

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

Este exemplar corresponde à redação final da tese
defendida por Amílcar Careli César
e aprovada pela Comissão
Julgadora em 10 / 9 / 90.

Orientador

ESTUDO DE GUIA DIELÉTRICO NÃO-RADIATIVO (NRD) COM
FERRITA TRANSVERSALMENTE MAGNETIZADA

AMÍLCAR CARELI CÉSAR

ORIENTADOR :

RUI FRAGASSI SOUZA

Tese apresentada à Faculdade de
Engenharia Elétrica da Univer-
sidade Estadual de Campinas -
UNICAMP, como parte dos
requisitos para a obtenção do
título de Doutor em Engenharia
Elétrica.

SETEMBRO DE 1990

RESUMO

O guia dielétrico não-radiativo (NRD) é uma alternativa viável de construção de circuitos integrados na faixa milimétrica. A estrutura NRD convencional consiste de uma lâmina de material dielétrico isotrópico disposta entre dois planos condutores paralelos, separados por uma distância menor que meio comprimento de onda. A redução da perda por radiação nas curvaturas e descontinuidades é uma de suas principais vantagens.

Neste trabalho é descrita a obtenção das expressões dos campos elétrico e magnético e da equação característica dos modos híbridos que se propagam em uma estrutura NRD, onde a lâmina dielétrica convencional foi substituída por outra de material ferrimagnético. A solução da equação característica fornece a constante de propagação em função da geometria do guia, dos parâmetros da ferrita e das condições de operação.

São apresentados vários resultados numéricos originais na forma de curvas de dispersão e de distribuição de campos. Discute-se a possibilidade de construção de dispositivos recíprocos e não-recíprocos.

SUMMARY

Nonradiative Dielectric (NRD) waveguide is an attractive alternative in the implementation of millimeter integrated circuits. The conventional NRD structure consists of an isotropic dielectric slab inserted between two parallel conducting planes, separated by a distance less than half of a wavelength. The reduction of radiation loss by curvatures and discontinuities is one of its well known advantages.

This work shows how to obtain the electric and magnetic field expressions and the characteristic equations of the hybrid modes that propagate in a NRD waveguide where the isotropic slab is substituted by a ferrimagnetic material. The solution of the characteristic equation gives the propagation constant as a function of the guide geometry, ferrite parameters and operating conditions.

Unpublished numerical results are presented in the form of dispersion curves and field distributions. The possibility of implementing reciprocal and non-reciprocal devices is discussed.

AGRADECIMENTOS

Desejo manifestar sinceros agradecimentos aos meus colegas e amigos Milson T. C. Silva e Ruy Barboza, do Depto. de Eletricidade da EESC-USP, pelo imenso apoio.

Minha gratidão à Rosane Aranda que digitou todo o trabalho e ao Odair da Silva que realizou os inúmeros desenhos.

Ao Prof. Rui Fragassi Souza agradeço imensamente pela orientação, liberdade de ação e, sobretudo, pela amizade, que esteve sempre presente durante esta convivência.

ÍNDICE

APRESENTAÇÃO	α-1
RELAÇÃO DOS SÍMBOLOS PRINCIPAIS	i-1
RELAÇÃO DAS FIGURAS	i-5
RELAÇÃO DAS TABELAS	i-13
CAPÍTULO 1: INTRODUÇÃO	3
CAPÍTULO 2: OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE GUIAS NRD CONVENCIONAIS ..	11
2.1. Introdução	11
2.2. Ondas Superficiais	12
2.3. Determinação das Componentes do Campo Ele-	
tromagnético	17
2.3.1. Modos Magnéticos na Seção Longitudi-	
nal (LSM)	19
2.3.1.1. Modos LSM Tipo Par	19
2.3.1.2. Modos LSM Tipo Ímpar	28
2.3.2. Modos Elétricos ne Seção Longitudinal	
(LSE) Tipos Par e Ímpar	29
2.4. Diagramas de dispersão dos Modos LSM e LSE ...	30
2.4.1. Dispersão dos Modos LSM	30
2.4.2. Dispersão dos Modos LSE	30
2.5. Distribuição do Campo Eletromagnético do Mo-	
do Principal LSM ₀₁	40

CAPÍTULO 3: FERRITAS EM DISPOSITIVOS DE MICROONDAS	53
3.1. Introdução	53
3.2. O Tensor Permeabilidade Magnética	55
3.3. Efeito de Mudanças no Sistema de Coordenadas Sobre o Tensor Permeabilidade Magnética	57
3.4. Algumas Ferritas Comerciais para Aplicações na Faixa Milimétrica	60
 CAPÍTULO 4: TEORIA DE PROPAGAÇÃO EM GUIAS NRD ANISOTRÓPICOS ...	65
4.1. Introdução	65
4.2. Determinação das Equações de Onda	66
4.3. Determinação das Componentes do Campo Ele- tromagnético Dentro da Lâmina de Ferrita	73
4.3.1. Transformação das Equações de Onda	77
4.3.2. Componentes dos Campos em Função de u_1 e u_2	82
4.3.3. Escolha das Funções u_1 e u_2 e Deter- minação das Componentes dos Campos	84
4.3.4. Determinação das Quantidades Envolvi- das nas Componentes dos Campos	87
4.4. Determinação das Componentes do Campo Ele- tromagnético nas Regiões Fora da Lâmina de Ferrita	89
4.5. Determinação da Equação Característica	93
4.6. Determinação das Constantes das Amplitudes dos Campos	103
4.7. Denominação e Enumeração dos Modos de Propa-	

gação	106
4.8. Fluxo de Potência Através do Guia	111
 CAPITULO 5: RESULTADOS	117
5.1. Introdução	117
5.2. Normalização da Equação Característica	118
5.3. Solução da Equação Característica pelo Méto- do de Newton	124
5.4. Programas para Microcomputador	128
5.5. Teste de Exatidão da Equação Característica ..	128
5.6. Diagramas de Dispersão	132
5.7. Diagramas de Operação	155
5.8. Largura de Faixa de Operação em Modo Único ...	161
5.9. Potência Transportada pelo Modo Principal	164
5.10. Distribuição dos Campos Elétrico e Magnético .	167
5.11. Considerações sobre a Propagação Recíproca ...	176
5.12. Propagação Não-Recíproca	179
5.13. Resultados Numéricos para Propagação Não- Recíproca	180
5.14. Distribuição dos Campos Elétrico e Magnético para Propagação Não-Recíproca	188
5.15. Considerações sobre Projetos de Guias NRD com Ferritas	202
 CAPÍTULO 6: CONCLUSÕES	209
 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	215

APRESENTAÇÃO

Este trabalho está organizado em seis capítulos. O Cap. 1, INTRODUÇÃO, situa o guia Dielétrico Não-Radiativo no universo das tecnologias empregadas na faixa milimétrica, relaciona suas principais características e vantagens, descreve seu princípio de operação, compila os artigos mais significativos sobre a tecnologia publicados na literatura especializada, e mostra o objetivo e a relevância do trabalho aqui apresentado.

O Cap. 2, OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE GUIAS NRD CONVENCIONAIS, descreve a estrutura e operação do guia NRD com lâmina dielétrica isotrópica, determina as componentes do campo eletromagnético dos modos LSM tipos par e ímpar, e as respectivas equações características. Apresenta curvas de dispersão dos modos LSM e LSE, e distribuição do campo eletromagnético do modo principal (LSM_{01}). Relaciona, ainda, o desempenho de alguns dispositivos NRD convencionais.

O Cap. 3, FERRITAS EM DISPOSITIVOS DE MICROONDAS, descreve o emprego de ferritas em dispositivos para altas frequências, apresenta o tensor permeabilidade magnética, e relaciona as principais características de algumas ferritas comerciais.

O Cap. 4, TEORIA DE PROPAGAÇÃO EM GUIAS NRD ANISOTRÓPICOS, descreve a modificação proposta na estrutura NRD convencional, substituindo a lâmina dielétrica por outra de ferrita, determina as equações de onda, as expressões do campo eletromagnético dentro e fora da lâmina de ferrita, a equação característica dos modos híbridos de propagação, as constantes das amplitudes das componentes dos campos elétrico e magnético, e

a expressão da potência transportada pelo modo principal. Propõe, também, uma denominação apropriada para os modos de propagação.

O Cap. 5, RESULTADOS, apresenta vários resultados numéricos originais, na forma de curvas e tabelas, decorrentes da solução da equação característica dos modos de propagação. Propõe uma normalização apropriada para a equação característica, descreve o método numérico empregado na sua solução e os testes realizados para verificação de sua exatidão. São mostrados vários diagramas de dispersão, de operação, de faixa de operação em modo único, de potência transportada pelo modo principal e de distribuição do campo eletromagnético. Discute-se tanto a propagação recíproca quanto a não-recíproca, bem como relaciona alguns critérios de projetos para guias NRD com lâmina de ferrita.

O Cap. 6, CONCLUSÕES, relaciona os resultados mais relevantes da presente pesquisa e sugere algumas possibilidades de continuidade do trabalho.

RELAÇÃO DOS SÍMBOLOS PRINCIPAIS

ϵ_0	: permissividade do espaço-livre
μ_0	: permeabilidade do espaço-livre
η_0	: impedância característica do espaço-livre
k_0	: número de onda no espaço-livre
λ_0	: comprimento de onda no espaço-livre
ϵ_r	: constante dielétrica da lâmina dielétrica, da ferrita
μ	: permeabilidade do material
$\bar{\mu}$	: tensor permeabilidade
μ_1	: elemento da diagonal do tensor permeabilidade
δ	: elemento fora da diagonal do tensor permeabilidade
$4\pi M_s$	: magnetização de saturação
g	: fator de Landé
W	: espessura da lâmina dielétrica, da ferrita
W_N	: espessura normalizada da lâmina dielétrica, da ferrita
h	: separação entre os planos condutores
H_{dc}	: intensidade do campo magnético estático de polarização
x_N	: distância normalizada ao longo da direção "x"
y_N	: distância normalizada ao longo da direção "y"
ω	: frequência angular
f	: frequência de operação
γ	: constante de propagação
α_i	: constante de atenuação, $i = x, y, z$
β	: constante de fase; constante de propagação para o caso sem perdas
β_N	: constante de fase normalizada; constante de propagação normalizada para o caso sem perdas
k_y	: número de onda na direção "y"
FF	: fator de forma do guia

m : m-ésima raiz da equação característica, número de extremos na distribuição dos campos ao longo da direção "x"

n : número de extremos na distribuição dos campos ao longo da direção "y"

$\vec{E}$: vetor intensidade de campo elétrico

$\vec{H}$: vetor intensidade de campo magnético

$\vec{B}$: vetor densidade de fluxo magnético

$\vec{D}$: vetor densidade de fluxo elétrico

$\vec{E}_t$: vetor intensidade de campo elétrico na direção transversal ao campo H_{dc} aplicado

E_x, E_y, E_z : componentes do campo elétrico nas direções "x", "y" e "z", respectivamente

$\vec{H}_t$: vetor intensidade de campo magnético na direção transversal ao campo H_{dc} aplicado

H_x, H_y, H_z : componentes do campo magnético nas direções "x", "y" e "z", respectivamente

∇ : operador Del

∇^2 : laplaciano

k_ϕ : ver eq. 4.13.2

k : ver eq. 4.13.3

k_1 : ver eq. 4.17

c : ver eq. 4.21.1

d : ver eq. 4.21.2

a : ver eq. 4.23.1

b : ver eq. 4.23.2

u_1 : ver eq. 4.59.1

u_2 : ver eq. 4.59.2

α_1 : ver eq. 4.61.1

α_2 : ver eq. 4.61.2

$s_{1,2}$: ver eq. 4.62

RT : ver eq. 4.65.1

γ_a : ver eq. 4.65.2

γ_b : ver eq. 4.65.3

μ_{ef} : ver eq. 4.65.4

$q_{1,2}$: ver eq. 4.66

$\gamma_{1,2}$: ver eq. 4.69

p_1 : ver eq. 4.76.1

p_2 : ver eq. 4.76.2

K_{ij} : $i, j = 1$ a 4 , ver eq. 4.98

A, B, C, D : constantes, ver eq. 4.106

P_1 : ver eq. 4.82

P_2 : ver eq. 4.92

Q_1 : ver eq. 4.80

Q_2 : ver eq. 4.90

RELAÇÃO DAS FIGURAS

CAPÍTULO 2

Fig. 2.1. Estrutura do guia NRD convencional.

Fig. 2.2. Diagramas de dispersão dos quatro modos LSM tipo par de mais baixas ordens para guia com alumina ($\epsilon_r = 9,5$) e fator de forma $W/h = 0,35$.

Fig. 2.3. Diagramas de dispersão do modo principal LSM_{01} para dielétricos de alumina ($\epsilon_r = 9,5$), quartzo ($\epsilon_r = 3,8$) e polistireno ($\epsilon_r = 2,56$). O fator de forma é $W/h = 0,50$.

Fig. 2.4. Diagramas de dispersão do modo LSM_{01} para vários valores de fator de forma e com dielétrico de alumina ($\epsilon_r = 9,5$).

Fig. 2.5. Diagramas de dispersão dos modos LSM_{01} , LSM_{02} , LSM_{11} e LSM_{12} para fator de forma 0,35 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$).

Fig. 2.6. Diagramas de dispersão dos modos LSM_{01} , LSM_{02} , LSM_{11} e LSM_{12} para fator de forma 0,50 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$).

Fig. 2.7. Curvas de dispersão dos modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSE_{03} e LSE_{04} para lâmina de alumina ($\epsilon_r = 9,5$) e fator de forma 0,35.

Fig. 2.8. Curvas de dispersão dos modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSE_{11} e LSE_{12} para fator de forma 0,35 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$).

Fig. 2.9. Curvas de dispersão dos modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSM_{11} e LSM_{12} para fator de forma 0,65 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$).

Fig. 2.10. Distribuição de campo eletromagnético em guia NRD com lâmina de alumina ($\epsilon_r = 9,5$); modo LSM_{01} ; $W/h = 0,35$; $W_N = 0,31$; $\beta_N = 0,3112$ e $x_N = y_N = 0,25$.

CAPÍTULO 3

Fig. 3.1. Geometria dos sistemas de coordenadas "xyz" e "x'y'z'" utilizados para a obtenção da nova forma do tensor permeabilidade $\bar{\mu}$ (sentido de H_{dc} coincidente com a direção "+y").

CAPÍTULO 4

Fig. 4.1. Seção transversal do guia NRD com lâmina de ferrita e sistema de coordenadas retangulares adotado.

CAPÍTULO 5

Fig. 5.1. Princípio do método de Newton para determinar raízes de equações transcendentais.

Fig. 5.2. Obtenção da derivada numérica da função $f(x)$.

- Fig. 5.3. Comparação entre os valores da constante de propagação normalizada dos modos LSE_{01} , LSM_{01} , H_{l11}^x e E_{l11}^x , obtidas por intermédio das equações características isotrópica e anisotrópica.
- Fig. 5.4. Diagramas de dispersão do guia NRD com ferrita no limite isotrópico ($\mu_1 = 1,0$ e $\delta = 10^6$).
- Fig. 5.5. Diagramas de dispersão do guia NRD com ferrita sob magnetização transversal.
- Fig. 5.6. Efeito da aplicação de campo magnético de polarização sobre as curvas de dispersão dos modos E_{l11}^x e E_{l12}^x .
- Fig. 5.7. Efeito da aplicação de campo magnético de polarização sobre as curvas de dispersão dos modos H_{l11}^x e H_{l12}^x .
- Fig. 5.8. Influência do fator de forma sobre a curva de dispersão do modo E_{l11}^x .
- Fig. 5.9. Influência do valor da constante dielétrica da ferrita sobre a curva de dispersão do modo E_{l11}^x .
- Fig. 5.10. Influência do valor da magnetização de saturação sobre a curva de dispersão do modo E_{l11}^x .
- Fig. 5.11. Influência do campo estático de polarização sobre a curva de dispersão do modo E_{l11}^x .

Fig. 5.12. Influência da frequência de operação sobre a curva de dispersão do modo E_{111}^x .

Fig. 5.13. Variação da constante de propagação com a frequência, para alguns valores de campo magnético de polarização e dimensões geométricas fixas.

Fig. 5.14. Variação da constante de propagação com o campo magnético estático, para vários valores de espessura da lâmina de ferrita.

Fig. 5.15. Variação da constante de propagação com o campo magnético estático, para vários valores de separação entre os planos condutores.

Fig. 5.16. Variação da constante de propagação com o campo magnético estático, para vários valores de espessura da lâmina de ferrita e separação entre os planos condutores.

Fig. 5.17. Diferença entre as constantes de propagação do modo E_{111}^x e LSM_{01} (modo E_{111}^x no limite dielétrico, $\mu_1 \rightarrow 1$ e $\delta \rightarrow 0$), para alguns valores de espessura da lâmina e separação entre os planos condutores.

Fig. 5.18. Diagrama de operação do guia NRD com ferrita, operando em 50 GHz e sob campo magnético estático de 1,5 kOe.

Fig. 5.19. Diagrama de operação do modo E_{l11}^x para vários valores de campo magnético estático e para frequência de operação igual a 50 GHz.

Fig. 5.20. Curvas de mesma constante de propagação do modo E_{l11}^x para operação em 50 GHz e $H_{dc} = 1,5$ kOe.

Fig. 5.21. Curvas de largura de faixa relativa em operação em modo único em função do fator de forma.

Fig. 5.22. Curvas de relações entre potências médias, dentro e fora da lâmina de ferrita, transportadas pelo modo principal, E_{l11}^x , para dois valores distintos de campo magnético de polarização.

Fig. 5.23. Distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{l11}^x em guia NRD com ferrita no caso de limite de dielétrico isotrópico.

Fig. 5.24. Distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{l11}^x em um guia NRD com ferrita operando em 50 GHz e sob campo de 1,5 kOe.

Fig. 5.25. Distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{l11}^x em um guia NRD com ferrita, operando nas mesmas condições especificadas na Fig. 5.24, porém no sentido reverso.

Fig. 5.26. Estrutura não-recíproca com lâminas de ferrita dispostas entre planos condutores [51]. O modo principal de interesse é o TE_{10} .

Fig. 5.27. Seção transversal de uma linha coaxial mostrando: (a) linhas de campo elétrico do modo TEM; (b) carregamento dielétrico para incrementar o efeito não-recíproco e (c) simulação da linha coaxial através do modelo de planos paralelos [71].

Fig. 5.28. Diagramas de dispersão de alguns modos mais baixos em estrutura NRD não-recíproca. O modo principal de interesse é o E_{111}^x .

Fig. 5.29. Mudança no diagrama de dispersão do modo E_{111}^x com o valor da constante dielétrica do semi-plano direito.

Fig. 5.30. Mudança da curva de diferença normalizada entre as constantes de propagação em função da espessura normalizada, com o campo magnético de polarização aplicado, para o modo E_{111}^x .

Fig. 5.31. Curvas de constantes de propagação normalizadas, β_N^+ e β_N^- , do modo E_{111}^x , em função da espessura normalizada.

Fig. 5.32. Curvas de variação da diferença normalizada entre as constantes de propagação normalizadas, com a espessura normalizada, em função da constante dielétrica do semi-plano esquerdo. O modo considerado é o E_{111}^x .

Fig. 5.33. Curvas de variação da diferença normalizada entre as constantes de propagação normalizadas, com a espessura normalizada, em função do fator de forma do guia. O modo considerado é o E_{l11}^x .

Fig. 5.34. Distribuição da componentes E_x do modo E_{l11}^x , no caso recíproco em que as duas regiões dielétricas são de ar. $f = 50$ GHz; $H_{dc} = 6,0$ kOe; $\epsilon_{r_1} = \epsilon_{r_2} = 1$; $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,33$; $\beta_N^+ = 0,325033$; $x_N = 0$; $y_N = 0,5$ e $D = -0,5$.

Fig. 5.35. Distribuição da componente E_x do modo E_{l11}^x nas mesmas condições de operação estipuladas na Fig. 5.34, porém considerando o sentido reverso.

Fig. 5.36. Distribuição da componente E_x do modo E_{l11}^x , para o caso em que $\epsilon_{r_1} = 1,0$ e $\epsilon_{r_2} = 6,80$. $f = 50$ GHz; $H_{dc} = 6,0$ kOe; $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,39$; $\beta_N^+ = 0,736338$; $x_N = 0$; $y_N = 0,50$. As características da ferrita são: $4\pi M_S = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon_r = 12,3$.

Fig. 5.37. Distribuição da componente E_x do modo E_{l11}^x , no sentido reverso de propagação, nas mesmas condições de operação estipuladas na Fig. 5.36.

Fig. 5.38. Distribuição da componente E_x do modo E_{l11}^x , no caso em que $\epsilon_{r_1} = 1,0$ e $\epsilon_{r_2} = 6,8$. $f = 50$ GHz; $H_{dc} = 6,0$ kOe; $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,45$; $n_N = 0$; $y_N = 0,50$ e $D = -0,50$. Características da ferrita: $4\pi M_S = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon = 12,3$.

Fig. 5.39. Distribuição da componente E_x do modo E_{111}^x em guia NRD operando nas mesmas condições estipuladas na Fig. 5.41, porém considerando propagação no sentido reverso ($\beta_N^- = 0,771660$).

Fig. 5.40. Distribuição da componente E_x quando $\epsilon_{r_1} = 2,56$, $\epsilon_{r_2} = 6,8$ e $H_{dc} = 2,0$ kOe; $f = 50$ GHz; $(W/h) \sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,225$; $\beta_N^+ = 0,608959$; $x_N = 0$; $y_N = 0,50$ e $D = -0,50$. Características da ferrita: $4\pi M_s = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon_r = 12,3$.

Fig. 5.41. Distribuição da componente E_x na direção reversa ($\beta_N^- = 0,607186$), em guia NRD operando nas mesmas condições estipuladas na Fig. 5.40.

RELAÇÃO DAS TABELAS

CAPÍTULO 3

Tabela 3.1. Algumas especificações de dois tipos de ferritas comerciais para aplicações na faixa milimétrica.

CAPÍTULO 5

Tabela 5.1. Comparação entre os valores das espessuras normalizadas de corte dos modos LSM_{01} e E_{111}^x , obtidos por intermédio das equações características isotrópica e anisotrópica.

Tabela 5.2. Comparação entre os valores da constante de propagação normalizada dos modos LSE_{01} , LSM_{01} , H_{111}^x e E_{111}^x , obtidos por intermédio das equações características isotrópica e anisotrópica, para $\epsilon_r = 9,5$ e $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,343$.

Tabela 5.3. Valores da espessura da lâmina de ferrita e da separação entre planos condutores para diversos valores de fator de forma.

Tabela 5.4. Valores de espessura da lâmina de ferrita e da separação entre os planos condutores para diversos valores de constante dielétrica da ferrita.

Tabela 5.5. Valores da espessura da lâmina e da separação entre os planos condutores para alguns valores de frequência de operação.

Tabela 5.6. Valores do campo magnético estático de corte para alguns valores de espessura da lâmina e separação entre os planos condutores, para a ferrita e condições de operação especificadas na Fig. 5.16.

Tabela 5.7. Largura de faixa relativa para operação em modo único do guia NRD com ferrita, operando nas condições especificadas na Fig. 5.21.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

As ondas milimétricas referem-se à porção do espectro eletromagnético compreendida entre 30 e 300 GHz, correspondendo a comprimentos de onda de 10 a 1 mm no espaço-livre.

As três principais características das ondas milimétricas são: comprimentos de onda reduzidos, largura de faixa extensa e interação com os elementos atmosféricos. Dependendo da aplicação, tais características podem se constituir em vantagens ou desvantagens [1]. Aplicações típicas destas ondas cobrem os campos de comunicações, radares, radiometria e instrumentação.

Os meios de transmissão convencionais empregados em microondas podem ser utilizados em ondas milimétricas. As tolerâncias mecânicas reduzidas e a impossibilidade de implementar sistemas com alto grau de integração tornam o emprego de guias convencionais, como, por exemplo, guia metálico de seção transversal retangular, dispendioso e difícil. Técnicas de construção de circuitos integrados em microondas (MIC) e guias dielétricos são alternativas atraentes para a faixa milimétrica. As linhas de transmissão de interesse nesta faixa podem ser reunidas em quatro grupos [2]:

1. GUIAS DIELÉTRICOS, como guia imagem e suas variantes e linha de fita invertida,
2. LINHAS QUASE-TEM, como guia coplanar, microfita, microfita

suspensa e microfita invertida,

3. LINHAS NÃO-TEM, como linha de fenda e linha de lâmina, e

4. ESTRUTURAS SEMI-ABERTAS, como guia com ranhura, guia-H e guia NRD.

O avanço das técnicas de foto impressão, das ciências dos materiais e dos dispositivos de estado sólido possibilitaram formas eficientes de guiamento eletromagnético através de sistemas compactos, baratos e confiáveis na faixa de microondas. Com o aparecimento dos computadores rápidos, novas estruturas puderam ser analisadas através de métodos numéricos, cujos resultados apresentam notável precisão.

Entretanto, com o aumento da frequência de operação, a tecnologia MIC convencional apresenta dificuldades nas aplicações. As dimensões físicas da estrutura tornam-se pequenas demais, as perdas nos metais ampliam-se e a tolerância na rugosidade das superfícies passa a ser crítica. Problemas associados à dispersão e modos de ordem elevada em linhas de transmissão impressas evidenciam-se, exceto em linhas de lâminas.

Os circuitos integrados do tipo guia dielétrico apareceram com o objetivo de também superar tais dificuldades. A idéia básica constitui-se em substituir a linha de transmissão impressa convencional por um guia dielétrico apropriadamente projetado para permitir a integração de circuitos. As estruturas de guiamento lembram alguns tipos empregados em sistemas ópticos. As dimensões da seção transversal são, tipicamente, da ordem de grandeza do comprimento de onda, enquanto que no caso de uma microfita as correspondentes dimensões seriam de um décimo do comprimento de onda [3].

As principais vantagens dos guias dielétricos convencionais são as dimensões maiores e as perdas reduzidas em ondas milimétricas. As desvantagens ficam por conta da impossibilidade do emprego, na fabricação, de técnicas de foto impressão, do aumento das perdas de transmissão devido a imperfeições no dielétrico e, também, das perdas por radiação em estruturas curvas e em imperfeições do material e da forma geométrica.

Para superar estas desvantagens, Yoneyama e Nishida [4] propuseram, em 1981, o GUIA DIELÉTRICO NÃO-RADIATIVO (NRD). A estrutura consiste de uma lâmina de material dielétrico isotrópico disposta entre dois planos condutores paralelos, separados por uma distância menor que meio comprimento de onda. Os modos são híbridos por natureza e, usualmente, referidos como modo magnético na seção longitudinal (LSM) e modo elétrico na seção longitudinal (LSE). A configuração de campo elétrico é, predominantemente, paralela aos planos metálicos. Assim, se dois planos metálicos paralelos são separados por uma distância menor que meio comprimento de onda, ondas eletromagnéticas, cujos campos elétricos são paralelos às placas, não podem se propagar, já que se encontram abaixo do corte. A colocação de lâmina dielétrica apropriada entre os planos elimina a condição de corte nesta região e as ondas podem se propagar ao longo dela. Fora da região dielétrica os campos são evanescentes. Se houver ondas emitidas para fora da lâmina, elas tendem a decair exponencialmente. Curvaturas e junções podem ser incorporadas sob a forma de circuitos integrados.

O guia NRD lembra o guia-H proposto por Tischer

[5], em 1953, em termos de estrutura e configuração de campo, exceto pela separação entre os planos. A característica principal do guia-H é a baixa perda de transmissão e não a supressão da radiação. Por este motivo, a separação entre as placas é maior que meio comprimento de onda. No guia NRD não há parede metálica perpendicular ao campo elétrico e a perda por condução fica reduzida. Portanto, o guia NRD diminui, simultaneamente, as perdas de transmissão e por radiação.

Desde então, as principais propriedades dos guias NRD, tais como efeitos em curvaturas, acoplamento entre lâminas, descontinuidades e aumento da faixa de operação em modo único têm sido analisadas [6] - [11].

A facilidade de manuseio e de construção têm incentivado o desenvolvimento de dispositivos como filtros, junções, cargas, transições para outros tipos de guias, estruturas radiantes e moduladores [12] - [16]. Medidas de desempenho também têm sido realizadas [17]. Estruturas semelhantes ao guia NRD, como o guia-H, também já foram utilizadas em dispositivos eletroópticos [18] e com semicondutores [19], abrindo caminho para aplicações em outras faixas do espectro eletromagnético e com outros tipos de materiais. Estruturas NRD modificadas também têm sido sugeridas como, por exemplo, o guia NRD com ranhura [20], [21].

A configuração de campo do guia facilita a adaptação da tecnologia do plano-E de guias retangulares convencionais, como demonstra a implementação do transmissor-receptor integrado para aplicações em ondas milimétricas proposto por Yoneyama e outros [22].

Não obstante o aparecimento de um grande número de dispositivos em técnica NRD, a propagação em estrutura NRD anisotrópica e a construção dos correspondentes elementos de circuitos, apenas recentemente começaram a ser analisadas e propostas [23] - [26].

Neste trabalho descrevemos a obtenção das expressões dos campos elétrico e magnético e determinamos a equação de dispersão para os modos híbridos que se propagam em uma estrutura NRD, onde a lâmina convencional de material dielétrico isotrópico é substituída por outra de material ferrimagnético. A solução da equação de dispersão fornece a constante de propagação em função da geometria da estrutura e dos parâmetros da ferrita. Assim, várias simulações podem ser realizadas e as principais características de propagação dos modos híbridos na estrutura podem ser estabelecidas.

A realização de um guia que permita a propagação de ondas eletromagnéticas a partir de uma lâmina de ferrita disposta entre dois planos condutores paralelos lembra estruturas já analisadas no passado. A aproximação magnetostática foi extensivamente utilizada para investigar inúmeros problemas de propagação de ondas em materiais magnéticos. Auld [27] determinou a ressonância magnetostática para tal estrutura considerando uma separação qualquer entre os planos e modos TE fora da lâmina de ferrita. Estrutura semelhante também foi utilizada para auxiliar a análise de guias de seção retangular ou circular parcialmente preenchidos com ferrita [28] - [30]. Também, estruturas compostas por planos condutores paralelos preenchidos homogeneamente ou não por lâminas infinitas de ferrita dispostas paralelamente aos

planos foram exaustivamente analisadas [31] - [34].

Entretanto, na literatura, as estruturas com lâminas finitas de ferrita investigadas só foram analisadas para os modos de interesse TE. Modos híbridos somente foram analisados para guias de seção retangular [35] ou circular com magnetização longitudinal [36].

Modos híbridos, particularmente os LSM ou LSE no caso limite em que a ferrita tende a um dielétrico isotrópico, não haviam sido analisados até então.

Em nosso trabalho consideramos a amostra de ferrita operando sob pequenos sinais, longe da ressonância ferrimagnética, saturada e com efeitos desmagnetizantes desprezíveis. O campo magnético estático é aplicado perpendicularmente aos planos condutores.

Cabe ainda citar que há outras técnicas competitivas de construção de dispositivos com ferritas, para aplicações em ondas milimétricas, como as linhas de lâminas [37] e os dispositivos de modos acoplados [38] - [40]. Se a frequência aumenta, as propriedades não-recíprocas da ferrita, representadas pela relação entre os componentes fora e na diagonal do tensor permeabilidade, decresce. Os dispositivos do tipo modo acoplado tornam-se, também, bastante atraentes para aplicações nesta faixa de frequências.

CAPÍTULO 2

OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE GUIAS NRD CONVENCIONAIS

OPERAÇÃO E DESEMPENHO DE GUIAS NRD CONVENCIONAIS

2.1. INTRODUÇÃO

O guia dielétrico não-radiativo (NRD) convencional consiste de uma lâmina de material dielétrico disposta entre dois planos condutores, separados por uma distância menor que meio comprimento de onda. Os campos elétrico e magnético dos modos propagantes ficam confinados à lâmina dielétrica. Fora da região dielétrica os campos são evanescentes.

A propagação neste tipo de guia pode ser fisicamente entendida como sendo uma sucessão de reflexões totais de uma onda plana uniforme nas interfaces dielétrico-ar.

Os modos propagantes de interesse são classificados como magnéticos na seção longitudinal (LSM) e elétricos na seção longitudinal (LSE). As equações características dos modos apresentam a mesma forma daquelas dos modos que se propagam em uma lâmina dielétrica infinita imersa no ar.

Vários dispositivos construídos nesta técnica já foram divulgados na literatura especializada e suas principais figuras de desempenho demonstram a viabilidade prática da estrutura.

Descreveremos os principais passos para a determinação das expressões do campo eletromagnético e das equações características dos modos LSM e LSE. Apresentaremos, também, uma normalização conveniente, utilizada para a apresentação das curvas de dispersão, e adotada de forma coerente com aquela dos modos existentes em guia NRD com ferrita, que serão apresentados em capítulo posterior. Além disso, citaremos, resumidamente, as principais figuras de desempenho dos dispositivos NRD mais importantes divulgados na literatura especializada.

2.2. ONDAS SUPERFICIAIS

Vamos considerar uma interface dielétrica plana entre dois meios, em que um deles é o ar, e disposta no plano "yz". Considerando propagação ao longo de "z" e dimensão infinita ao longo de "y", então os campos de uma onda plana $\bar{F}$ ($\bar{E}$ ou $\bar{H}$) são independentes de "y" ($\partial/\partial y = 0$) e da forma

$$\bar{F} = \bar{F}_0 \exp \left[\gamma_x x - \gamma_z z \right] \quad (2.1)$$

Substituindo (2.1) na equação de onda

$$\frac{\partial^2 \bar{F}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{F}}{\partial z^2} - \gamma^2 \bar{F} = 0 \quad (2.2)$$

resulta na condição

$$\gamma_x^2 + \gamma_z^2 = \gamma^2 \quad (2.3)$$

Para uma onda plana é conhecida a expressão

$$\gamma^2 = j\omega\mu\chi - \omega^2\mu\varepsilon = j\omega\mu (\chi + j\omega\varepsilon) \quad (2.4)$$

onde μ , ε e χ são parâmetros do material e ω é a frequência angular.

Se o meio considerado é o ar (região $x \geq 0$), então

$$\gamma^2 = -\beta_o^2 = -\left[\frac{2\pi}{\lambda_o}\right]^2 = -\left[\frac{\omega}{c_o}\right]^2 = -\omega^2\mu_o\varepsilon_o \quad (2.5)$$

Iremos utilizar a notação seguinte:

$$\gamma_x = \alpha_x + j\beta_x \quad (2.6.1)$$

e

$$\gamma_z = \alpha_z + j\beta_z \quad (2.6.2)$$

Substituindo (2.6) em (2.3) resulta em

$$\gamma^2 = \left[\alpha_x^2 - \beta_x^2 + \alpha_z^2 - \beta_z^2 \right] + j2\left[\alpha_x\beta_x + \alpha_z\beta_z \right] \quad (2.7)$$

Como γ^2 é real para meios sem perdas, duas condições resultam de (2.7):

$$\alpha_x\beta_x + \alpha_z\beta_z = 0 \quad (2.8.1)$$

$$\gamma^2 = \alpha_x^2 + \alpha_z^2 - \beta_x^2 - \beta_z^2 \quad (2.8.2)$$

Vamos analisar os seguintes casos [41]:

$$(a) \quad \alpha_x = 0$$

Isto significa amplitudes de campos constantes na direção "x". Como $\beta_z \neq 0$ (propagação na direção "z"), segue, de (2.8.1), que $\alpha_z = 0$. A onda se propaga sem atenuação ao longo de "z". Este tipo de onda é conhecido como onda plana homogênea

$$(b) \quad \alpha_z = 0 \quad \text{e} \quad \alpha_x \neq 0$$

Segue, de (2.8.1), que $\beta_x = 0$ e, de (2.8.2), que $\beta_z^2 = \alpha_x^2 - \gamma^2 = \alpha_x^2 + \left[\frac{\omega}{c_0} \right]^2$. Como $\beta_z = \omega/v_p$, temos que $v_p < c_0$.

As amplitudes de campos variam segundo

$$\bar{F} = \bar{F}_0 \exp\left[\alpha_x x\right] \exp\left[-j\beta_z z\right] \quad (2.9)$$

As superfícies de amplitude constante são planos paralelos à interface dielétrica e as de fase constante são perpendiculares a ela. Na direção "x" os campos decaem exponencialmente. No caso de ondas homogêneas no espaço-livre, ou em circuitos, as superfícies de fase constante são, também, superfícies de amplitude constante. No caso em questão, as duas superfícies não coincidem

(onda não-homogênea). Esta onda, que se propaga ao longo da interface dielétrica com velocidade de fase menor que a da luz no vácuo, é chamada de onda superficial.

$$(c) \quad \alpha_z < 0 \quad \text{e} \quad \beta_x < 0$$

A onda que se propaga na direção "z" move-se para longe da interface ($\beta_x < 0$). De (2.8.1) segue que

$$\alpha_x = - \frac{\alpha_z \cdot \beta_z}{\beta_x} < 0 \quad (2.10)$$

As amplitudes de campo decaem exponencialmente na direção "x". Os planos de amplitude constante são obtidos fazendo-se o argumento da exponencial em (2.1) real e igual a uma constante. Com o auxílio de (2.10) obtemos

$$x = c_1 - \left[\beta_x / \beta_z \right] z \quad (2.11)$$

onde c_1 é uma constante. Os planos de fase constante são obtidos fazendo-se o argumento da exponencial em (2.1) imaginário e igual a uma constante. Obtemos, então

$$x = c_2 + \left[\beta_z / \beta_x \right] z \quad (2.12)$$

onde c_2 é uma constante.

Os planos de amplitude constante estão inclinados

em relação ao plano da interface ("yz") por um ângulo

$$\Theta = \operatorname{tg}^{-1} \left[-\beta_x / \beta_z \right] \quad (2.13)$$

e os planos de fase constante são perpendiculares aos planos de amplitude constante.

$$(d) \quad \alpha_z > 0 \quad \text{e} \quad \beta_x < 0.$$

A onda que se propaga na direção "z" move-se para longe da interface dielétrica ($\beta_x < 0$). De (2.8.1) segue que

$$\alpha_x = - \frac{\alpha_z \beta_z}{\beta_x} > 0 \quad (2.14)$$

As amplitudes dos campos crescem exponencialmente ao longo de "x". Os planos de amplitude constante estão inclinados com relação ao plano da interface ("yz") de um ângulo

$$\Theta = \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{\beta_z}{\beta_x} \right] \quad (2.15)$$

e os planos de fase constante são perpendiculares a eles. A velocidade de fase é maior que a velocidade da luz ($v_p > c_0$). Este tipo de onda é conhecida como onda radiada.

2.3. DETERMINAÇÃO DAS COMPONENTES DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO

Os modos propagantes, em guias parcialmente preenchidos com dielétricos, podem ser obtidos a partir das funções potenciais de Hertz elétrica e magnética. Tais modos possuem uma única componente de campo, ou elétrico ou magnético, na direção normal à interface ar-dielétrico. Do potencial de Hertz magnético obtém-se a solução para o modo que não possui componente de campo elétrico normal à interface. O campo elétrico está contido no plano longitudinal da interface. O modo é, então, denominado modo elétrico na seção longitudinal (LSE). Do potencial de Hertz elétrico obtém-se o modo que não possui campo magnético normal à interface. É o chamado modo magnético na seção longitudinal (LSM).

As componentes dos campos dos modos LSM, considerando propagação na direção "z", podem ser determinadas a partir de [42] (vide Fig.2.1):

$$E_x = \left[\kappa(x) k_o^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \psi_e(x,y) e^{-\gamma z} \quad (2.16.1)$$

$$E_y = \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \left[\psi_e(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.16.2)$$

$$E_z = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} \left[\psi_e(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.16.3)$$

$$H_x = 0 \quad (2.16.4)$$

$$H_y = j\omega \epsilon_o \kappa(x) \frac{\partial}{\partial z} \left[\psi_e(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.16.5)$$

$$H_z = -j\omega\epsilon_0 \kappa(x) \frac{\partial}{\partial y} \left[\psi_e(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.16.6)$$

onde γ é a constante de propagação; ϵ_0 e k_0 são a permissividade e o número de onda no espaço-livre, respectivamente; ω é a frequência angular; $\kappa(x) = 1$ para o espaço-livre e $\kappa(x) = \epsilon_r$ (constante dielétrica) para um dielétrico homogêneo; é $\psi_e(x,y)$ uma função que deve satisfazer a equação de onda escalar:

$$\nabla_t^2 \psi_e(x,y) + \left[\gamma^2 + \kappa(x) k_0^2 \right] \psi_e(x,y) = 0 \quad (2.17)$$

Analogamente, as componentes dos campos dos modos LSE podem ser determinadas a partir de:

$$E_x = 0 \quad (2.18.1)$$

$$E_y = -j\omega\mu \frac{\partial}{\partial z} \left[\psi_h(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.18.2)$$

$$E_z = -j\omega\mu \frac{\partial}{\partial y} \left[\psi_h(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.18.3)$$

$$H_x = \left[\kappa(x) k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \psi_h(x,y) e^{-\gamma z} \quad (2.18.4)$$

$$H_y = \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \left[\psi_h(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.18.5)$$

$$H_z = \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} \left[\psi_h(x,y) e^{-\gamma z} \right] \quad (2.18.6)$$

onde μ é a permeabilidade magnética do meio. A função $\psi_h(x,y)$ deve satisfazer a equação de onda análoga a (2.17).

2.3.1. MODOS MAGNÉTICOS NA SEÇÃO LONGITUDINAL (LSM)

A Fig. 2.1. mostra a estrutura do guia NRD analisada e o sistema de coordenadas adotado. Devido à simetria da estrutura, os modos podem ser decompostos nos tipos par (simétrico) e ímpar (antissimétrico).

2.3.1.1. MODOS LSM TIPO PAR

As componentes dos campos dos modos LSM tipo par devem satisfazer as seguintes condições de contorno:

(a) Supondo que haja uma parede elétrica em $x = 0$, as componentes tangenciais do campo elétrico devem ser nulas sobre esta parede. Portanto,

$$E_y \Big|_{x=0} = E_z \Big|_{x=0} = 0 \quad (2.19)$$

(b) as componentes tangenciais do campo elétrico anulam-se sobre os planos condutores. Portanto,

$$E_x \Big|_{y=0,h} = E_z \Big|_{y=0,h} = 0 \quad (2.20)$$

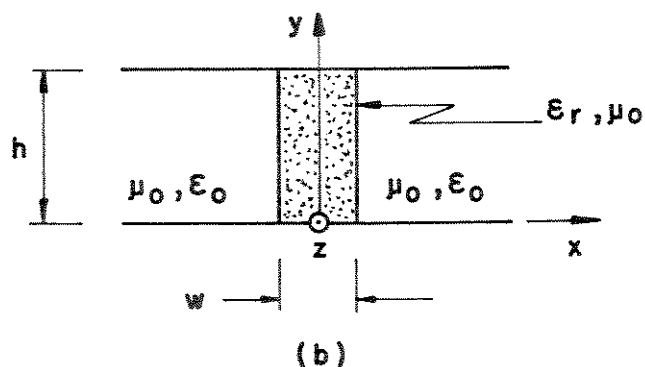
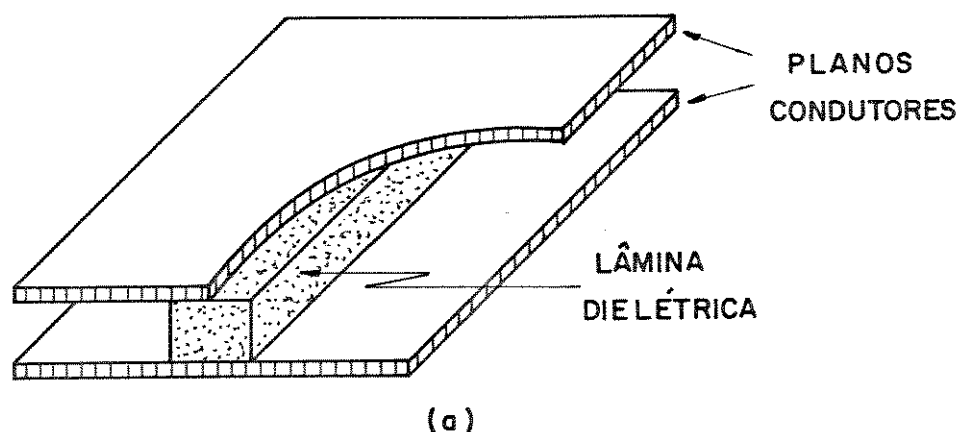


Fig. 2.1. Estrutura do guia NRD convencional. (a) Visto em corte e (b) seção transversal disposta no sistema de coordenadas retangulares. As dimensões são: "w", espessura da lâmina dielétrica e "h", separação entre os planos condutores. A constante dielétrica relativa da lâmina é ϵ_r e "x", "y" e "z" compõem o sistema de coordenadas retangulares.

(A) REGIÃO DIELETRICA ($|x| \leq W/2, \epsilon_r, \mu_o$)

Na região diétrica a função $\psi_e(x,y)$ que satisfaz (2.19) e (2.20) é da forma

$$\psi_e(x,y) = \frac{A}{h_d^2 \cos(q.W/2)} \sin(k_y y) \cos(qx) \quad (2.21)$$

onde A é uma constante a ser determinada,

$$k_y = \frac{n\pi}{h}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.22)$$

e

$$h_d^2 = \epsilon_r k_o^2 - q^2 \quad (2.23)$$

Supondo $\gamma = j\beta$ (estrutura sem perdas), então

$$\beta^2 = h_d^2 - k_y^2 \quad (2.24)$$

Para efeito de normalização das grandezas, vamos definir:

(1) constante de propagação normalizada

$$\beta_N = \frac{\beta}{\sqrt{\epsilon_r} k_o} \quad (2.25.1)$$

(2) espessura normalizada da lâmina dielétrica

$$W_N = \frac{2W}{\lambda_o} \quad (2.25.2)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda no espaço-livre

(3) fator de forma do guia

$$FF = \frac{W}{h} \quad (2.25.3)$$

(4) distância normalizada no eixo "x"

$$x_N = \frac{x}{W/2} \quad (2.25.4)$$

tal que $-1 \leq x_N \leq 1$ no dielétrico

(5) distância normalizada no eixo "y"

$$y_N = \frac{y}{h} \quad (2.25.5)$$

tal que $0 \leq y_N \leq 1$

A equação (2.24) normalizada passa a ser

$$\beta_N = 1 - \left[\frac{2}{\pi \sqrt{\epsilon_r}} \right]^2 \left[\left(q \cdot W/2 \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2} \cdot FF \right)^2 \right] / W_N^2 \quad (2.26)$$

A partir de (2.16), (2.21) e (2.25), as componentes de campos podem ser determinadas. Assim, para $|x| \leq W/2$ temos [43], [44]:

$$E_{x,N} = \frac{A}{\cos(q \cdot W/2)} \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cos \left[\left(q \cdot W/2 \right) x_N \right] e^{-j\beta z} \quad (2.27.1)$$

$$E_{y,N} = - \frac{A(q.W/2) (k_y.W/2)}{(h_d.W/2)^2 \cos(q.W/2)} \cos \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \sin \left[\left(q.W/2 \right) x_N \right] e^{-j\beta z} \quad (2.27.2)$$

$$E_{z,N} = j \frac{A\sqrt{\epsilon_r} (q.W/2) (k_o.W/2) \cdot \beta_N}{(h_d.W/2)^2 \cos(q.W/2)} \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \sin \left[\left(q.W/2 \right) x_N \right] e^{-j\beta z} \quad (2.27.3)$$

$$H_{x,N} = 0 \quad (2.27.4)$$

$$H_{y,N} = \frac{A \epsilon_r \sqrt{\epsilon_r}}{\eta_o} \cdot \frac{(k_o.W/2)^2 \beta_N}{(h_d.W/2)^2 \cos(q.W/2)} \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \cos \left[\left(q.W/2 \right) x_N \right] e^{-j\beta z} \quad (2.27.5)$$

$$H_{z,N} = -j \frac{A \epsilon_r}{\eta_o} \cdot \frac{(k_y.W/2) (k_o.W/2)}{(h_d.W/2) \cos^2(q.W/2)} \cos \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \cos \left[\left(q.W/2 \right) x_N \right] e^{-j\beta z} \quad (2.27.6)$$

onde $n = 1, 2, 3, \dots$ e $\eta_o = 120 \pi \Omega$.

(B) REGIÃO FORA DO DIELÉTRICO ($|x| \geq W/2$, ϵ_o , μ_o)

Na região fora do dielétrico as componentes dos campos decaem segundo o fator $\exp[-p(|x| - W/2)]$. Como a componente $(\epsilon_r E_x)$ deve ser contínua através da interface

dielétrico-ar, podemos escolher a função $\psi_e(x,y)$ que satisfaz as condições de contorno como sendo

$$\psi_e(x,y) = \frac{\epsilon_r A}{h_o^2} \operatorname{sen}\left[k_y y\right] \exp\left[-p(x - W/2)\right], \quad x \geq W/2 \quad (2.28.1)$$

e

$$\psi_e(x,y) = \frac{\epsilon_r A}{h_o^2} \operatorname{sen}\left[k_y y\right] \exp\left[p(x + W/2)\right], \quad x \leq -W/2 \quad (2.28.2)$$

onde $n = 1, 2, 3, \dots$

$$h_o^2 = p^2 + k_o^2 \quad (2.29)$$

e

$$\beta^2 = k_o^2 + p^2 - k_y^2 \quad (2.30)$$

(B.1) REGIÃO $X \geq W/2$

Para efeito de normalização das componentes dos campos, além das quantidades definidas por (2.25), vamos reescrever a quantidade das exponenciais como

$$-p \cdot (x - W/2) = -(p \cdot W/2) \left[x / (W/2) - 1 \right] = -(p \cdot W/2) (x_N - 1) \quad (2.31)$$

tal que, nesta região, $x_N \geq 1$.

A equação (2.30) normalizada passa a ser

$$\beta_N^2 = \frac{1}{\epsilon_r} \left\{ 1 + \left[(p \cdot W/2)^2 - \left(\frac{n\pi}{2} \cdot FF \right)^2 \right] / (k_o \cdot W/2)^2 \right\} \quad (2.32)$$

A partir de (2.16), (2.28.1) e (2.31), as componentes dos campos são dadas por

$$E_{x,N} = \varepsilon_r A \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[-(p.W/2) (x_N - 1) \right] \bar{e}^{j\beta z} \quad (2.33.1)$$

$$E_{y,N} = \frac{\varepsilon_r (p.W/2) (k_y.W/2)}{(h_o.W/2)^2} A \cos \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[-(p.W/2) (x_N - 1) \right] \bar{e}^{j\beta z} \quad (2.33.2)$$

$$E_{z,N} = j \frac{\varepsilon_r \sqrt{\varepsilon_r} (p.W/2) (k_o.W/2) \cdot \beta_N}{(h_o.W/2)^2} A \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_n \right] \cdot \exp \left[-(p.W/2) (x_N - 1) \right] \bar{e}^{j\beta z} \quad (2.33.3)$$

$$H_{x,N} = 0 \quad (2.33.4)$$

$$H_{y,N} = \frac{\varepsilon_r \sqrt{\varepsilon_r}}{\eta_o} \cdot \frac{(k_o.W/2)^2 \beta_N}{(h_o.W/2)^2} A \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[-(p.W/2) (x_N - 1) \right] \bar{e}^{j\beta z} \quad (2.33.5)$$

$$H_{z,N} = -j \frac{\varepsilon_r}{\eta_o} \cdot \frac{(k_o.W/2) (k_y.W/2)}{(h_o.W/2)^2} A \cos \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot$$

$$\exp \left[-(p.W/2)(x_N-1) \right] e^{-j\beta z} \quad (2.33.6)$$

(B.2) REGIÃO $x \leq -W/2$

A determinação das componentes dos campos nesta região é análoga à da região $x \geq W/2$. Assim, temos:

$$E_{x,N} = \epsilon_r A \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[(p.W/2)(x_N+1) \right] e^{-j\beta z} \quad (2.34.1)$$

$$E_{y,N} = \frac{\epsilon_r (p.W/2) (k_y.W/2)}{(h_o.W/2)^2} A \cos \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[(p.W/2)(x_N+1) \right] e^{-j\beta z} \quad (2.34.2)$$

$$E_{z,N} = -j \frac{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_r} (p.W/2) (k_o.W/2) \cdot \beta_N}{(h_o.W/2)^2} A \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[(p.W/2)(x_N+1) \right] e^{-j\beta z} \quad (2.34.3)$$

$$H_{x,N} = 0 \quad (2.34.4)$$

$$H_{y,N} = \frac{\epsilon_r \sqrt{\epsilon_r}}{\eta_o} \cdot \frac{(k_o.W/2)^2 \beta_N}{(h_o.W/2)^2} A \sin \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[(p.W/2)(x_N+1) \right] e^{-j\beta z} \quad (2.34.5)$$

$$H_{z,N} = -j \frac{\varepsilon_r}{\eta_0} \cdot \frac{(k_o \cdot W/2) (k_y \cdot W/2)}{(h_o \cdot W/2)^2} A \cos \left[2 \left(\frac{n\pi}{2} \right) y_N \right] \cdot \exp \left[(p \cdot W/2) (x_N + 1) \right] e^{-j\beta z} \quad (2.34.6)$$

Como as ondas devem estar em fase nas regiões do dielétrico e do ar, temos, de (2.23), (2.24) e (2.30), que $h_d = h_o$. As condições de contorno nas interfaces dielétrico-ar impõem que a componente E_z deve ser contínua. Assim, para $x = W/2$ e $y = h/2$, temos, de (2.27.3) e (2.33.3), que:

$$\varepsilon_r (p \cdot W/2) = (q \cdot W/2) \operatorname{tg} (q \cdot W/2) \quad (2.35)$$

A eq.(2.35) é a equação característica dos modos LSM tipo par. De (2.23), (2.24), (2.30) e (2.35), temos que:

$$(\varepsilon_r - 1) (k_o \cdot W/2)^2 = (q \cdot W/2)^2 + (p \cdot W/2)^2 \quad (2.36)$$

A eq.(2.36) é a equação auxiliar e representa um círculo no plano $(p \cdot W/2)$ versus $(q \cdot W/2)$. A equação característica representa um sistema de auto-valores para os modos LSM tipo par, p_m e q_m , onde $m = 0, 2, 4, 6, \dots$. A constante de fase normalizada correspondente, $\beta_{mn,N}$, é dada por (2.26) ou por (2.30):

$$\beta_{mn,N} = \left\{ 1 - \left[\frac{2}{\pi \sqrt{\varepsilon_r}} \right]^2 \left[\left(\frac{n\pi}{2} \cdot FF \right)^2 + \left(q_m \cdot W/2 \right)^2 \right] / W_N^2 \right\}^{1/2} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \left\{ 1 - \left[\frac{2}{\pi} \right]^2 \left[\left[\frac{n\pi}{2} \cdot FF \right]^2 - \left[P_m \cdot W/2 \right]^2 \right] \right\} \quad (2.37)$$

onde $n = 1, 2, 3, \dots$ e $m = 0, 2, 4, 6, \dots$

LSM_{mn} é o modo especificado pelo par "m" e "n", onde "m" é a m-ésima raiz da equação característica e "n" representa o número de variações meio-senoidais da distribuição dos campos ao longo do eixo "y". Particularmente, o modo LSM tipo par de mais baixa ordem é o LSM_{01} .

2.3.1.2. MODOS LSM TIPO ÍMPAR

As componentes dos campos dos modos LSM tipo ímpar são obtidas utilizando-se procedimento análogo ao dos modos LSM tipo par [44]. As condições de contorno para este caso são:

(a) supondo que haja uma parede magnética ao longo do plano de simetria $x = 0$, as componentes tangenciais do campo magnético anulam-se sobre esta parede e

(b) as componentes tangenciais do campo elétrico anulam-se sobre os planos condutores.

Na região dielétrica, a função $\psi_o(x, y)$ que satisfaz as condições de contorno (a) e (b) é da forma

$$\psi_o(x, y) = \frac{A}{h_d^2 \sin(q \cdot W/2)} \sin(k_y y) \sin(qx) \quad (2.38)$$

e na região que contém ar tem-se

$$\psi_o(x,y) = \frac{\epsilon_r A}{h_o^2} \text{sen}(k_y y) \exp \left[-p(|x| - W/2) \right], \quad |x| \geq W/2 \quad (2.39)$$

As quantidades k_y , h_d^2 , β_N , h_o^2 e p são dadas pelas expressões (2.22), (2.23), (2.26), (2.29) e (2.30), respectivamente.

A aplicação da condição de continuidade das componentes tangenciais de campos na interface dielétrico-ar resulta na equação característica dos modos LSM tipo ímpar, dada por

$$\epsilon_r(p.W/2) = - (q.W/2) \cdot \cotg(q.W/2) \quad (2.40)$$

A equação auxiliar é, ainda, dada por (2.36).

A constante de fase normalizada, $\beta_{mn,N}$, dos modos LSM tipo ímpar é dada por (2.37), onde "m" é a m-ésima raiz da equação característica ($m = 1, 3, 5, \dots$) e "n" representa o número de variações meio-senoidais da distribuição dos campos ao longo do eixo "y" ($n = 1, 2, 3, \dots$). Particularmente, o modo LSM tipo ímpar de mais baixa ordem é o LSM_{11} .

2.3.2. MODOS ELÉTRICOS NA SEÇÃO LONGITUDINAL (LSE) TIPOS PAR E ÍMPAR

As expressões das componentes dos campos elétrico e magnético são obtidas de maneira análoga à dos modos LSM, porém utilizando-se (2.18).

As equações características são da forma

$$(p.w/2) = (q.W/2) \cdot \operatorname{tg}(q.W/2) \quad (2.41)$$

para os modos tipo par e

$$(p.W/2) = - (q.W/2) \cdot \operatorname{cotg}(q.W/2) \quad (2.42)$$

para os modos tipo ímpar. O modo LSE tipo par de mais baixa ordem é o LSE_{01} e o LSE tipo ímpar correspondente é o LSE_{11} , de acordo com a nomenclatura de modos adotada por Yoneyama [26].

2.4. DIAGRAMAS DE DISPERSÃO DOS MODOS LSM E LSE

Os diagramas de dispersão dos modos LSM e LSE, mostrados a seguir, foram obtidos a partir da normalização definida em (2.25). Esta normalização adotada é compatível com a utilizada no Cap. 5, quando se trata de guia NRD com ferrita. São apresentadas famílias de curvas em função de parâmetros do guia e da lâmina dielétrica. Os diagramas foram gerados a partir de um programa para microcomputador escrito em linguagem PASCAL [45]. As expressões das componentes dos campos e as equações características dos modos são aquelas obtidas por Yoneyama [43]. Entretanto, os diagramas de dispersão são apresentados de maneira diversa. Yoneyama [43] apresenta um único diagrama de dispersão, cujos resultados são comparados com os obtidos neste trabalho na

2.4.1. DISPERSÃO DOS MODOS LSM

A Fig. 2.2. mostra as curvas de dispersão dos quatro modos LSM tipo par de ordens mais baixas para um guia com fator de forma $W/h = 0,35$ e dielétrico de alumina ($\epsilon_r = 9,5$). As espessuras normalizadas de corte dos modos LSM_{01} , LSM_{02} , LSM_{03} e LSM_{04} são, respectivamente, 0,2749, 0,3698, 0,4560 e 0,5491. Estas espessuras normalizadas significam que, por exemplo, se adotamos $W = 0,88$ mm e $h = 2,50$ mm, a frequência de corte do modo LSM_{01} corresponde a, aproximadamente, 47 GHz e a do modo LSM_{02} , 63 GHz. Por outro lado, se adotamos uma frequência da fonte de 50 GHz ($\lambda_0 = 6,0$ mm) e uma espessura normalizada de 0,31 (um valor que garante a operação em modo único), então a espessura da lâmina dielétrica deve ser $W \cong 0,93$ mm e a separação entre os planos condutores $h \cong 2,66$ mm. A constante de fase normalizada é 0,3112 ou, aproximadamente, 1,0 rad/mm para os valores adotados. Para esta geometria, a frequência de corte do modo LSM_{01} é de 44 GHz e a do modo LSM_{02} , aproximadamente, 60 GHz.

A Fig. 2.3 mostra as curvas de dispersão do modo principal LSM_{01} para três dielétricos diferentes: alumina ($\epsilon_r = 9,5$), quartzo ($\epsilon_r = 3,8$) e polistireno ($\epsilon_r = 2,56$). O fator de forma adotado é $W/h = 0,50$. As curvas mostram que, quanto menor for o valor da constante dielétrica, tanto maior será o valor da espessura normalizada de corte.

A Fig. 2.4 mostra as curvas de dispersao do modo LSM_{01} para um guia com alumina e vários valores do fator de forma. As curvas mostram que, para valores crescentes do fator de forma, as correspondentes espessuras normalizadas de corte aumentam.

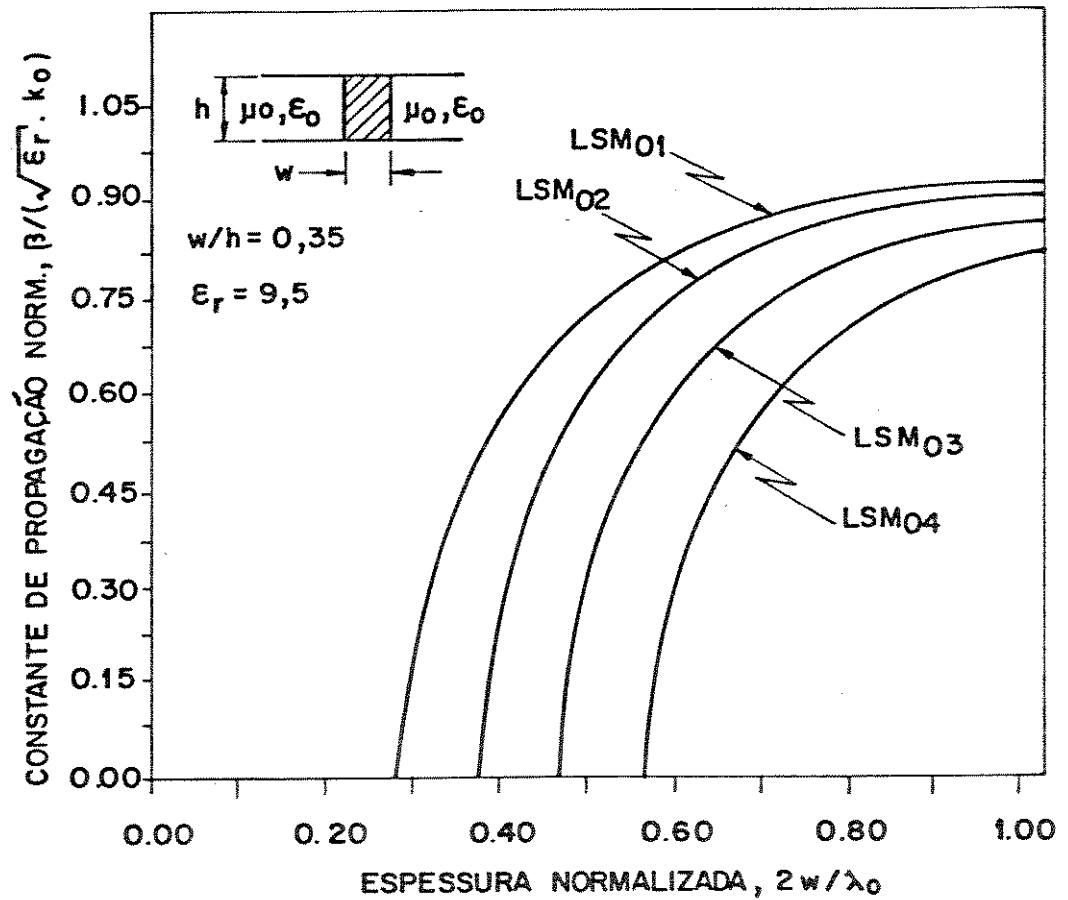


Fig. 2.2. Diagramas de dispersão dos quatro modos LSM tipo par de mais baixas ordens para guia com alumina ($\epsilon_r = 9,5$) e fator de forma $W/h = 0,35$.

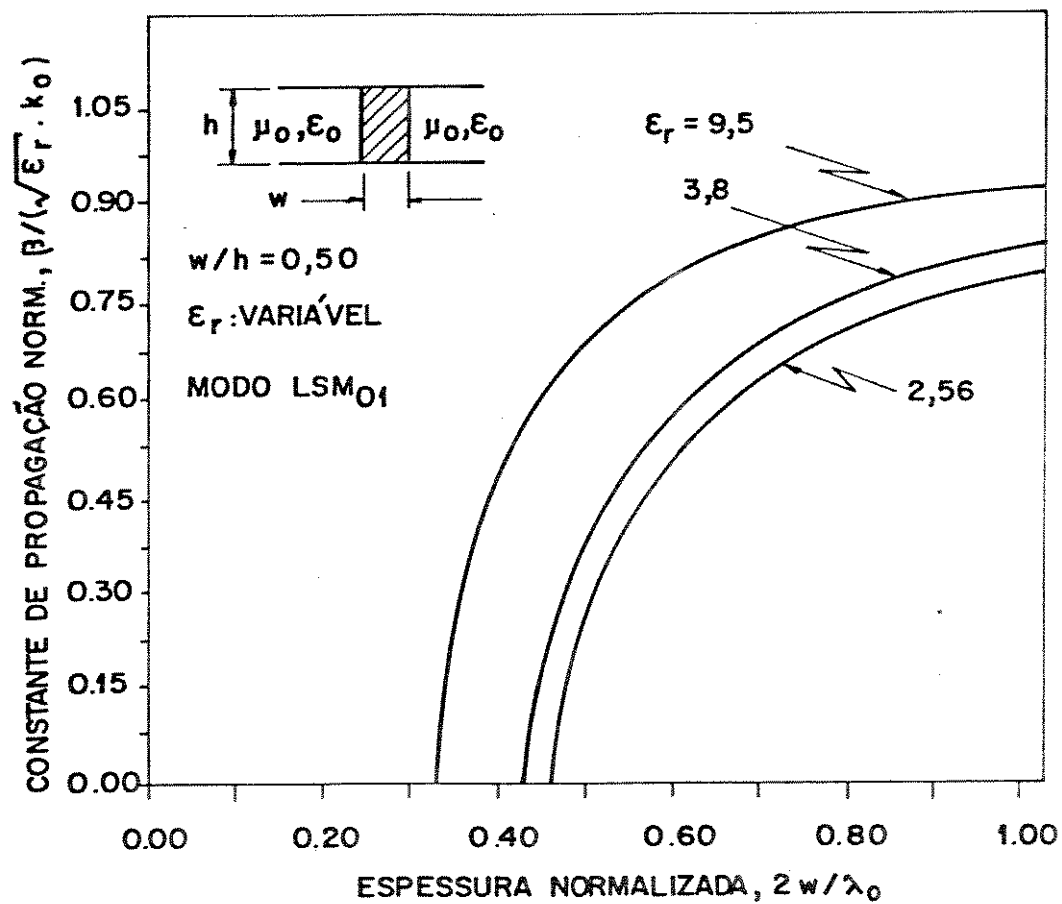


Fig. 2.3. Diagramas de dispersão do modo principal LSM_{01} para dielétricos de alumina ($\epsilon_r = 9,5$), quartzo ($\epsilon_r = 3,8$) e polistireno ($\epsilon_r = 2,56$). O fator de forma é $W/h = 0,50$.

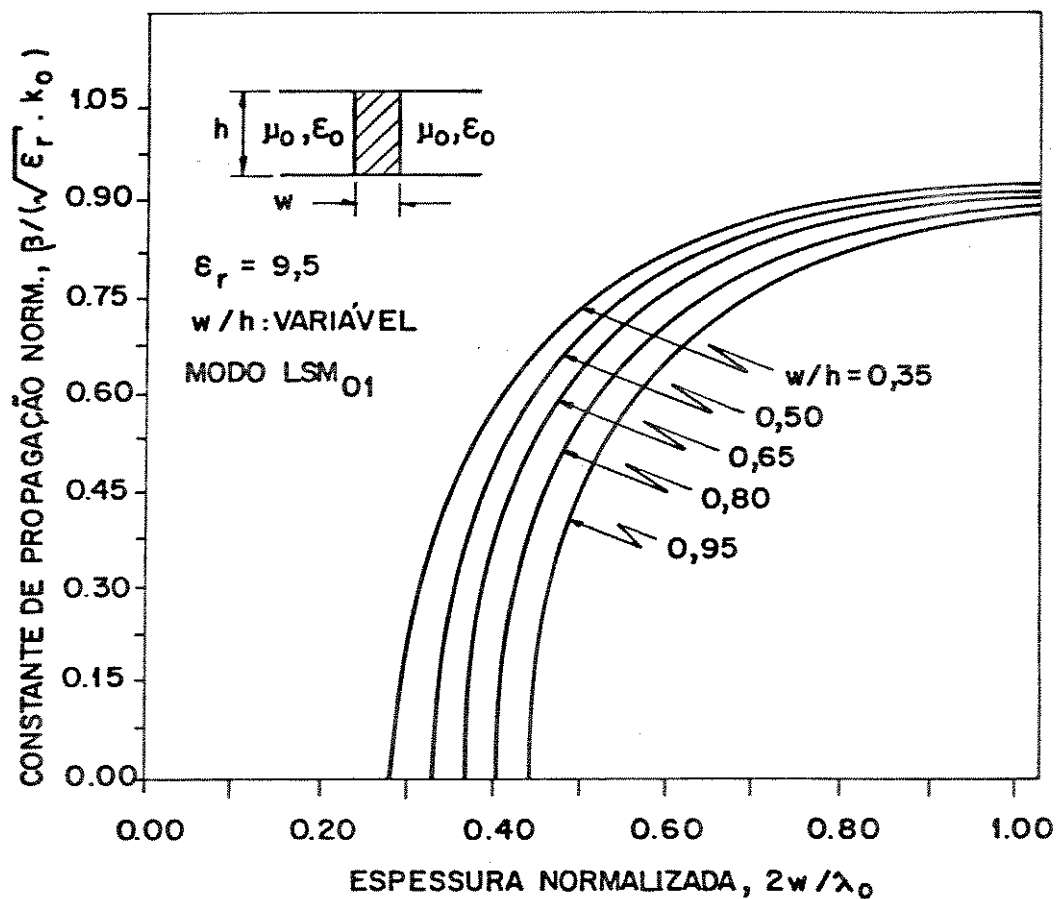


Fig. 2.4. Diagramas de dispersão do modo LSM_{01} para vários valores do fator de forma e com dielétrico de alumina ($\epsilon_r = 9,5$).

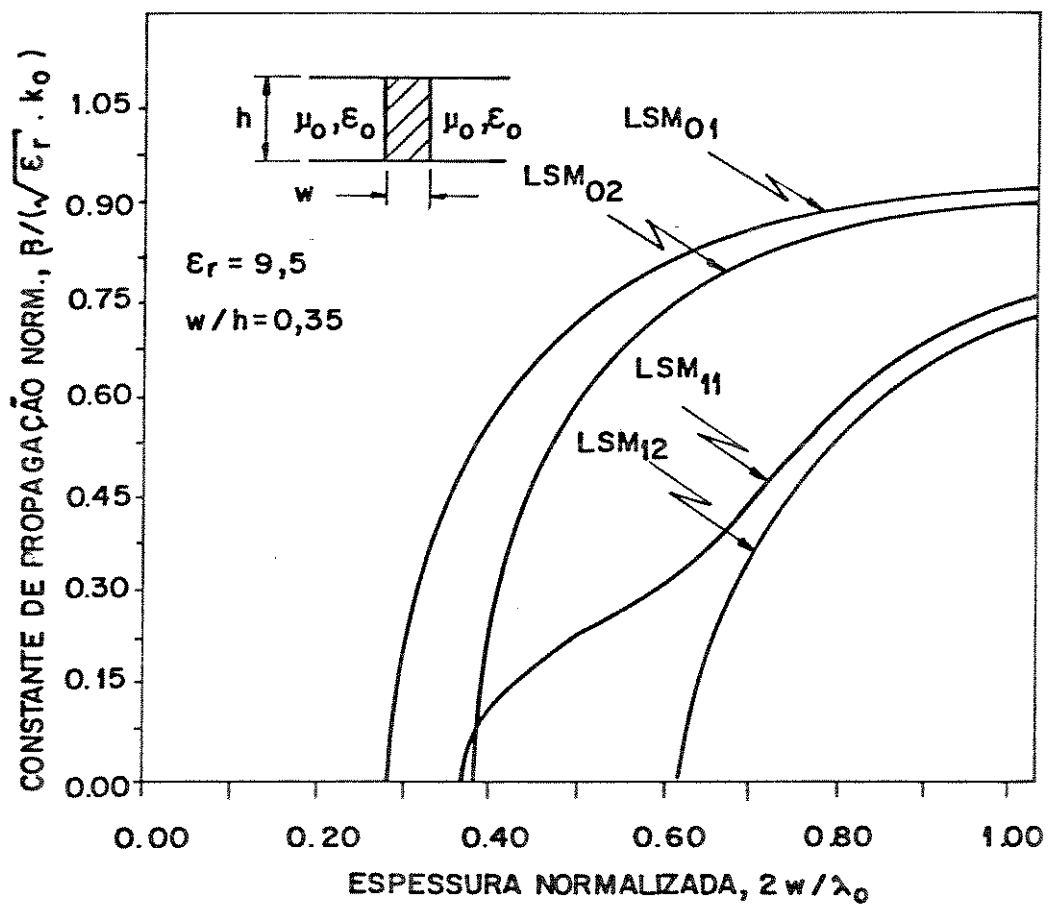


Fig. 2.5. Diagramas de dispersão dos modos LSM_{01} , LSM_{02} , LSM_{11} e LSM_{12} para fator de forma 0,35 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$). O modo imediatamente superior ao LSM_{01} é o LSM_{11} .

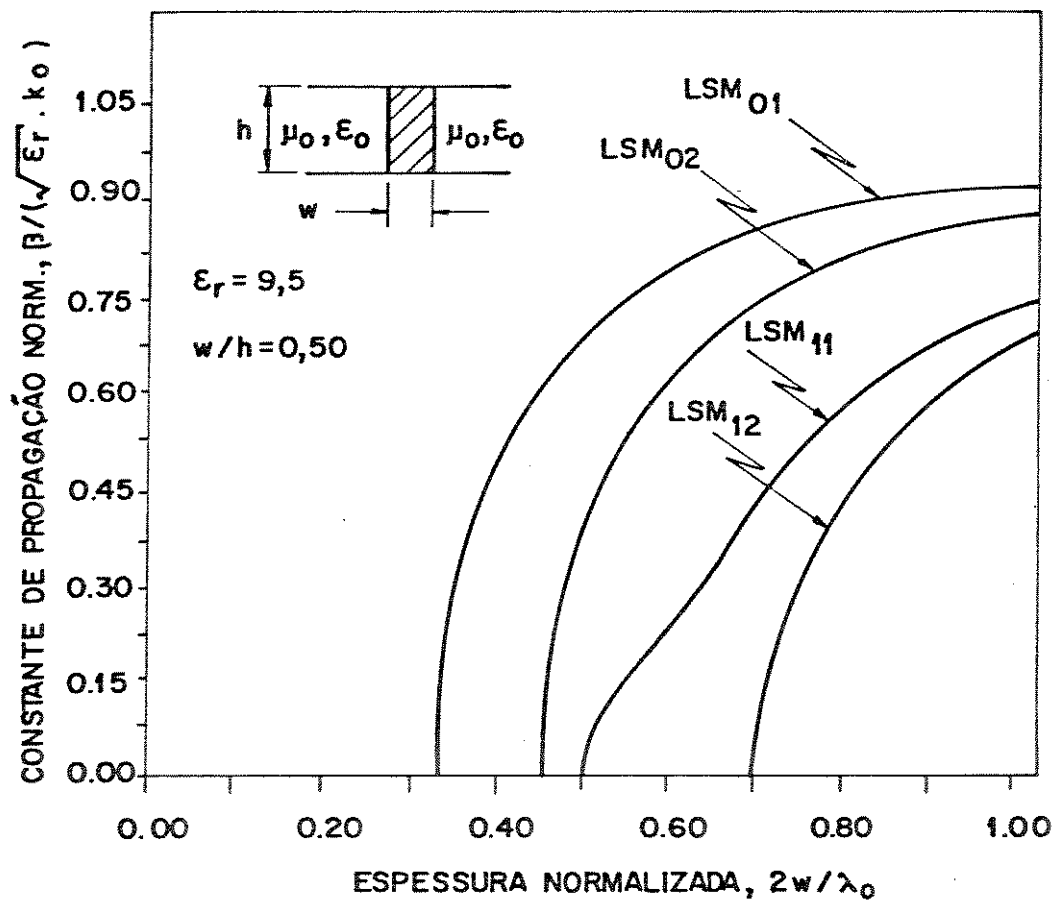


Fig. 2.6. Diagramas de dispersão dos modos LSM_{01} , LSM_{02} , LSM_{11} e LSM_{12} para fator de forma 0,50 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$). O modo imediatamente superior ao LSM_{01} é o LSM_{02} .

As Figs. 2.5 e 2.6 mostram os diagramas de dispersão dos modos LSM_{01} e LSM_{02} (pares) e LSM_{11} e LSM_{12} (ímpares) para dois valores distintos do fator de forma e mesmo dielétrico. As curvas mostram que o modo imediatamente superior ao LSM_{01} depende do valor do fator de forma. Para fator de forma 0,50, a espessura normalizada de corte do modo LSM_{01} é menor que a do modo LSM_{11} . Entretanto, para fator de forma 0,35, o modo LSM_{11} apresenta espessura normalizada de corte menor. Assim, os modos LSM_{02} e LSM_{11} podem se alternar como modo imediatamente superior, em função das dimensões do guia e também do dielétrico [43].

2.4.2. DISPERSÃO DOS MODOS LSE

As curvas de dispersão dos modos LSE são obtidas de maneira análoga, utilizando-se a mesma normalização adotada para os modos LSM.

A Fig. 2.7. mostra as curvas de dispersão dos quatro modos LSE tipo par de mais baixas ordens para lâmina de alumina e fator de forma 0,35. As espessuras normalizadas de corte dos modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSE_{11} e LSE_{12} são, respectivamente, 0,1743, 0,2884, 0,3977 e 0,5064. O modo mais baixo, LSE_{01} , apresenta espessura normalizada de corte menor que o modo LSM_{01} . A diferença principal entre os dois tipos de modos está na polarização. O modo LSM apresenta campo elétrico dominante na direção paralela aos planos condutores, enquanto que no modo LSE o campo elétrico principal é perpendicular aos planos [26], [46].

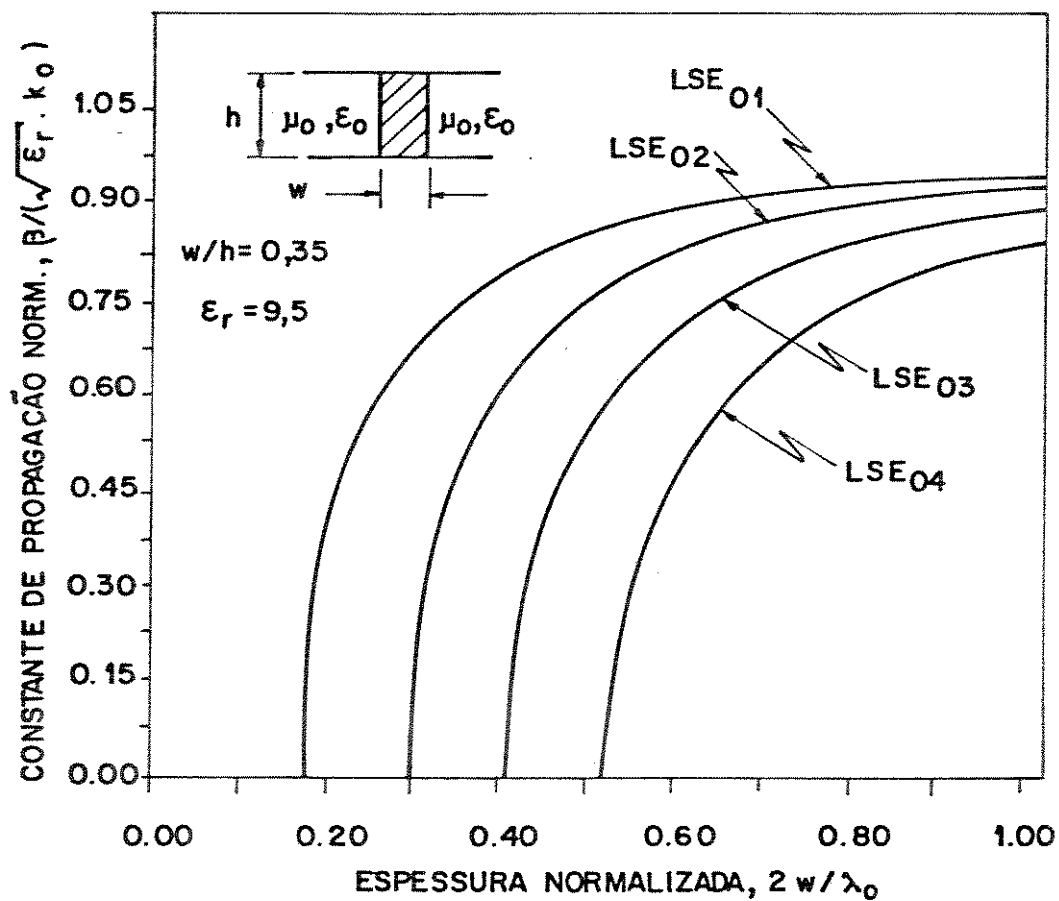


Fig. 2.7. Curva de dispersão dos modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSE_{03} e LSE_{04} para lâmina de alumina ($\epsilon_r = 9,5$) e fator de forma 0,35.

A variação do valor do fator de forma ou da constante dielétrica da lâmina acarretam curvas de dispersão com o mesmo comportamento daquelas apresentadas pelos modos LSM e mostrados nas Figs. 2.3 e 2.4.

As Figs. 2.8 e 2.9 mostram as curvas de dispersão para os modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSE_{11} e LSE_{12} para os valores do fator de forma 0,35 e 0,65. Para valores crescentes do fator de forma, as curvas dos modos LSE_{02} e LSE_{11} tendem a se cruzar, apresentando um comportamento oposto ao dos modos LSM_{02} e LSM_{11} , mostrado nas Figs. 2.5 e 2.6.

2.5.DISTRIBUIÇÃO DO CAMPO ELETROMAGNÉTICO DO MODO PRINCIPAL LSM_{01}

A distribuição do campo eletromagnético foi obtida a partir das expressões dos campos elétrico e magnético dentro e fora da lâmina dielétrica, dadas por (2.27), (2.33) e (2.34). A normalização utilizada é a mesma adotada anteriormente e dada por (2.25). As amplitudes das componentes dos campos são arbitrárias (foi adotado $A = 1$ nas expressões das componentes). A distribuição de campo é esboçada em função de "x" e "y" normalizados. Para esboçar a distribuição de campo em função de "x" normalizado foi escolhida uma posição normalizada y_N fixa. As posições normalizadas $x_N = \pm 1$ correspondem às duas interfaces dielétrico-ar. Analogamente, as duas posições normalizadas $y_N = 0$ e $y_N = 1$ correspondem aos dois planos condutores. A Fig. 2.10 mostra a distribuição de campo eletromagnético em um guia NRD com

alumina, fator de forma 0,35, espessura normalizada da lâmina 0,31, constante de propagação normalizada 0,3112 e $x_N = y_N = 0,25$. As componentes são proporcionais a sene_t e cose_t , onde $\theta_t = \omega t - \beta z$, e foram esboçadas para seus valores máximos ($\text{sene}_t = \text{cose}_t = 1$).

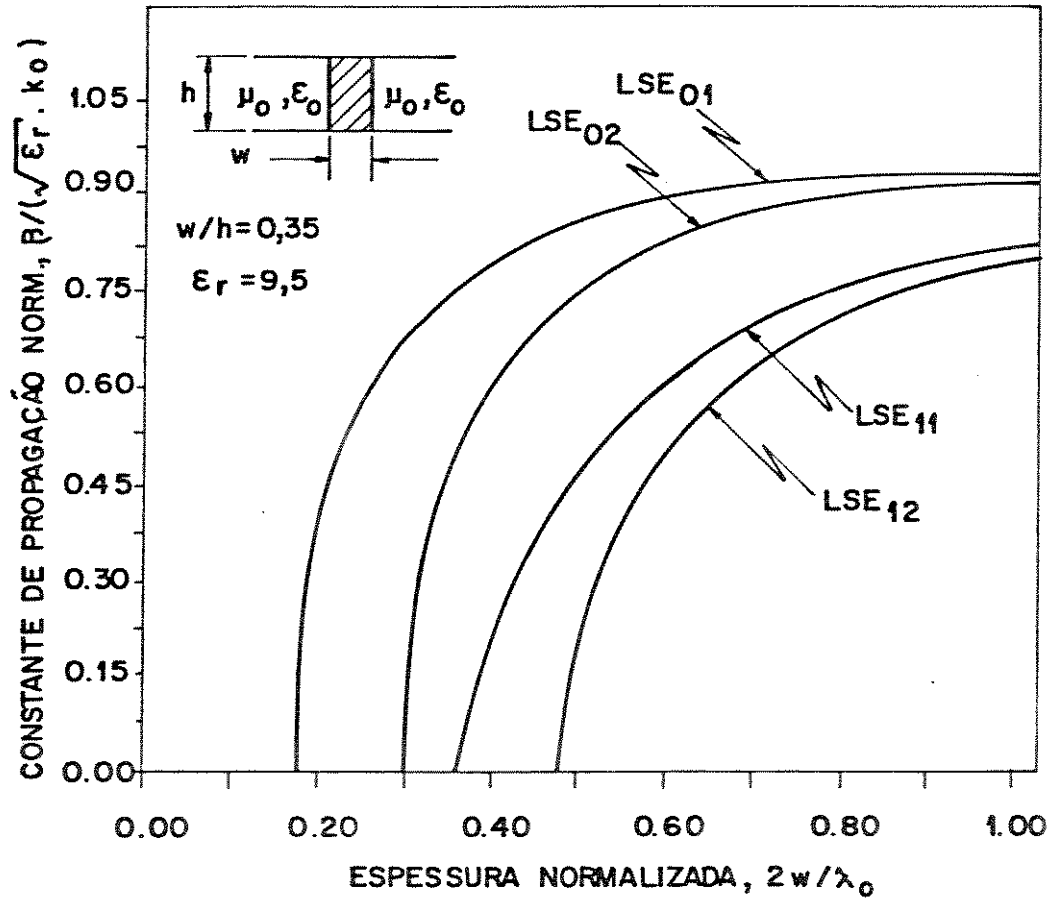


Fig. 2.8. Curvas de dispersão dos modos LSE₀₁, LSE₀₂, LSE₁₁ e LSE₁₂ para fator de forma 0,35 e alumina ($\epsilon_r = 9,5$). O modo LSE₀₂ é o modo imediatamente superior ao LSE₀₁.

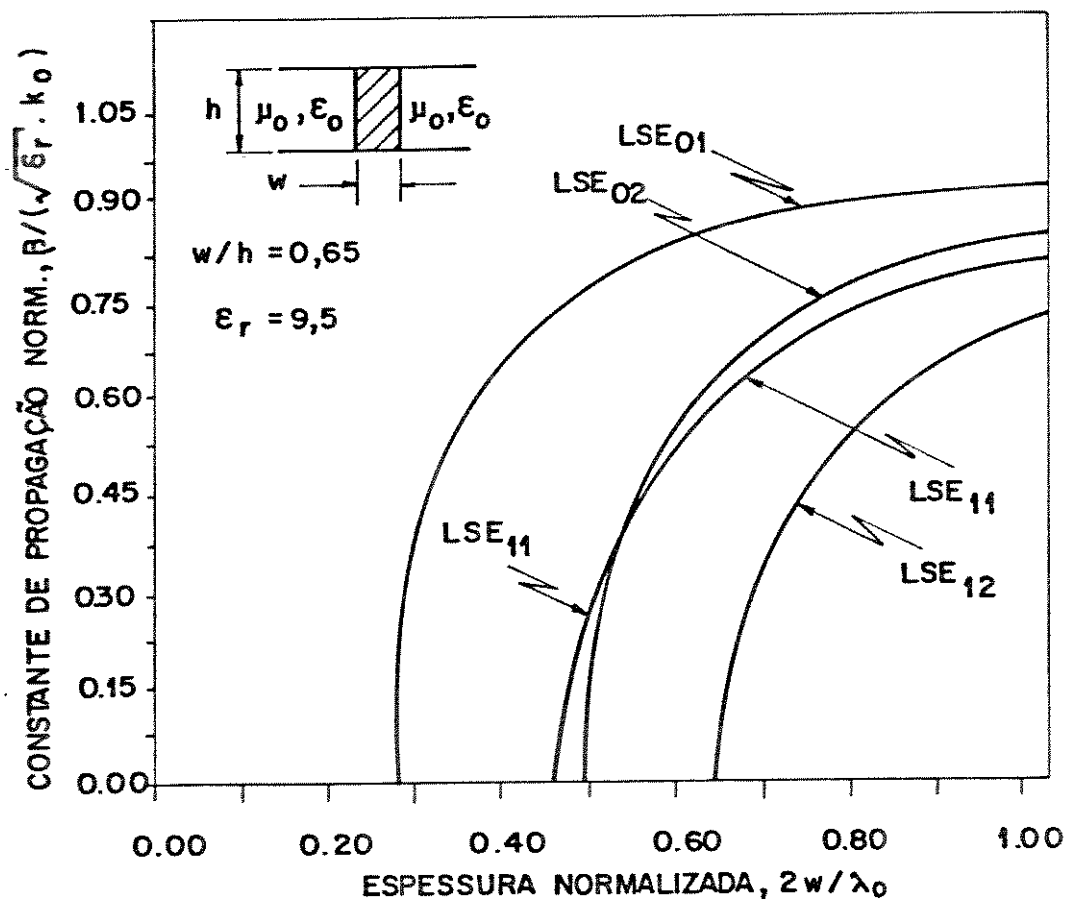
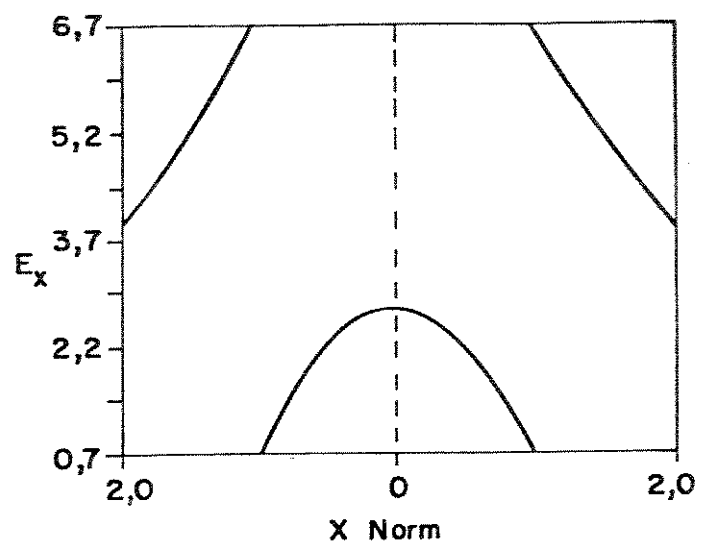
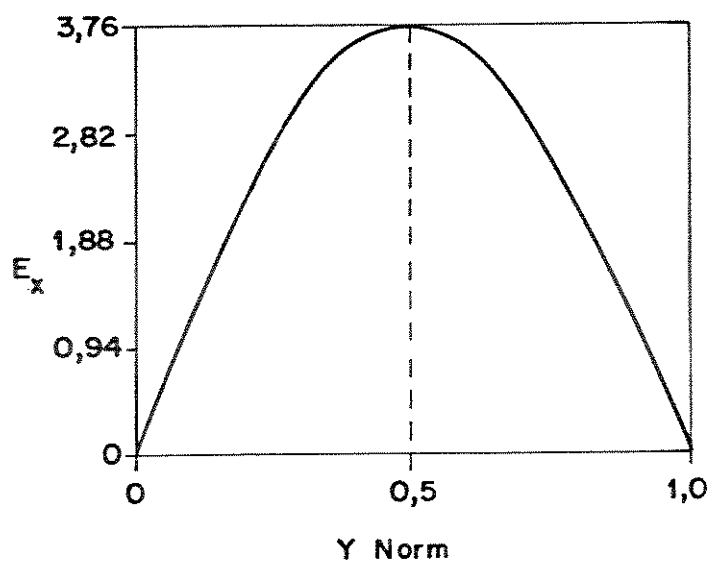


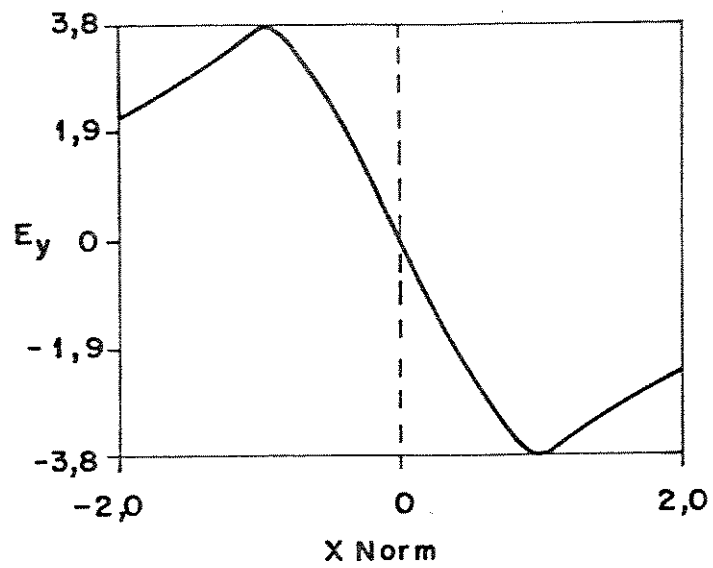
Fig. 2.9. Curvas de dispersão dos modos LSE_{01} , LSE_{02} , LSE_{11} e LSE_{12} para fator de forma 0,65 e alumina ($\epsilon_r = 9.5$).



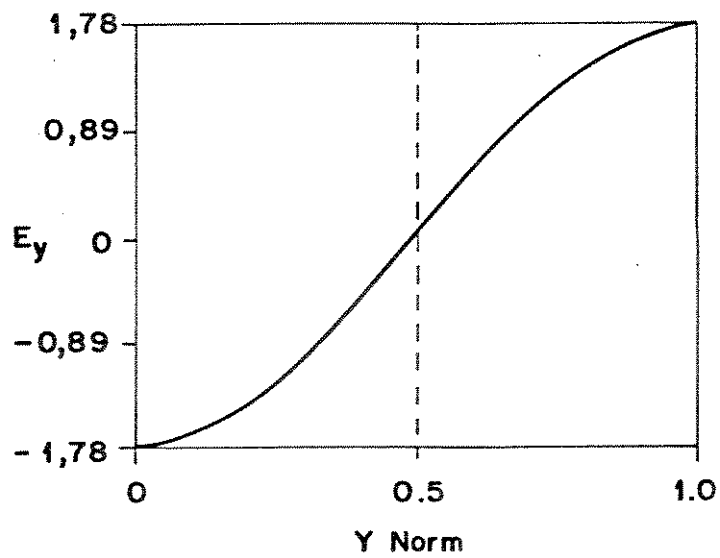
(a.1)



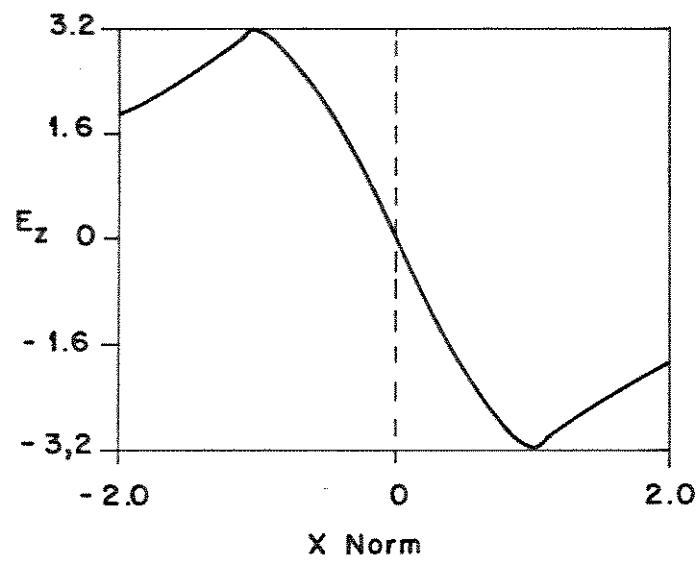
(a.2)



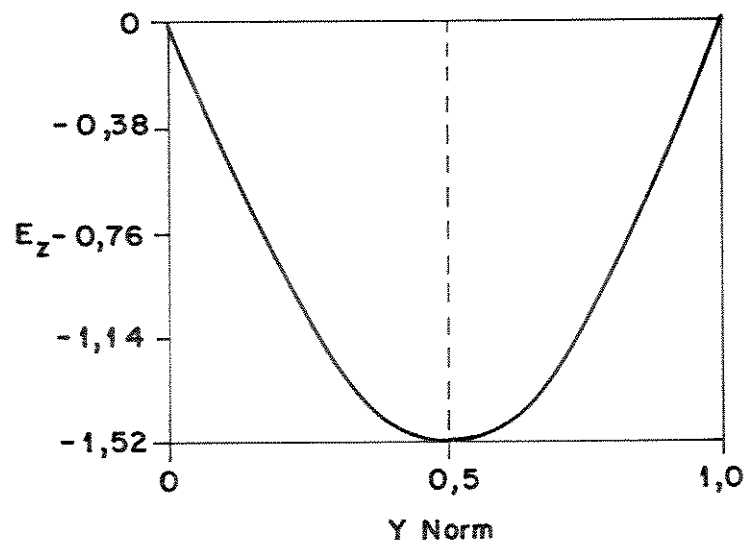
(b.1)



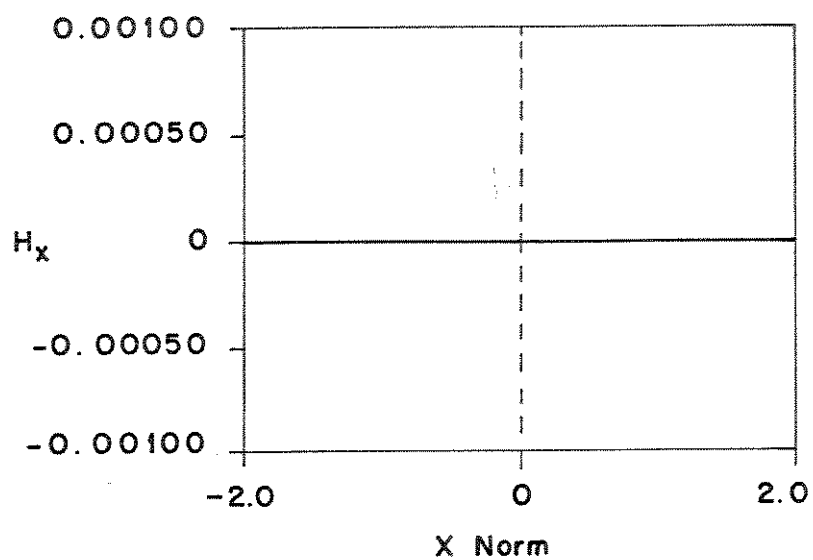
(b.2)



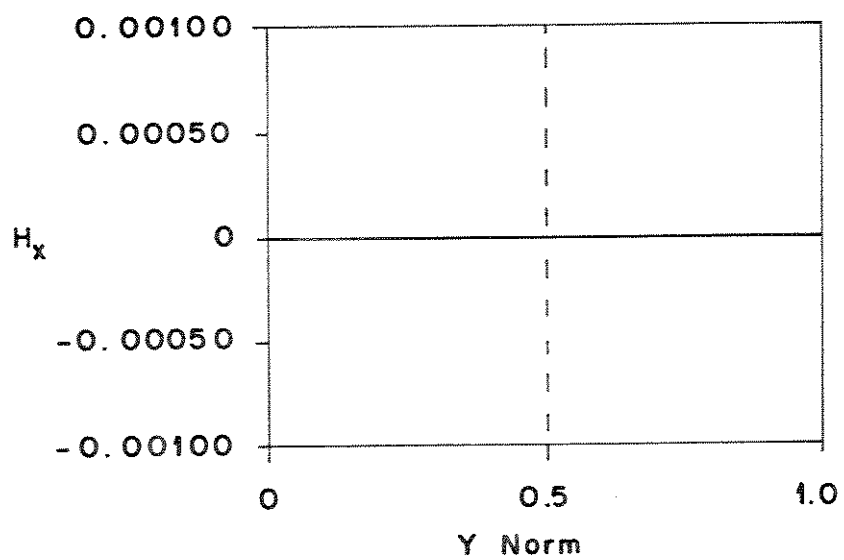
(c.1)



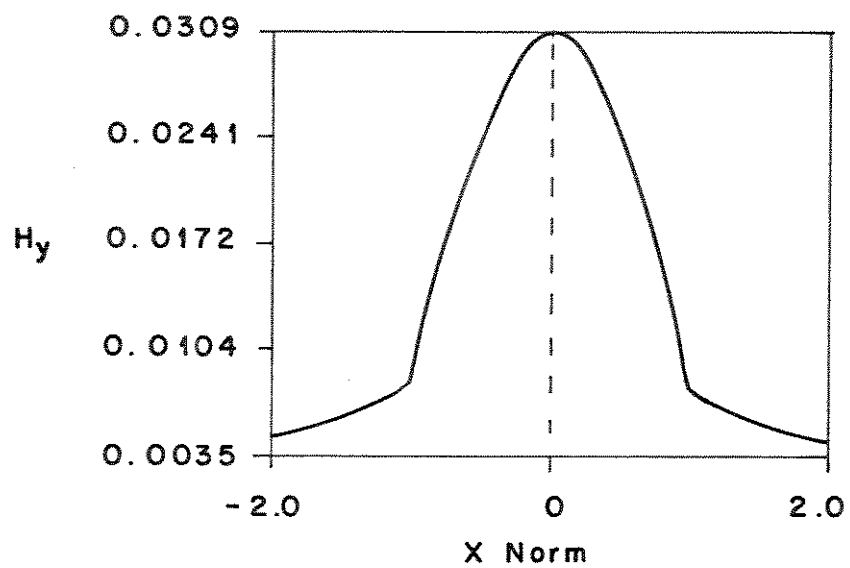
(c.2)



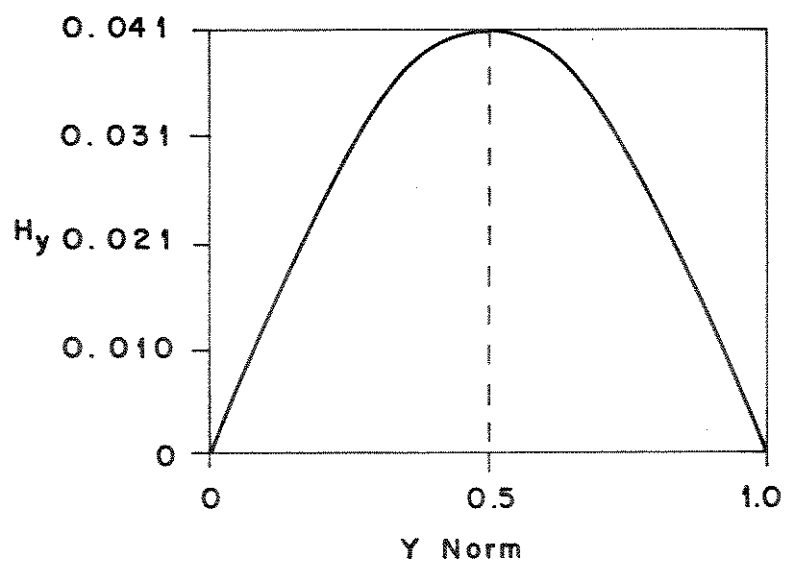
(d.1)



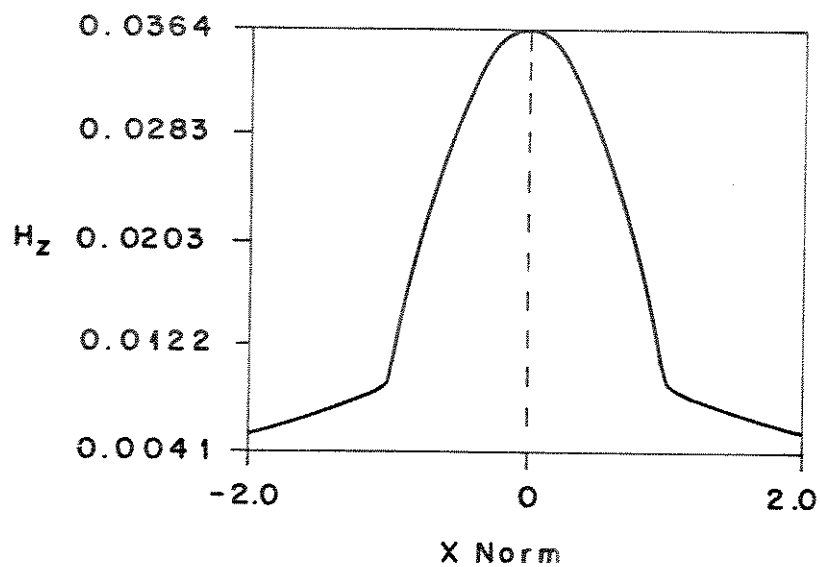
(d.2)



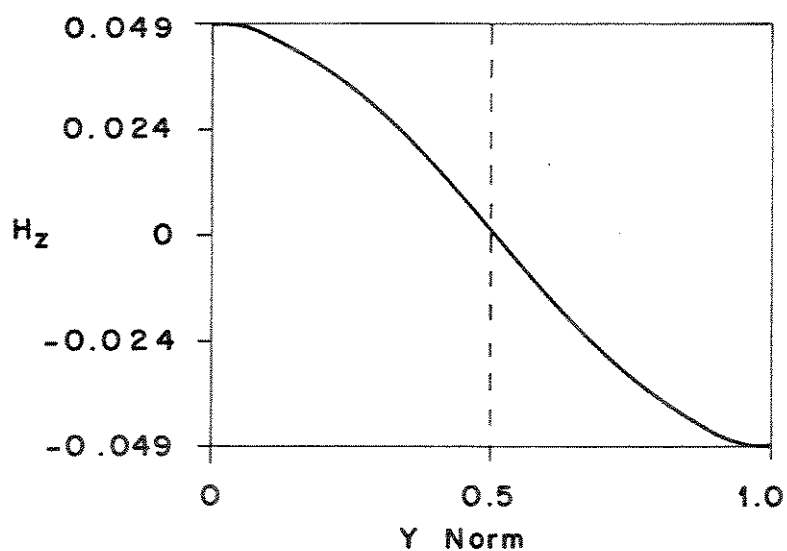
(e.1)



(e.2)



(f.1)



(f.2)

Fig. 2.10. Distribuição do campo eletromagnético em guia NRD convencional com lâmina de alumina ($\epsilon_r = 9,5$); modo LSM_{01} ; $W_N = 0,31$; $\beta_N = 0,3112$ e $x_N = y_N = 0,25$. (a) E_x , (b) E_y , (c) E_z , (d) H_x , (e) H_y e (f) H_z .

2.6. DESEMPENHO DE ALGUNS DISPOSITIVOS NRD

Vários dispositivos já foram construídos e seus desempenhos relatados na literatura, mostrando que a estrutura NRD é viável como alternativa para a faixa milimétrica. Filtros, junções, cargas, estruturas radiantes, circuladores, acopladores e moduladores são exemplos da facilidade de construção e bom desempenho da tecnologia NRD.

Yoneyama [43] mostra que a perda total apresentada por um guia NRD é de, aproximadamente, 5 dB/m em 50 GHz, com dielétrico de alumina. Este valor é 10 vezes menor que o apresentado por uma microfita nas mesmas condições. O fator de decaimento dos modos superiores é de, aproximadamente, 5 dB/mm, para $h/\lambda_0 \sim 0,45$. O fator de qualidade descarregado é de, aproximadamente, 5.000, para dielétrico de alumina e frequência de 50 GHz. A largura de faixa de frequência relativa pode chegar a, aproximadamente, 45%, para constante dielétrica maior que 6,8, frequência de 50 GHz e fator de forma $((W/h) \sqrt{\epsilon_r - 1})$, segundo adotado por Yoneyama [43]) 0,75. A terminação casada apresentou relação de onda estacionária menor que 1,05 [43], a transição para guia menor que 1,15 [43] e o filtro de dois polos apresentou faixa de 3 dB de 1 GHz em 50 GHz [43].

O circulador construído por Yoshinaga e Yoneyama [26] apresentou perda de inserção menor que 0,3 dB e isolação de 20 dB dentro de uma faixa de 2,6 GHz em torno de 50 GHz.

Grande parte destes dispositivos foram reunidos em um transmissor-receptor, em 35 GHz, baseado nesta técnica de

construção [22]. A largura de faixa de operação estende-se de 32 até 37,5 GHz e a perda de transmissão calculada é de 2,25 dB/m incluindo uma perda por condução de 1,55 dB/m e uma perda dielétrica de 0,70 dB/m.

Os dispositivos NRD utilizam a tecnologia do plano-E de guias metálicos de seção retangular convencionais. Esta característica é, em parte, responsável pela facilidade de construção e projeto desses dispositivos.

CAPÍTULO 3

FERRITAS EM DISPOSITIVOS DE MICROONDAS

FERRITAS EM DISPOSITIVOS DE MICROONDAS

3.1 INTRODUÇÃO

A interação entre microonda e ferrita tem sido estudada desde a década de 40, quando foram apresentados os primeiros materiais ferrimagnéticos com baixas perdas para aplicações em rádio e televisão. Desde então, um grande número de dispositivos tem sido desenvolvido. As primeiras investigações trataram do comportamento de amostras em cavidades e guias metálicos. Dispositivos empregando rotação Faraday, deslocadores de fase recíprocos e não-recíprocos, isoladores ressonantes e circuladores são alguns dos mais importantes que foram exaustivamente investigados e tratados na literatura clássica, como, por exemplo, a de Lax e Button [32]. Recentemente, o interesse pela propagação de microondas em materiais ferrimagnéticos tem se deslocado dos guias carregados com lâmina de ferrita para a propagação de ondas magnetostáticas e magnetoelásticas em estruturas estratificadas, microfitas, linhas de fita, linhas de lâmina, etc. Importantes dispositivos construídos segundo estas técnicas têm sido tratados na literatura especializada [31], [47].

A aproximação magnetostática tem sido muito utilizada para investigar inúmeros problemas de propagação de

ondas em materiais magnéticos. Os resultados obtidos são tão bons quanto aqueles obtidos por análise mais rigorosa.

Esta aproximação é baseada na observação que, com exceção de frequências em torno de uma certa faixa, as ferritas comportam-se como dielétricos, e as amplitudes dos campos elétrico e magnético são comparáveis. As soluções resultantes podem ser ondas com comportamento recíproco ou não-recíproco e simétricas ou assimétricas [48].

Os tipos de soluções adotadas até então deram origem a dispositivos de bom desempenho na faixa de microondas. À medida que a frequência aumenta, o desenvolvimento de circuladores e isoladores torna-se mais difícil, já que a propriedade não-recíproca da ferrita decresce com a frequência. Uma possível solução para este problema poderia ser aquela que utiliza ferrita com elevada magnetização de saturação. As ferritas atuais apresentam valores de $4\pi M_s$ em torno de 5 kG. Outro problema encontrado são as perdas elétrica e magnética em ferritas na faixa milimétrica. Uma alternativa viável é aquela representada pelos dispositivos de modos acoplados, já citados no Cap.1.

Em nosso trabalho, realizamos uma análise da propagação dos modos híbridos em guia NRD, substituindo a lâmina de dielétrico por outra de ferrita. Em vista dos problemas associados à ferrita operando na faixa milimétrica, muitas vezes, valores elevados de não-reciprocidade só podem ser conseguidos sob campos magnéticos de polarização elevados.

Neste capítulo apresentaremos o tensor

permeabilidade magnética e o sistema de translação de coordenadas. Não trataremos da física da ferrita, já que tal assunto tem sido completa e exaustivamente tratado na literatura [31], [32].

3.2. O TENSOR PERMEABILIDADE MAGNÉTICA

Quando submetida a um campo magnético estático de polarização, H_{dc} , a ferrita exhibe propriedades anisotrópicas, que podem ser descritas por intermédio do tensor permeabilidade magnética. Se o campo de polarização é aplicado na direção "z", então o tensor permeabilidade magnética é dado por:

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_1 & -j\delta & 0 \\ j\delta & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

Se a ferrita está operando em frequências bem distantes da ressonância giromagnética, então as perdas magnéticas podem ser desprezadas e os elementos do tensor permeabilidade, considerando o caso saturado e aproximação de pequenos sinais, são dados por [49], [50]:

$$\mu_1 \cong 1 + \frac{f_M \cdot f_L}{f_L^2 - f^2} \quad (3.2.1)$$

$$\delta \cong - \frac{f_M \cdot f}{f_L^2 - f^2} \quad (3.2.2)$$

onde

$$f_M = \gamma_M \left[4\pi M_s \right] , \text{ em GHz} \quad (3.3.1)$$

$$f_L = \gamma_M H_{dc} , \text{ em GHz} \quad (3.3.2)$$

f : frequência de operação, em GHz

$$\gamma_M = 1,4 \text{ g} , \text{ em GHz/kOe (GHz/kG)} \quad (3.3.3)$$

g : fator de Landé

$4\pi M_s$: magnetização de saturação da ferrita, em kG e

H_{dc} : campo magnético estático de polarização, em kOe

Por simplicidade, estamos assumindo que os campos de desmagnetização são desprezíveis e que, portanto, o campo magnético interno é igual ao campo magnético externo aplicado. Quando a intensidade do campo magnético aplicado é insuficiente para saturar a ferrita, as expressões (3.2) não são apropriadas e correções devem ser feitas para o estado parcialmente magnetizado [51], [52]. Neste caso, $\mu_{33} \neq 1$.

A rigor, a forma tensorial da permeabilidade magnética, dada por (3.1), supõe ferrita homogeneamente pré-magnetizada, magneticamente saturada pelo campo de polarização externo aplicado na direção de propagação ($\mu_{33} = 1$) e baixas perdas magnéticas.

As propriedades anisotrópicas são obtidas pela aplicação de um campo magnético estático. O meio ferrimagnético

infinito possui simetria cilíndrica em torno do eixo que coincide com a direção do campo estático aplicado (no caso, eixo "z"). Esta propriedade implica que os elementos do tensor permeabilidade μ_{11} e μ_{22} são iguais. Os meios amorfos ou com estrutura cúbica não exibem simetria cilíndrica quando se consideram amostras de ferrita de tamanhos finitos e granadas ("garnets") operando em microondas (os efeitos desmagnetizantes não são desprezíveis). Nestas circunstâncias, os três elementos da diagonal do tensor permeabilidade são distintos.

A forma particular do tensor permeabilidade depende do sistema de coordenadas adotado.

3.3. EFEITO DE MUDANÇAS NO SISTEMA DE COORDENADAS SOBRE O TENSOR PERMEABILIDADE MAGNÉTICA

A forma de qualquer tensor depende do particular sistema de coordenadas escolhido e qualquer mudança de coordenadas acarretará uma transformação do tensor.

Vamos determinar a nova forma do tensor permeabilidade magnética para campo magnético de polarização aplicado na direção "y".

Inicialmente, vamos considerar o sistema de coordenadas retangulares, cujo eixo "z" coincide com a direção do campo estático aplicado. Devemos realizar uma mudança no sistema de coordenadas tal que a direção do campo estático coincida com a direção "y". Se as coordenadas são representadas pelo vetor

coluna X, então as novas coordenadas são introduzidas pela transformação linear [53]

$$X = AX' \quad (3.4)$$

onde X' representa as coordenadas do novo sistema e A é a matriz de transformação, cujas dimensões são 3×3 .

O tensor do meio é transformado de acordo com a lei de similaridade

$$\bar{\bar{\mu}}' = A^{-1} \bar{\bar{\mu}} A \quad (3.4.1)$$

ou

$$\bar{\bar{\mu}} = A \bar{\bar{\mu}}' A^{-1} \quad (3.4.2)$$

onde $\bar{\bar{\mu}}$ é o tensor definido no sistema dado por X e $\bar{\bar{\mu}}'$ no sistema X' . A^{-1} denota a matriz inversa de A .

Como a matriz de transformação satisfaz a condição de ortogonalidade, então

$$A^{-1} = A^T \quad (3.5)$$

onde A^T denota a matriz transposta de A . Assim, de (3.4.2) e (3.5) temos:

$$\bar{\bar{\mu}} = A \bar{\bar{\mu}}' A^T \quad (3.6)$$

Se considerarmos o tensor $\bar{\bar{\mu}}'$ na forma dada por (3.1) (campo estático na direção "z"), então $\bar{\bar{\mu}}$ será a forma do tensor quando o campo estático estiver coincidente com o eixo "y". A Fig. 3.1 ilustra a rotação dos eixos em torno do eixo "x" para a obtenção da forma desejada do tensor. Para se obter a matriz de transformação A , basta escrever cada ponto genérico x , y , z em função do novo sistema de eixos x' , y' e z' . Assim, a matriz A será dada por:

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \text{sene}\theta \\ 0 & -\text{sene}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

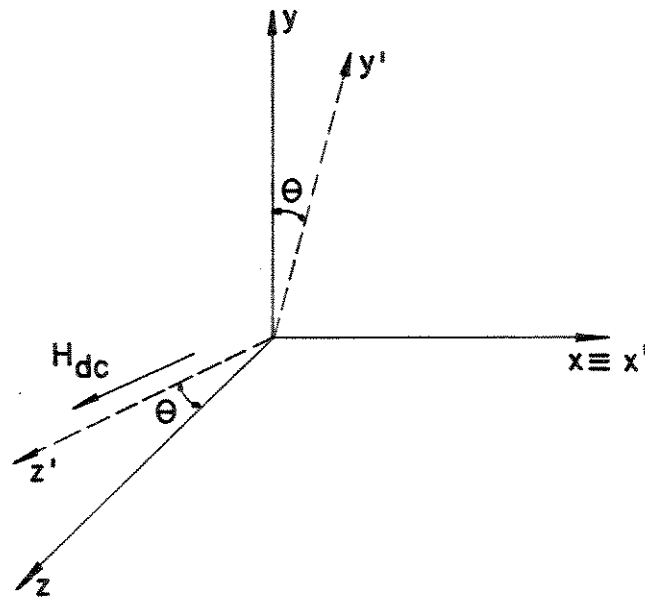


Fig. 3.1. Geometria dos sistemas de coordenadas "xyz" e "x'y'z'" utilizada para a obtenção da nova forma do tensor permeabilidade $\bar{\mu}$ (direção de H_{dc} coincidente com a direção "y").

Se a rotação é de um ângulo $\theta = \pi/2$ em torno do eixo "x", então a operação matricial (3.6) será:

$$\bar{\bar{\mu}} = \mu_o \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mu_1 & -j\delta & 0 \\ j\delta & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

Assim, se o campo magnético de polarização está na direção "y" (magnetização transversal à direção de propagação), então a nova forma do tensor permeabilidade magnética será dada por (3.8)¹, isto é,

$$\bar{\bar{\mu}} = \mu_o \begin{bmatrix} \mu_1 & 0 & j\delta \\ 0 & 1 & 0 \\ -j\delta & 0 & \mu_1 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

onde os elementos do tensor são definidos por (3.2) e (3.3).

3.4. ALGUMAS FERRITAS COMERCIAIS PARA APLICAÇÕES NA FAIXA MILIMÉTRICA

Neste tópico pretendemos apenas citar algumas das características mais importantes de ferritas que poderiam ser utilizadas em aplicações na faixa milimétrica, sem sugerir qualquer tipo de critério para escolha daquela mais apropriada para uma determinada utilização.

As ferritas utilizadas em microondas ou em ondas milimétricas são, em geral, fabricadas com magnésio,

¹ Para facilidade de notação identificaremos por $\bar{\bar{\mu}}$ tanto o tensor para magnetização longitudinal quanto para transversal.

magnésio-zinco, magnésio-alumínio, níquel, níquel-alumínio, níquel-zinco ou lítio. As granadas podem ser de ítrio-ferro, ítrio-alumínio-ferro, ítrio-gadolínio-ferro ou cálcio-vanádio.

Como ilustração, podemos citar algumas especificações dos ferritas TT2-4000 e TT2-111 da Trans-Tech [54]. A ferrita TT2-4000 é uma composição de níquel e zinco, fabricada para ser utilizada em dispositivos de rotação Faraday e deslocamento de fase na faixa milimétrica, ou em atenuadores controláveis para a banda-X. A TT2-111 é também uma ferrita de níquel-zinco para as mesmas aplicações da anterior. Em geral, as granadas são para aplicações na faixa inicial de microondas.

T I P O	MAG. DE SAT.(4 π M _s) (GAUSS)	FATOR DE LANDÉ (g-ef)	LARG. DE LINHA(Δ H Oe) (- 3 dB)	CONST. DIEL.	TANG. PERDAS DIEL.
TT2-4000	4000 $\pm$ 10%	2,22 $\pm$ 10%	340 $\pm$ 25%	12,3 $\pm$ 10%	< 0,0025
TT2-111	5000 $\pm$ 10%	2,11 $\pm$ 10%	160 $\pm$ 25%	12,5 $\pm$ 10%	< 0,0010

Tabela 3.1. Algumas especificações de dois tipos de ferritas comerciais para aplicações na faixa milimétrica [54].

A aplicação particular desejada é que deverá nortear a escolha do tipo de ferrita mais apropriada.

CAPÍTULO 4

TEORIA DE PROPAGAÇÃO EM GUIAS NRD ANISOTRÓPICOS

espessura e separação normalizada para as condições de operação sugeridas na Fig. 5.12, adotando o valor de 0,30 para a constante de propagação normalizada.

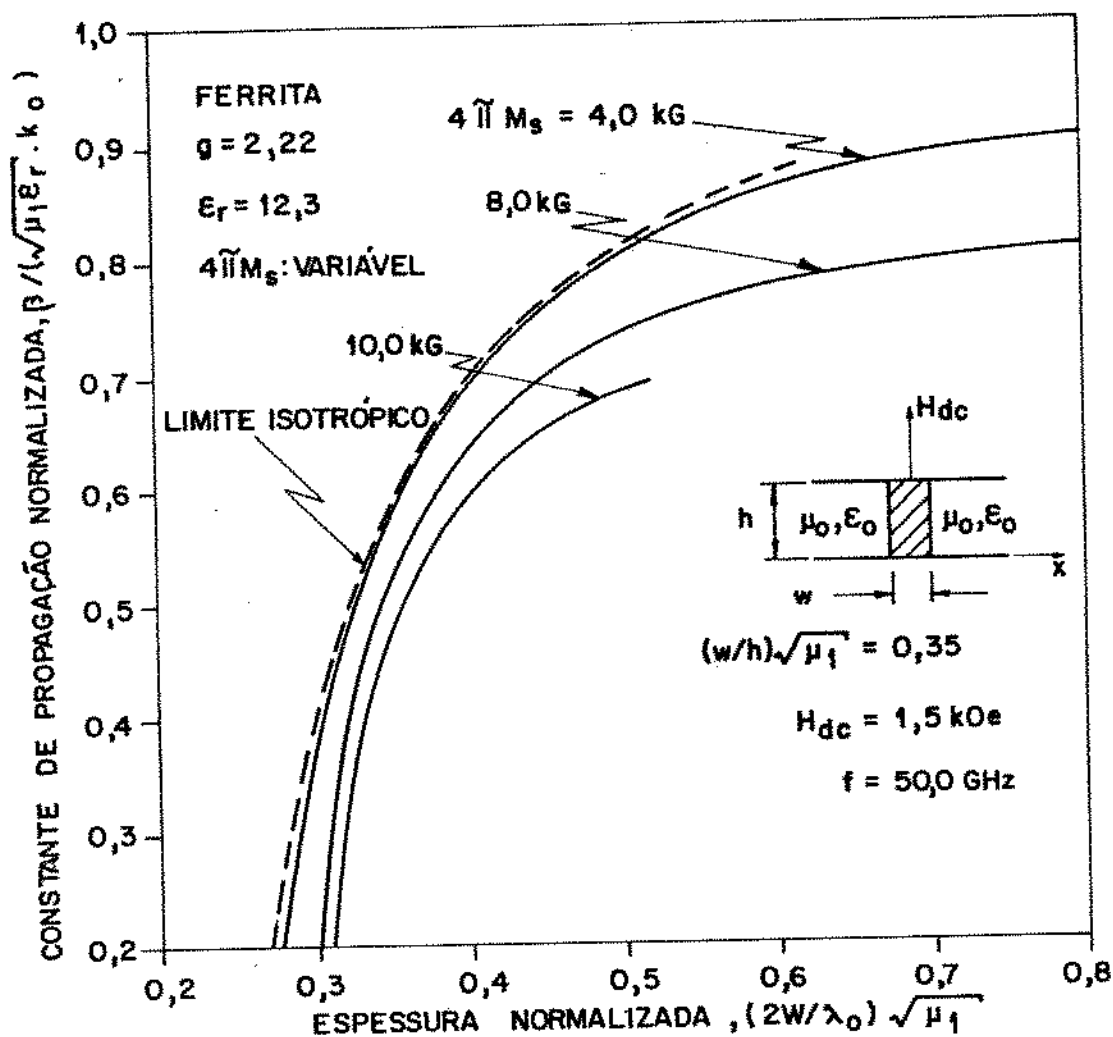


Fig. 5.10. Influência do valor da magnetização de saturação sobre a curva de dispersão do modo E_{111} . Ferritas com valores de $4\pi M_s$ maiores que 5 kG são hipotéticas.

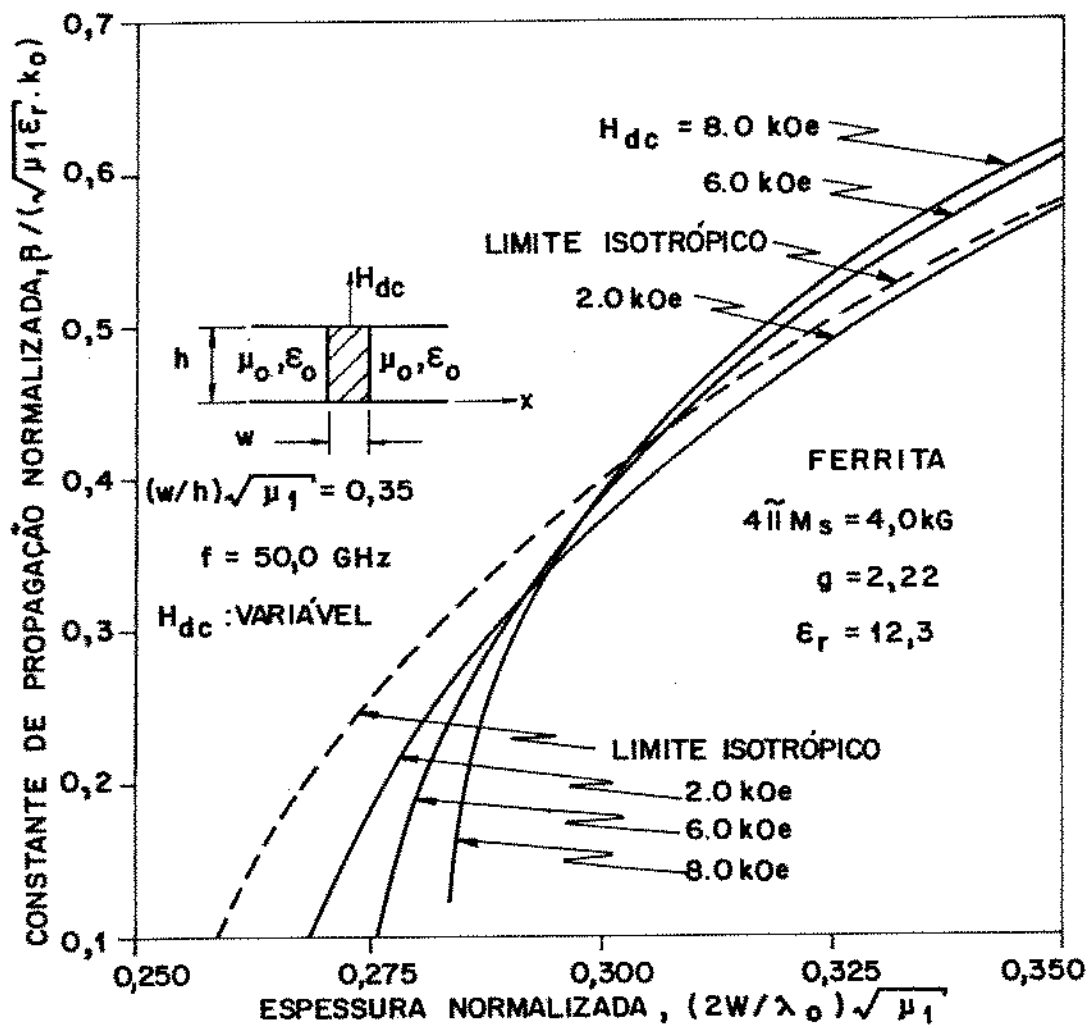


Fig. 5.11. Influência do campo estático de polarização sobre a curva de dispersão do modo E_{141}^x .

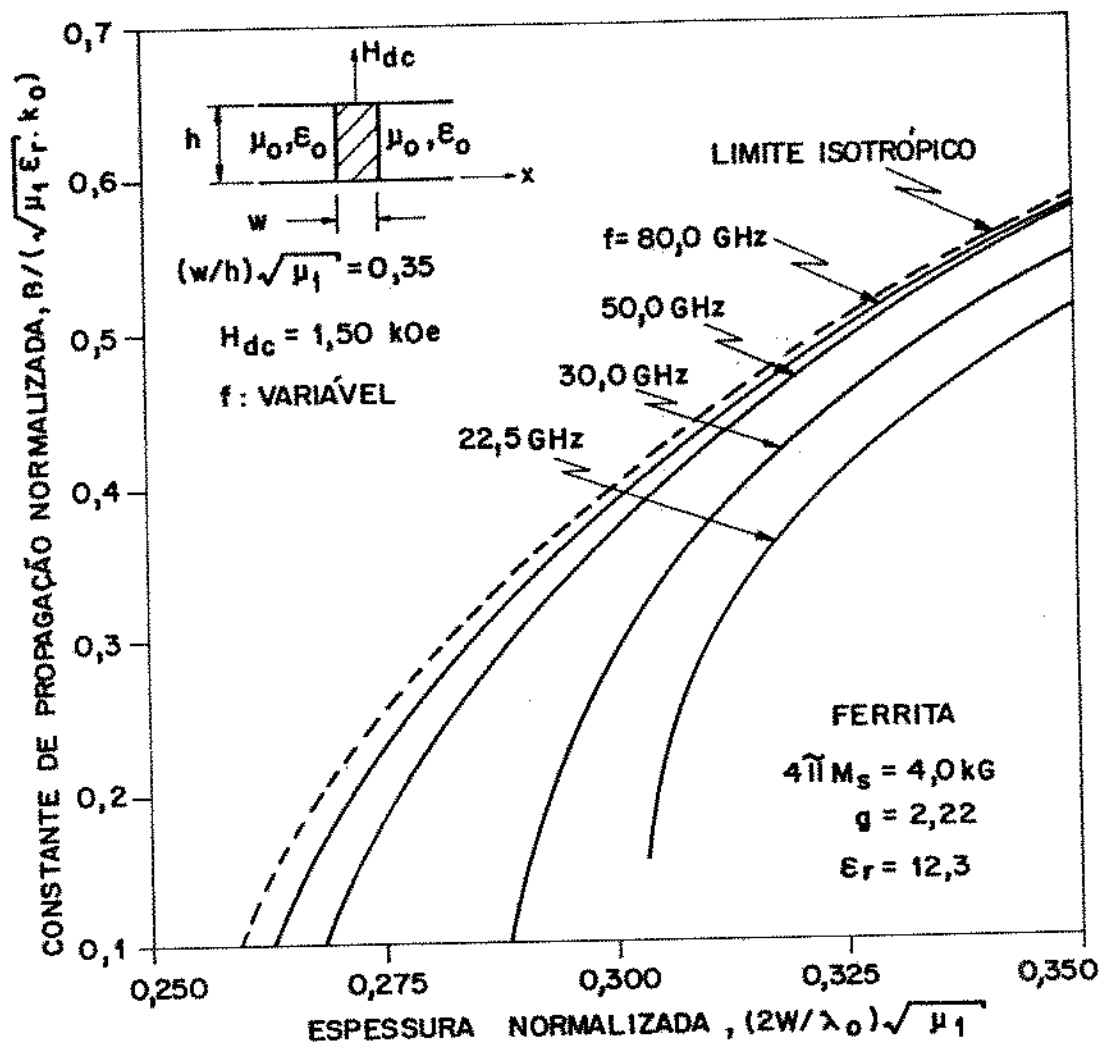


Fig.5.12. Influência da frequência de operação sobre a curva de dispersão do modo E_{111}^x .

A Fig. 5.13 mostra a variação da constante de propagação com a frequência, para alguns valores de campo magnético de polarização, e considerando-se uma geometria fixa para o guia NRD.

FREQÜÊNCIA DE OPERAÇÃO (GHz)	ESPESSURA DA LÂMINA (mm)	SEPARAÇÃO ENTRE OS PLANOS (mm)
22,5	2,20	5,91
30,0	1,56	4,31
50,0	0,88	2,48
80,0	0,54	1,52

Tabela 5.5. Valores da espessura da lâmina e da separação entre os planos condutores para alguns valores de freqüência de operação. $H_{dc} = 1,5 \text{ kOe}$, $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,35$ e $\beta_N = 0,30$.

A Fig. 5.13 indica que a variação do campo magnético de polarização produz variação na constante de propagação de uma determinada freqüência (sinal) de operação. Vamos supor que a freqüência de operação é 50 GHz. Se o campo de polarização é de 2,0 kOe, a onda correspondente propaga-se com $\beta = 1,4 \text{ rad/mm}$. Se o campo passar a ser de 8,0 kOe, a nova constante de propagação passa a ser de 0,65 rad/mm. Consideremos agora, uma onda que se propaga com freqüência de valor levemente inferior a 50 GHz, digamos, 49,5 GHz. Para o mesmo valor de campo de 2,0 kOe, esta onda se propaga com $\beta = 1,4 \text{ rad/mm}$.

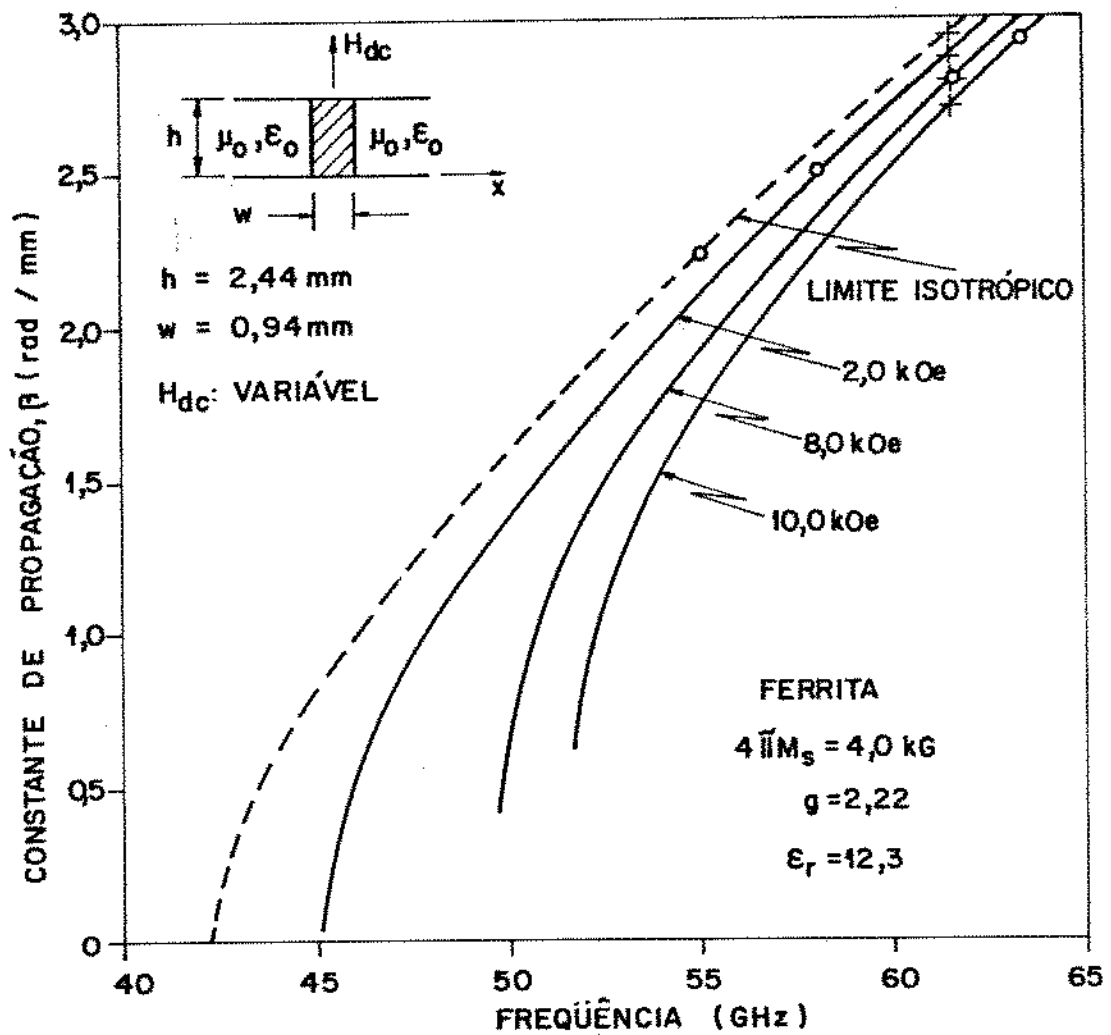


Fig. 5.13. Variação da constante de propagação com a frequência, para alguns valores de campo magnético de polarização e dimensões geométricas fixas. (o) indicam as frequências de corte dos modos E_{12}^x correspondentes, e (+) a frequência correspondente às ondas para as quais $h = \lambda_o/2$.

Entretanto, o chaveamento do valor do campo para 8,0 kOe levará a onda próxima ao corte. Assim, é possível produzir diferentes atrasos de fase, variando-se o campo estático de polarização, com propagação recíproca. Na Fig. 5.13 também estão indicadas as

correspondentes frequências de corte dos modos E_{112}^x , bem como as das ondas para as quais $h = \lambda_0/2$. Tais frequências são as responsáveis pela limitação da largura de faixa em operação com modo único na estrutura. A largura de faixa em operação com modo único será objeto de análise mais detalhada, em item deste capítulo, que será apresentada mais adiante.

A Fig. 5.14 mostra a variação da constante de propagação com o campo magnético estático de polarização, para algumas geometrias particulares de guia NRD. A escala horizontal inicia-se com $H_{dc} = 1,0$ kOe, que é um valor que garante a saturação da amostra de ferrita. À medida que se aumenta o valor do campo magnético de polarização, o valor da constante de propagação diminui. Notamos que para cada curva há um valor de campo magnético que anula a constante de propagação. Portanto, para uma dada geometria, há um valor de campo magnético estático que leva a onda ao corte. Este comportamento sugere que se pode construir dispositivos com controle eletrônico (variação do campo magnético estático através de controle da corrente) tais como deslocadores de fase e chaves. No caso particular, tais dispositivos apresentam característica de propagação recíproca. A Fig. 5.14 mostra que, quanto maior for o valor da espessura da lâmina de ferrita, tanto maior será a faixa de variação da constante de propagação. Para $W = 1,5$ mm, a variação do campo de 1,0 a 10,7 kOe acarreta uma variação na fase da onda de, aproximadamente, 1,8 rad/mm até zero. Se, no entanto, $W = 0,8$ mm, a variação de fase conseguida é de, aproximadamente, 0,6 rad/mm até zero, para campos entre 1,0 e 4,2 kOe. Cada curva da

Fig. 5.14 pode ser dividida em duas partes: a primeira, englobando a porção inicial, com assíntota com inclinação de, aproximadamente, $-0,05 \text{ rad}/(\text{mm.kOe})$ e, a segunda, englobando a porção próxima do corte, com assíntota com inclinação de, aproximadamente, $-0,80 \text{ rad}/(\text{mm.kOe})$.

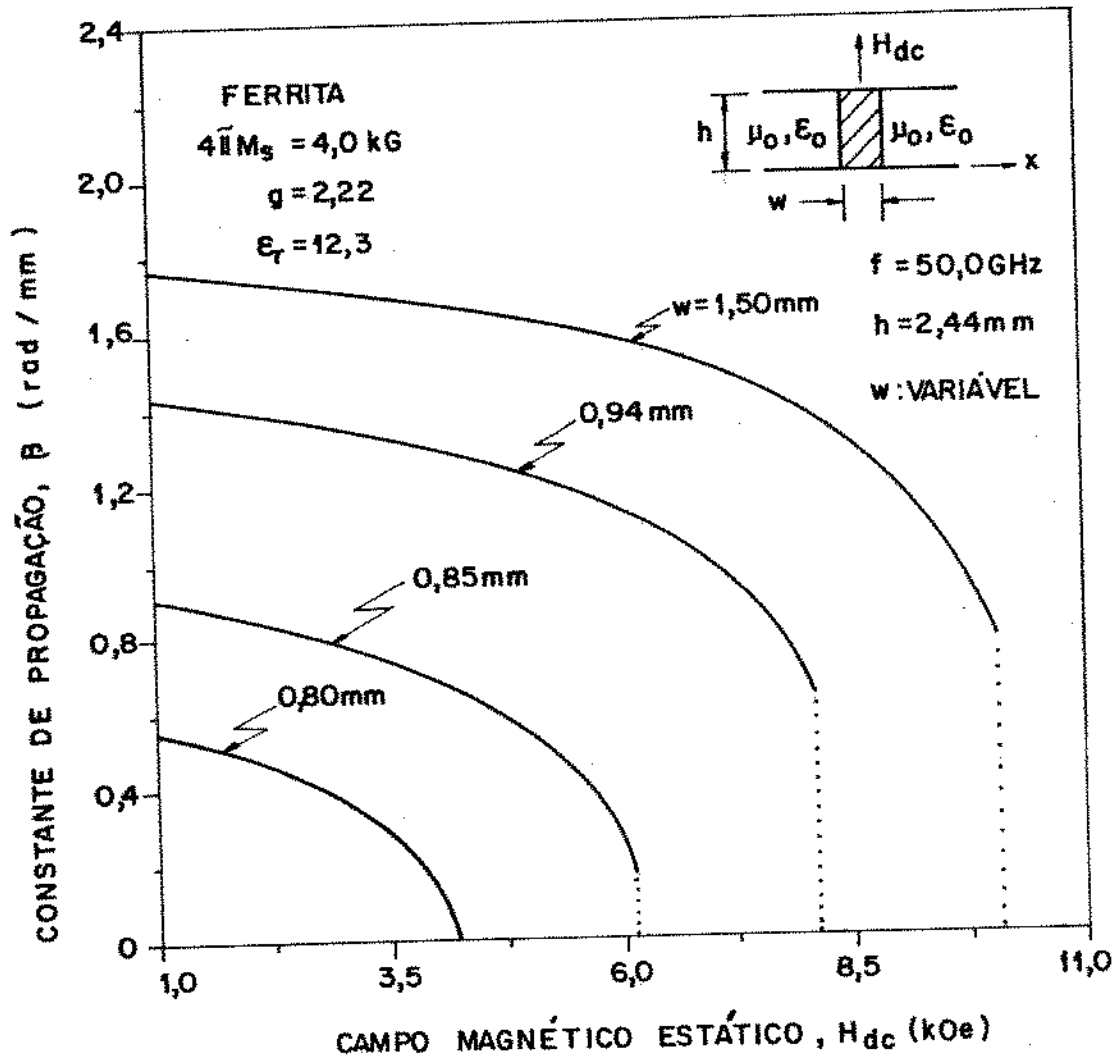


Fig. 5.14. Variação da constante de propagação com o campo magnético estático, para vários valores de espessura da lâmina de ferrita. O valor da separação entre os planos metálicos é mantido fixo e igual a 2,44 mm. O modo considerado é o E_{11}^x .

A Fig. 5.15 mostra a variação da constante de propagação com o campo magnético estático, para vários valores de separação entre os planos condutores. A espessura da lâmina de ferrita é mantida fixa em 0,94 mm. O comportamento da constante de propagação é bastante semelhante ao das curvas apresentadas na Fig. 5.14.

A Fig. 5.16 resume as curvas apresentadas nas Figs. 5.14 e 5.15. Notamos que a variação da constante de propagação com o campo magnético estático é bastante sensível para valores menores de espessura da lâmina. Este comportamento indica que as tolerâncias nas dimensões geométricas devem ser bem mais severas para valores menores de espessura da lâmina, e podem se constituir em um fator crítico na implementação de dispositivos.

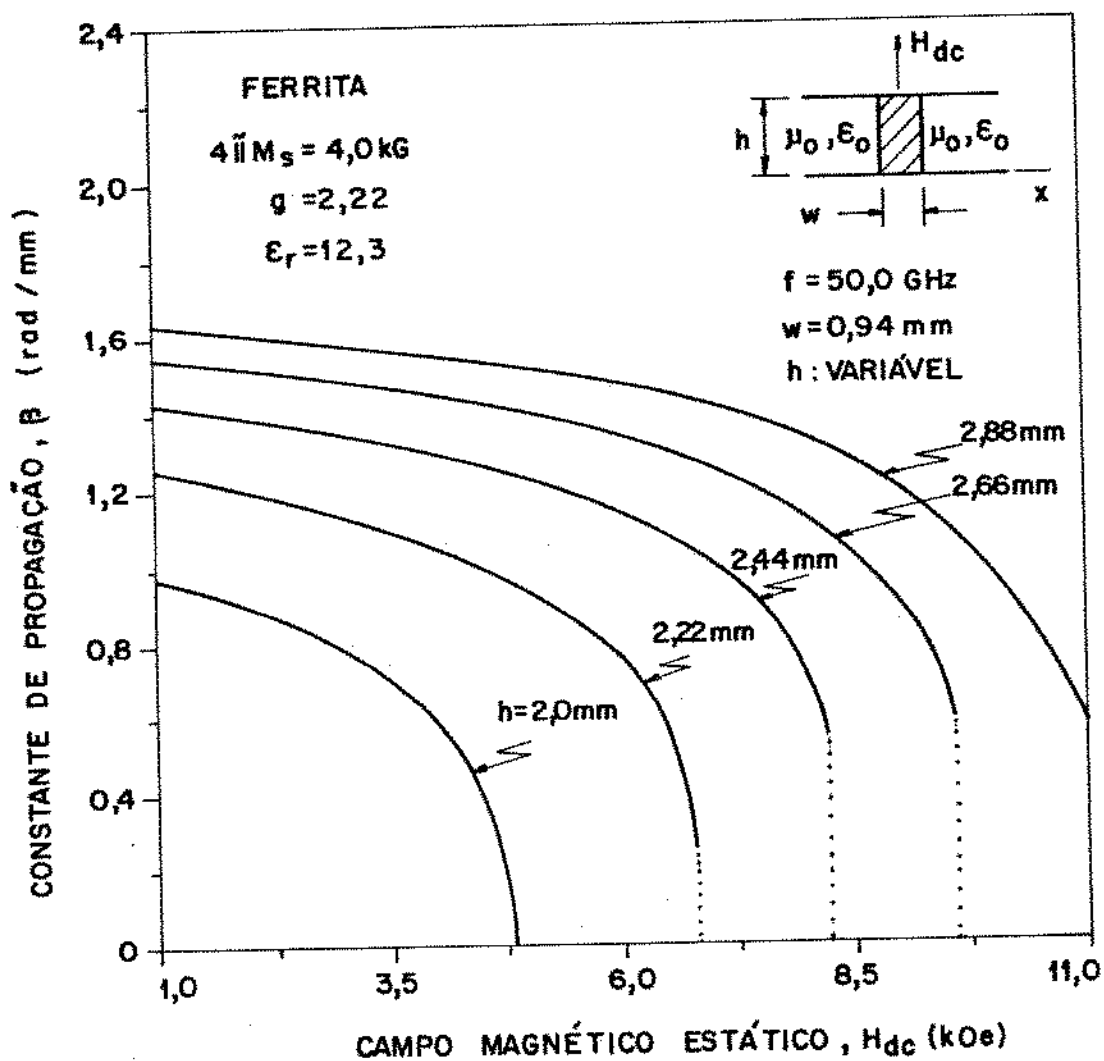


Fig. 5.15. Variação da constante de propagação com o campo magnético estático, para vários valores de separação entre os planos condutores. O valor da espessura da lâmina é mantido fixo e igual a 0,94 mm. O modo considerado é o E_{111}^x .

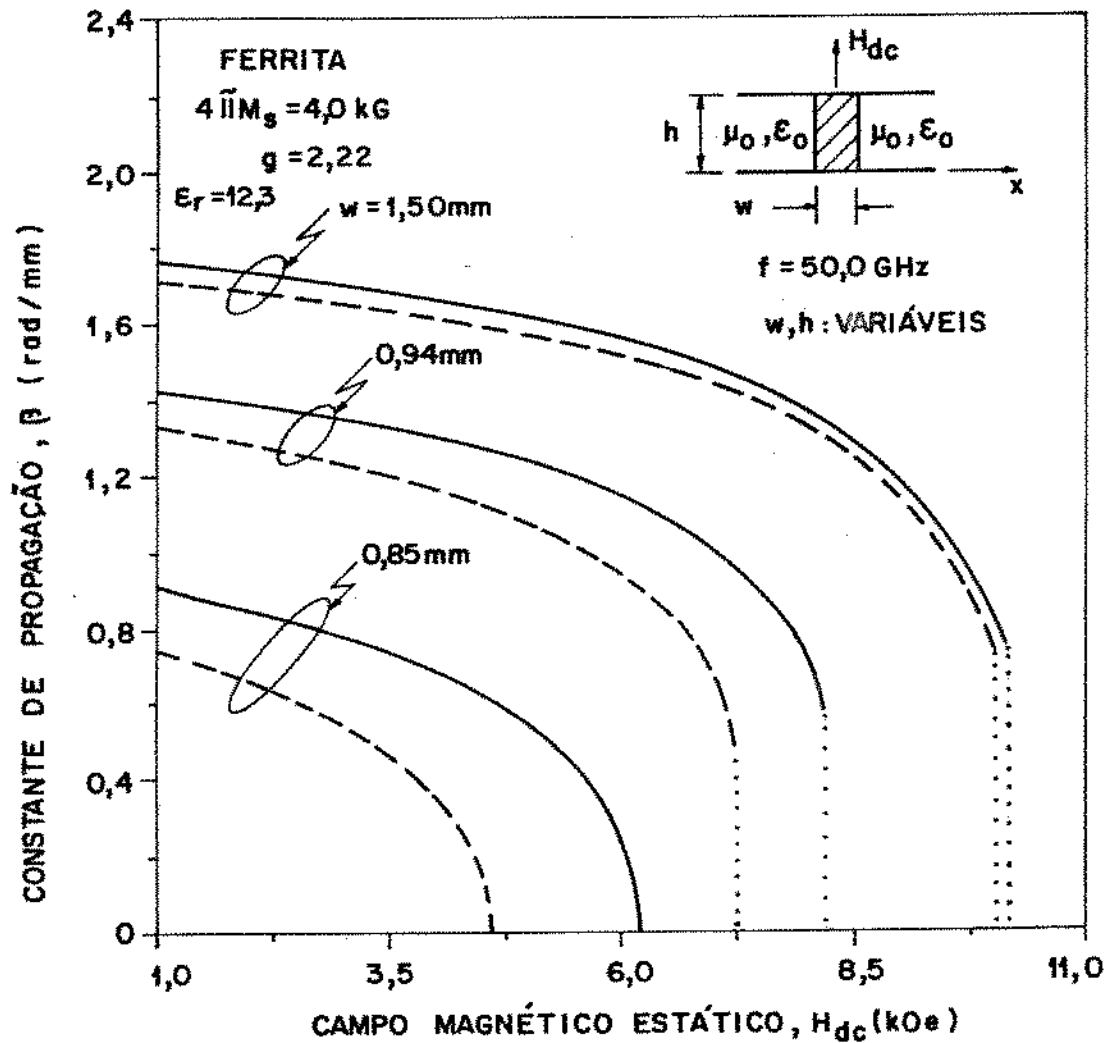


Fig. 5.16. Variação da constante de propagação com o campo magnético estático para valores de espessura da lâmina de ferrita e separação entre os planos condutores. O modo considerado é o E_{11}^x . Os valores da separação são 2,44 mm (—) e 2,30 mm (---).

A Tabela 5.6 mostra os valores do campo magnético de corte para as condições de operação dadas na Fig. 5.16.

ESPESSURA DA LÂMINA (mm)	SEPARAÇÃO ENTRE OS PLANOS (mm)	CAMPO MAGNÉTICO ESTÁTICO DE CORTE (kOe)
0,85	2,30	4,62
	2,44	6,21
0,94	2,30	7,25 *
	2,44	8,14 *
1,50	2,30	10,00 *
	2,44	10,11 *

* VALORES ESTIMADOS

Tabela 5.6. Valores do campo magnético estático de corte para alguns valores de espessura da lâmina e separação entre os planos condutores, para a ferrita e condições de operação especificadas na Fig. 5.16.

A Fig. 5.17 mostra a diferença entre as constantes de propagação dos modos E_{111}^x e LSM_{01} (E_{111}^x no limite dielétrico, $\mu_1 \rightarrow 1$ e $\delta \rightarrow 0$). O limite superior das curvas é aquele correspondente ao campo magnético estático de corte.

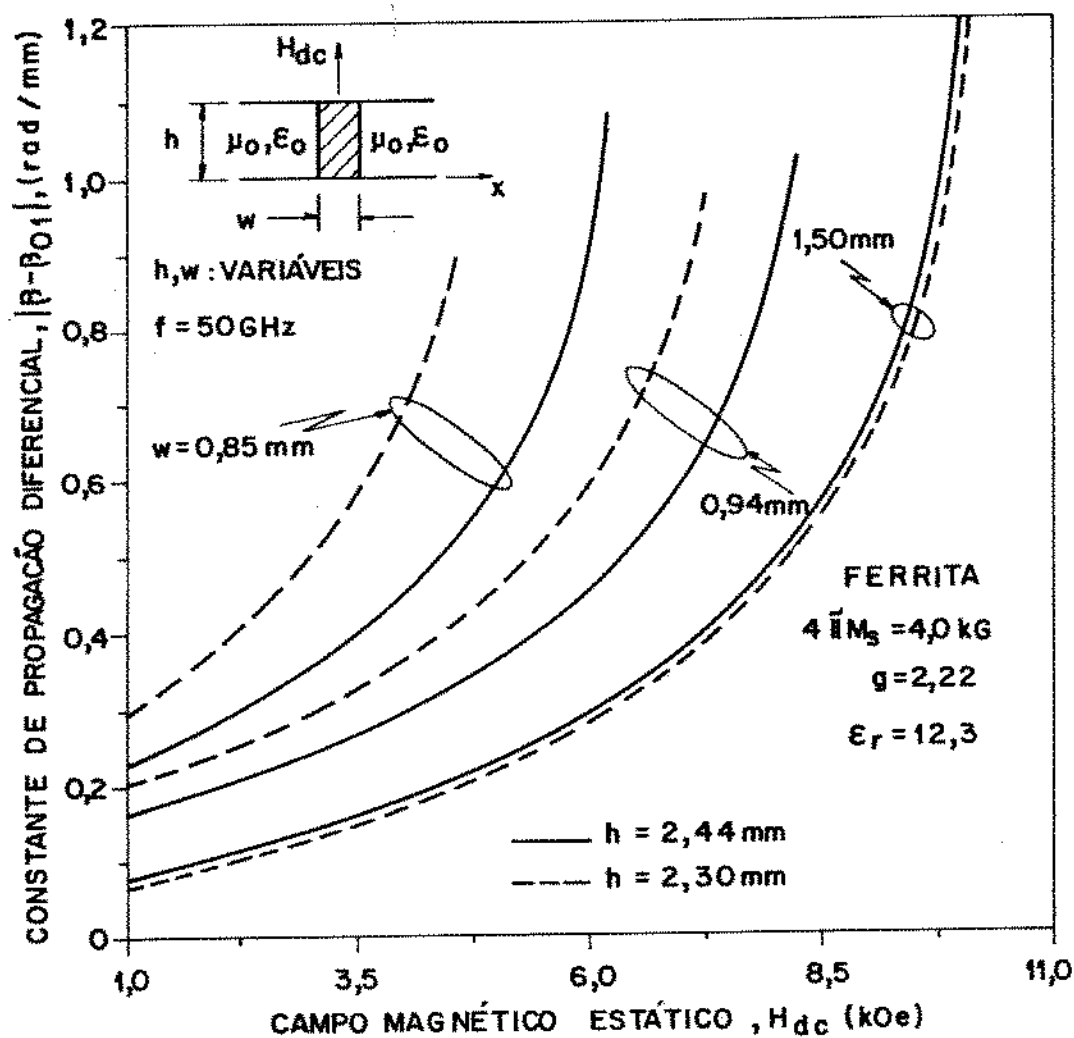


Fig. 5.17. Diferença entre as constantes de propagação do modo E_{111}^x e LSM_{01} (modo E_{111}^x no limite dielétrico, $\mu_1 \rightarrow 1$ e $\delta \rightarrow 0$), para alguns valores de espessura da lâmina e separação entre os planos condutores.

5.7. DIAGRAMAS DE OPERAÇÃO

O diagrama de operação do guia NRD relaciona os valores da separação entre os planos condutores e da espessura da lâmina de ferrita, para a equação característica calculada no corte ($\beta = 0$). Por intermédio deste diagrama é possível avaliar a largura de faixa em operação em modo único. A Fig. 5.18 mostra o diagrama de operação do guia NRD com lâmina de ferrita, operando em 50 GHz e sob campo magnético estático de 1,5 kOe. Na mesma figura, consta também o diagrama de operação para o caso de limite dielétrico, para efeito de comparação. Estão traçados os diagramas dos modos E_{111}^x , E_{112}^x e E_{121}^x . Notamos que, quando a separação normalizada tende ao valor $h/\lambda_0 = 0,5$, a espessura normalizada de corte, $(W/\lambda_0) \sqrt{\mu_1}$, tende ao valor nulo, tanto para o modo E_{111}^x , quanto para o modo E_{121}^x . Para um dado modo, a sua correspondente curva para $\beta = 0$ delimita duas regiões: a região à esquerda corresponde ao corte e a região à direita corresponde à propagação. De forma geral, qualquer par de pontos (W, h) que estiver à direita da curva de cada modo corresponderá a uma possível geometria de guia NRD. Para suprimir radiação (energia que "escapa" da lâmina através de descontinuidade ou curvaturas), à região que contém o par solução (W, h) é acrescida outra limitação: um segmento de reta paralelo ao eixo da espessura normalizada, passando por $h/\lambda_0 = 0,5$. Sabemos que um guia de ondas constituído de dois planos condutores paralelos pode suportar modos TEM, TE ou TM. Para os modos TE e TM, a relação de dispersão é dada por (considerando meio dielétrico sem

perdas, caracterizado por μ e ε):

$$\beta = \omega \sqrt{\mu\varepsilon} \left[1 - \left(\frac{n\lambda}{2h} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.25)$$

onde λ é o comprimento de onda. O correspondente comprimento de onda de corte é

$$\lambda_c = \frac{2h}{n}, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.26)$$

Convém observar que o modo TE principal é o TE_1 , e o correspondente TM é o TM_1 . Quando $n = 0$, o modo TM_0 corresponderá ao TEM. A inspeção de (5.25) mostra que, se para o modo considerado (no caso, $n = 1$), valores de separação entre os planos menores que $(0,5\lambda_0)$ implicam somente em atenuação e não em propagação da onda. Qualquer porção da energia carregada pelo modo principal E_{11}^x que escapar da lâmina, somente poderá se propagar sob a forma de modos TEM, TE ou TM. Como, no caso, a separação entre os planos condutores é menor que $0,5\lambda_0$, qualquer modo possível TE ou TM não encontrará condições de propagação.

Embora fora da lâmina os campos sejam evanescentes, nas regiões muito próximas da lâmina as amplitudes de campo não podem ser desprezadas [43].

A Fig. 5.18. mostra que a aplicação de campo magnético estático desloca as curvas dos modos para a direita, mantendo o mesmo comportamento [veja-se, por exemplo, o comportamento dos modos E_{11}^x e E_{12}^x para $(h/\lambda_0) = 0,5$]. Os pontos P_1 , P_2 e P_3 servem para avaliar a largura de faixa em operação em

modo único, com e sem a presença do modo E_{l12}^x . Yoneyama [43] afirma que, no caso de guia NRD com lâmina dielétrica, o modo LSM_{02} pode ser evitado (não ser excitado) a partir de uma perfeita simetria na excitação do modo principal, LSM_{01} . Mais adiante, neste mesmo capítulo, estabeleceremos a largura de faixa para operação em modo único, com e sem a presença do modo E_{l12}^x . Entretanto, já é possível observar, qualitativamente, que o modo E_{l12}^x influencia menos a largura de faixa em operação em modo único, que o correspondente modo LSM_{02} do caso de dielétrico isotrópico. Na Fig. 5.18 mostramos, também, a curva do modo H_{l11}^x , que também pode ser excitado como modo não-radiativo. O segmento de reta que passa pela origem e liga os pontos P_1 , P_2 e P_3 , possui inclinação numericamente igual ao fator de forma do guia, $(W/h)\sqrt{\mu_1}$. Segmentos de retas correspondentes a alguns valores de fator de forma são indicados na Fig. 5.19. Nesta figura está mostrada a alteração do diagrama de operação quando o valor do campo H_{dc} é variável. Para um dado valor de fator de forma, as curvas distanciam-se do caso dielétrico isotrópico, à medida que o valor de H_{dc} é aumentado.

A Fig. 5.20 mostra os diagramas de operação dos modos E_{l11}^x , E_{l12}^x e E_{l21}^x para frequência de operação de 50 GHz e H_{dc} igual a 1,5 kOe, e as curvas do modo E_{l11}^x para vários valores distintos de constante de propagação. A inspeção da Fig. 5.20 indica que as curvas desde $\beta = 1,0$ rad/mm até $\beta = 2,0$ rad/mm não interceptam a curva do modo E_{l12}^x . Qualquer valor de fator de forma que implique em solução, dentro da região de operação em modo único, poderá ser adotado. Quando uma determinada curva

intercepta as curvas de corte do modo E_{l12}^x ou E_{l21}^x , somente poderão ser escolhidos pares (W,h) sobre esta curva, que se situem à esquerda da curva de corte de qualquer um dos modos.

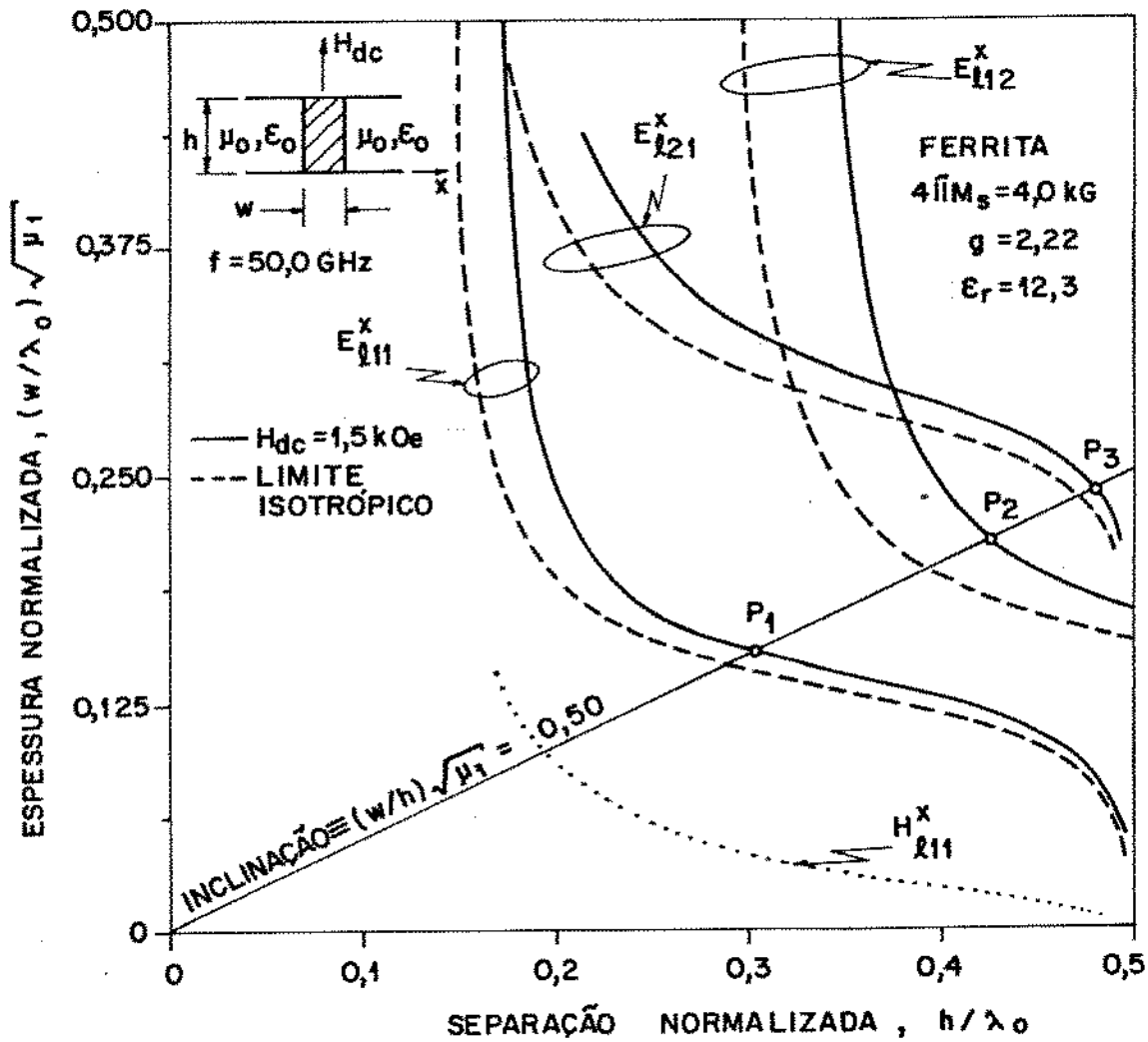


Fig. 5.18. Diagrama de operação do guia NRD com ferrita, operando em 50 GHz e sob campo magnético estático de 1,5 kOe. O caso limite isotrópico é mostrado para efeito de comparação.

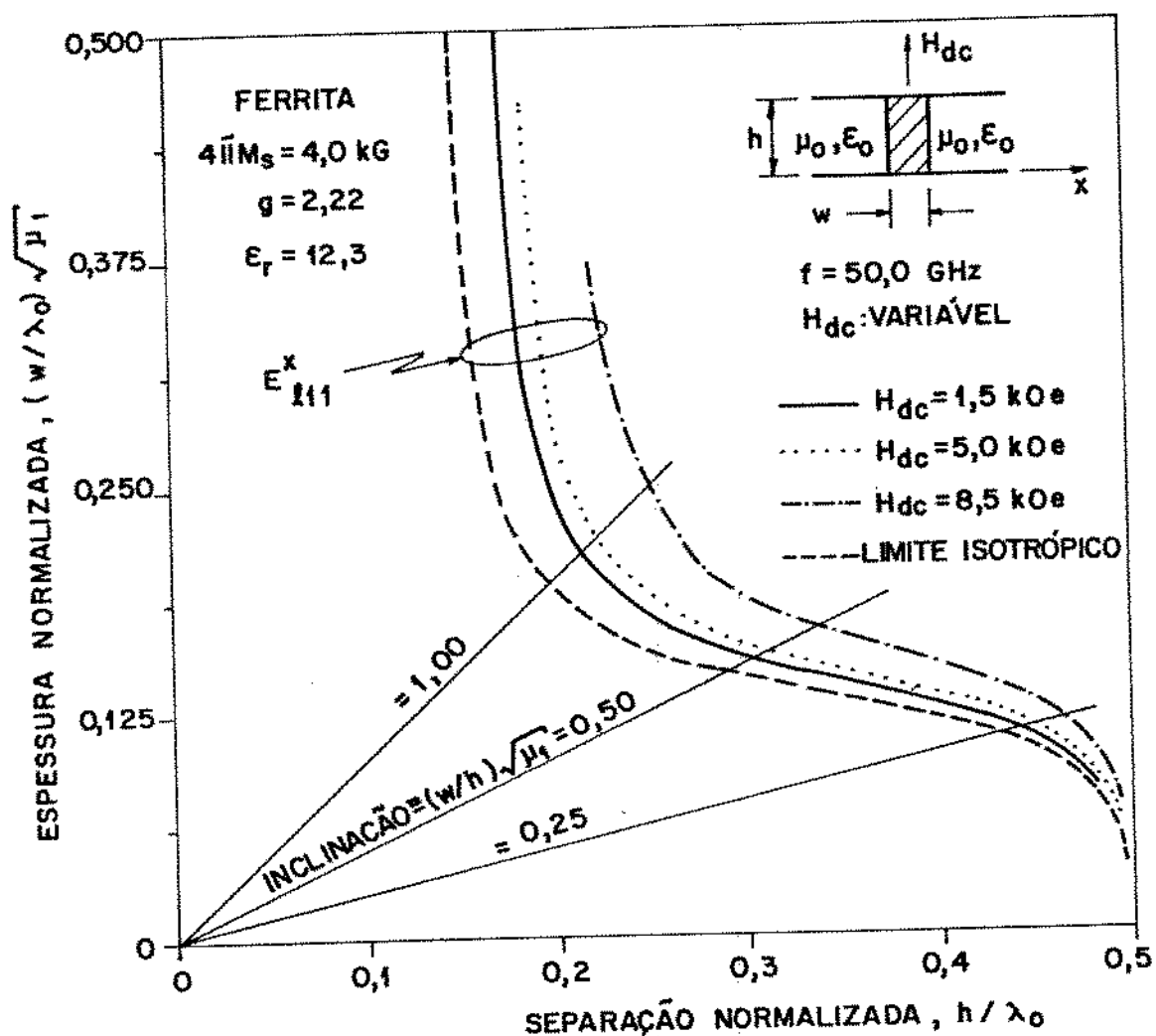


Fig. 5.19. Diagramas de operação do modo E_{11}^x para vários valores de campo magnético estático e para frequência de operação igual a 50 GHz.

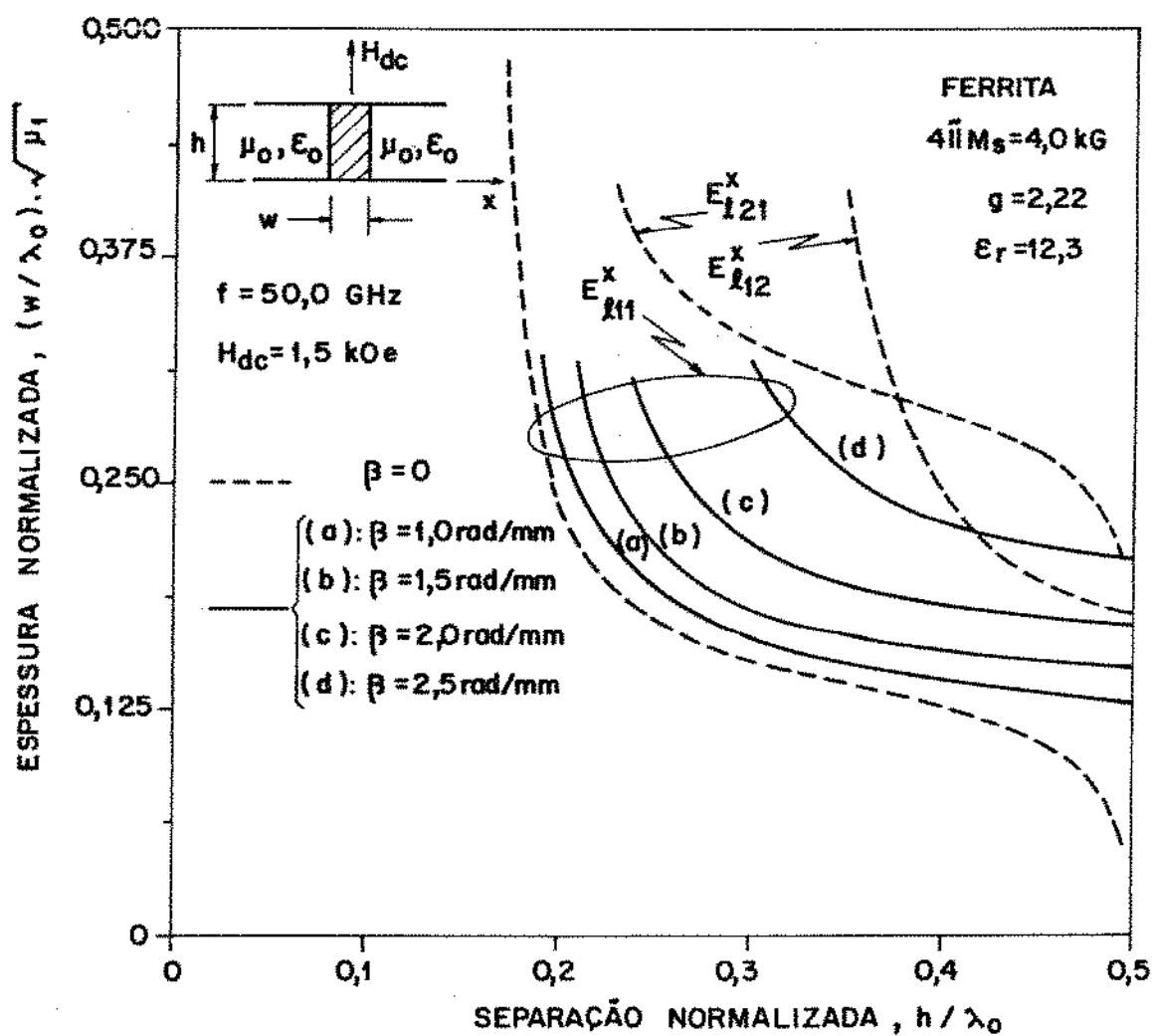


Fig. 5.20. Curvas de mesma constante de propagação do modo E_{l11}^x para operação em 50 GHz e $H_{dc} = 1.5 \text{ kOe}$.

5.8. LARGURA DE FAIXA DE OPERAÇÃO EM MODO ÚNICO

A largura de faixa relativa de operação em modo único é definida por [43]:

$$BW = 2 \left[(f_u - f_l) / (f_u + f_l) \right] \times 100 \% \quad (5.27)$$

onde f_l é a frequência de corte do modo dominante LSM (caso de dielétrico isotrópico) e f_u é a mínima frequência de corte entre aquelas dos modos LSM_{02} e LSM_{11} e a da onda para a qual $h/\lambda_o = 0,5$. A equação (5.27) poderá ser facilmente reescrita como:

$$BW = 2 \left\{ \left[(h/\lambda_o)_u - (h/\lambda_o)_l \right] / \left[(h/\lambda_o)_u + (h/\lambda_o)_l \right] \right\} \times 100\% \quad (5.28)$$

onde, em nosso trabalho, $(h/\lambda_o)_l$ é a separação normalizada de corte do modo E_{111}^x e $(h/\lambda_o)_u$ é a mínima separação normalizada entre aquelas dos modos E_{112}^x e E_{121}^x e a da onda para a qual $h/\lambda_o = 0,5$. Assim, a largura de faixa relativa de operação em modo único poderá ser determinada diretamente dos diagramas de operação, tal como aquele mostrado na Fig. 5.18. A Fig. 5.21 mostra a largura de faixa relativa para operação em modo único do guia NRD com ferrita operando nas condições especificadas na Fig. 5.18. A inspeção da Fig. 5.21 indica que o valor máximo da largura de faixa relativa é de, aproximadamente, 50,4% para o caso dielétrico e 47,8% para o guia com ferrita. O valor máximo sofre, então, uma redução em torno de 5%. Entretanto, pode-se observar que a influência do modo E_{112}^x sobre a curva da largura

de faixa é menor. Isto significa que, na região de influência do modo E_{112}^x , o guia com ferrita apresenta largura de faixa maior que o guia com dielétrico equivalente ($\epsilon_r = 12,3$). O valor máximo da largura de faixa ocorre para valor de fator de forma em torno de 0,6.

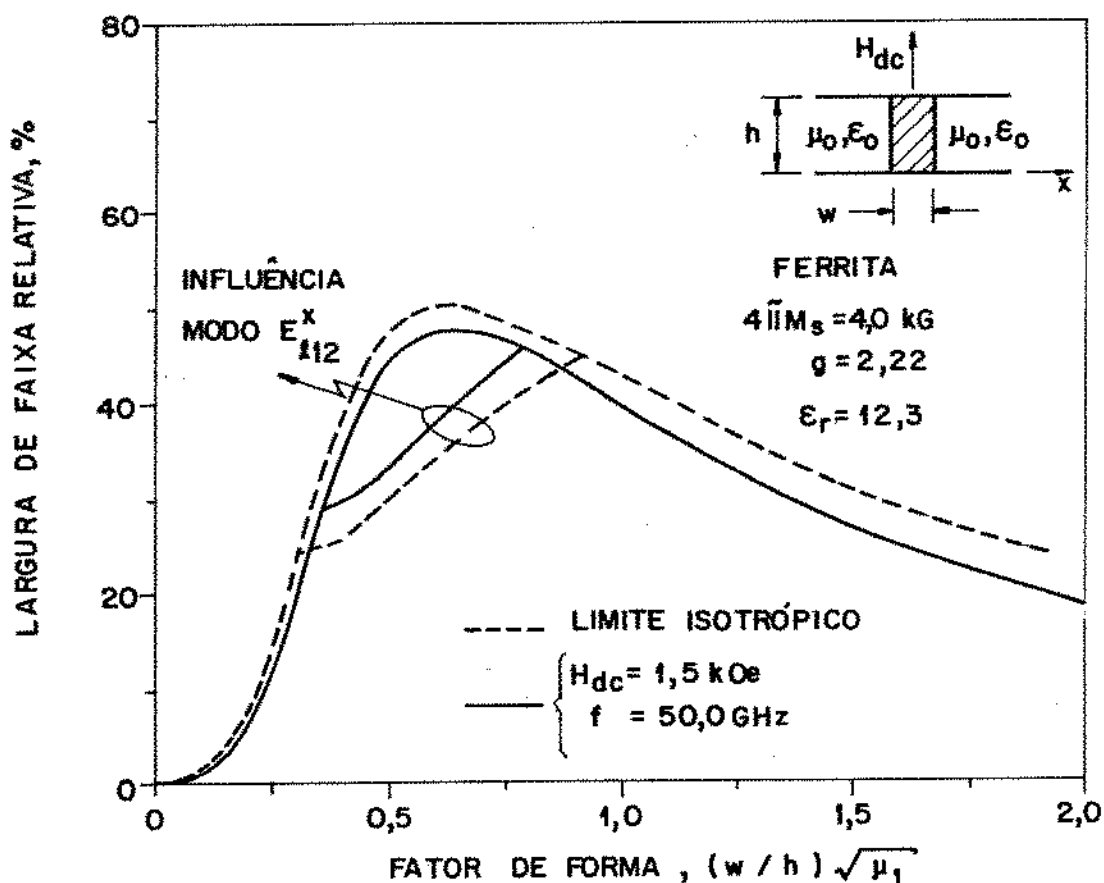


Fig. 5.21. Curvas de largura de faixa relativa em operação em modo único em função do fator de forma.

A Tabela 5.7 mostra alguns valores da largura de faixa relativa para operação em modo único, considerando-se a presença do modo E_{112}^x . Podemos observar que, para valores de fator de forma entre 0,35 e 0,80, o guia com ferrita apresenta largura de faixa relativa em operação em modo único, desde 13,8 até 22,7 GHz, em

FATOR DE FORMA (W/h)√μ ₁	LARGURA DE FAIXA RELATIVA	
	(%)	(GHz)
0,10	1,0	0,5
0,20	6,0	3,0
0,35	27,5	13,8
0,50	33,2	16,6
0,60	37,9	19,0
0,80	45,4	22,7
1,00	39,5	19,8
1,50	26,9	13,5
2,00	18,5	9,3

Tabela 5.7. Largura de faixa relativa para operação em modo único do guia NRD com ferrita, operando nas condições especificadas na Fig. 5.21. Os valores apresentados levam em consideração a presença do modo E_{112}^x .

em torno de 50 GHz. Estes valores são apropriados para aplicações práticas. A influência do modo E_{112}^x sobre a largura de faixa relativa estende-se desde valores de fator de forma iguais a 0,37 até 0,78. No caso de dielétrico isotrópico os valores correspondentes são 0,3 e 0,9.

5.9. POTÊNCIA TRANSPORTADA PELO MODO PRINCIPAL

A potência média total transportada pelo modo principal, E_{111}^x , é calculada usando as eqs. (4.110) a (4.114). A partir destas equações podemos estabelecer relações entre as potências médias fora ($P_{\text{fora},N}$) e dentro ($P_{\text{ferrita},N}$) da lâmina de ferrita, e a potência total ($P_{\text{total},N}$). Estas duas relações são:

$$\text{rel}_1 = P_{\text{fora},N} / P_{\text{total},N} \quad (5.29)$$

$$\text{rel}_2 = P_{\text{ferrita},N} / P_{\text{total},N} \quad (5.30)$$

onde

$$P_{\text{fora},N} = P_{\text{diel},1,N} + P_{\text{diel},2,N} \quad (5.31)$$

$$P_{total,N} = P_{fora,N} + P_{ferrita,N} \quad (5.32)$$

As relações entre potências, " rel_1 " e " rel_2 ", são apresentadas na Fig. 5.22 para dois valores distintos de campo magnético de polarização. A correspondente curva do caso de limite isotrópico também é mostrada, para efeito comparativo. Para valores distantes da espessura normalizada de corte, a potência tende a concentrar-se toda na região que contém a ferrita. Para valores tendendo ao de corte, o guiamento é gradativamente perdido, com a potência "escapando" para a região dielétrica (ar, no caso em questão). Para um dado valor da espessura normalizada, a concentração de potência na região da ferrita tende a ampliar-se, à medida que o campo magnético de polarização aumenta.

Aproveitamos o cálculo da potência média carregada pelo modo principal para realizar mais um teste comparativo da exatidão das expressões dos campos determinados para o guia NRD anisotrópico. A partir das equações dos campos para o caso isotrópico, definidas por (2.27), (2.33) e (2.34), determinamos as correspondentes equações para as potências dentro e fora da lâmina de ferrita, e estabelecemos relações entre potências equivalentes a (5.31) e (5.32). A comparação entre os resultados numéricos, no limite isotrópico, mostrou excelente concordância.

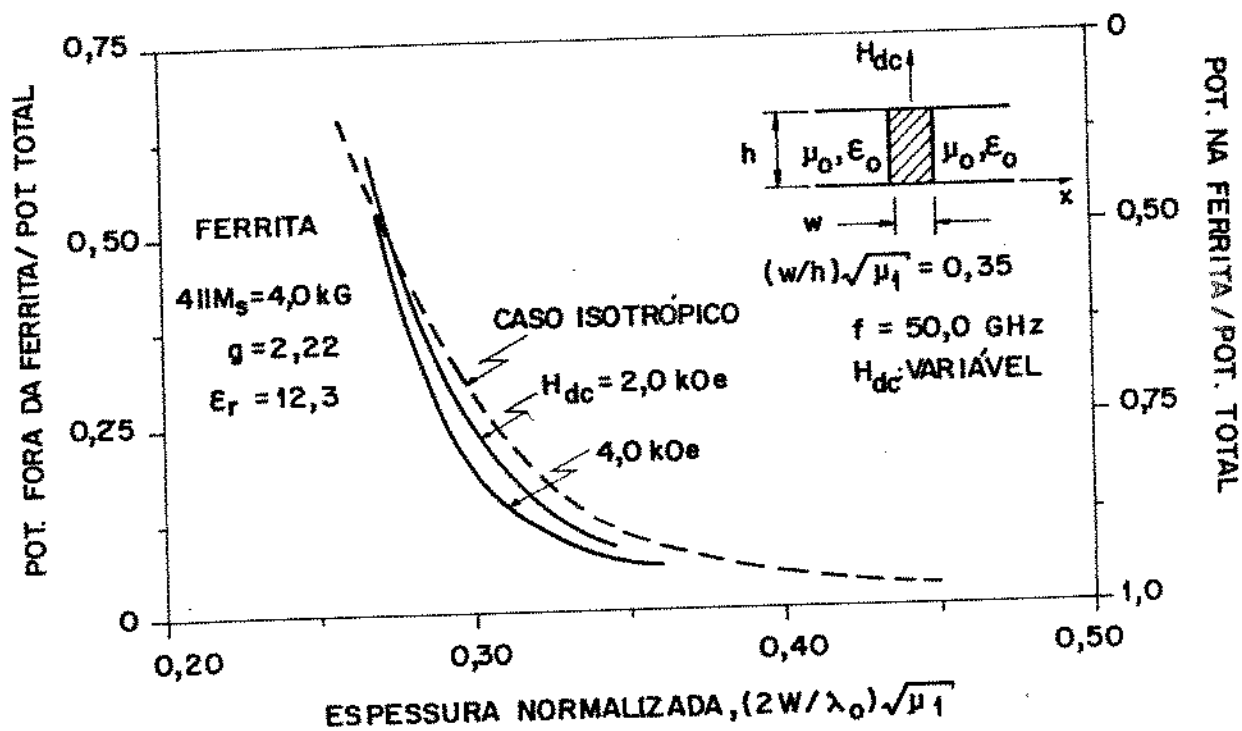


Fig. 5.22. Curvas de relações entre potências médias, dentro e fora da ferrita, transportadas pelo modo principal, E_{111}^x , para dois valores distintos de campo magnético de polarização.

Utilizando procedimento análogo, podemos normalizar as equações que definem a potência média transportada pelo modo principal, E_{111}^x . Assim, as equações (4.111) normalizadas são:

$$P_{diel,1,N} = \frac{h.W}{16 P_{1,N}} \left[R_{1e,N} P_{1,N}^2 - L_{2e,N} Q_{1,N}^2 + (L_{1e,N} - R_{2e,N}) P_{1,N} Q_{1,N} \right] \quad (5.15.1)$$

$$P_{diel,2,N} = \frac{h.W}{16 P_{2,N}} \left[R_{1d,N} P_{2,N}^2 - L_{2d,N} Q_{2,N}^2 + (L_{1d,N} - R_{2d,N}) P_{2,N} Q_{2,N} \right] \quad (5.15.2)$$

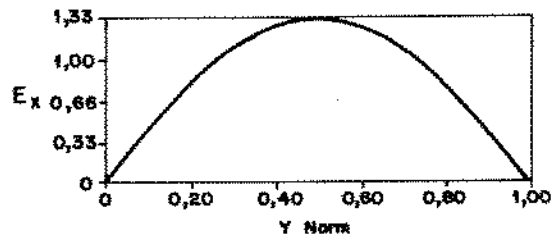
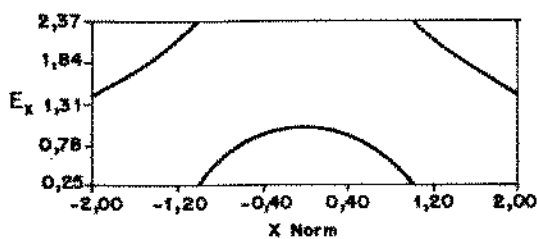
$$P_{ferrita,N} = \frac{h.W}{8} \left[C_{f,1,N} + \frac{C_{f,2,N}}{2} \frac{\text{sen}(2\alpha_{1,N})}{\alpha_{1,N}} + \frac{C_{f,3,N}}{2} \frac{\text{sen}(2\alpha_{2,N})}{\alpha_{2,N}} + C_{f,4,N} \frac{\text{sen}(\alpha_{1,N} - \alpha_{2,N})}{(\alpha_{1,N} - \alpha_{2,N})} + C_{f,5,N} \frac{\text{sen}(\alpha_{1,N} + \alpha_{2,N})}{(\alpha_{1,N} + \alpha_{2,N})} \right] \quad (5.15.3)$$

A partir deste procedimento foi possível utilizar os programas para microcomputadores já desenvolvidos e aproveitar os valores que fazem parte das eqs. (5.15), previamente calculados.

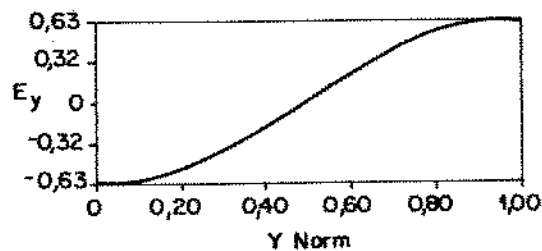
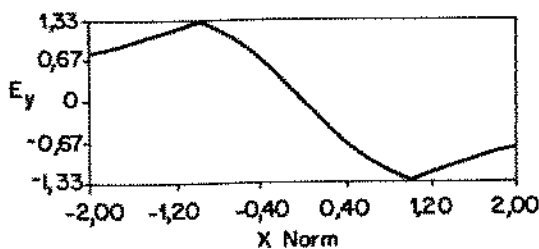
5.10. DISTRIBUIÇÃO DOS CAMPOS ELÉTRICO E MAGNÉTICO

A distribuição dos campos elétrico e magnético no guia NRD com lâmina de ferrita foi esboçado através das expressões das componentes de campos dentro e fora da ferrita, definidas pelas eqs. (4.60), (4.70), (4.71), (4.73) e (4.74). Inicialmente, utilizamos a distribuição dos campos para realizar um teste de coerência das expressões dos campos determinadas. A Fig. 5.23 mostra a distribuição dos campos no caso de limite de dielétrico isotrópico, esboçada nas mesmas condições estipuladas

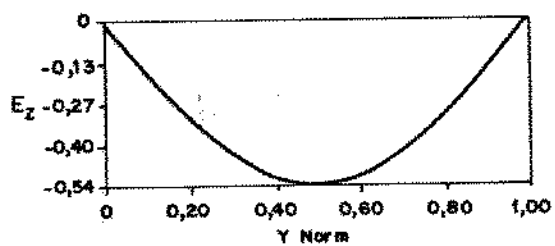
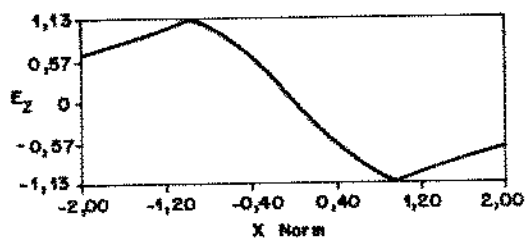
na Fig. 2.10 (Cap. 2). A menos de uma constante arbitrária, as distribuições dos campos apresentam a mesma forma. Note-se que, no caso de dielétrico isotrópico, as distribuições dos campos apresentam perfeita simetria em relação ao plano médio localizado em $x = 0$. O modo LSM_{01} possui componente H_x nula. Como foi realizada uma aproximação ($\mu_1 = 1$ e $\delta = 10^{-6}$), a componente H_x não é exatamente nula, mas sua amplitude arbitrária é de valor desprezível em comparação com as das outras componentes.



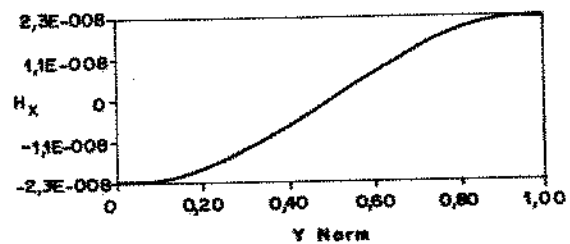
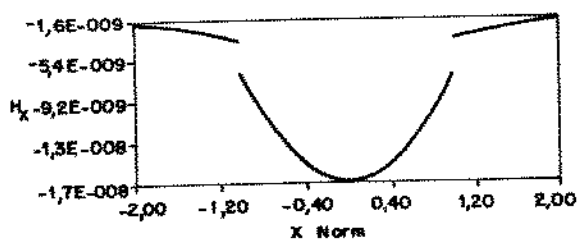
(a)



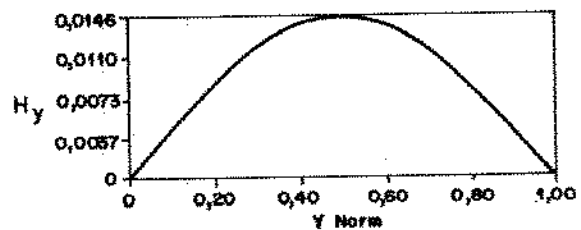
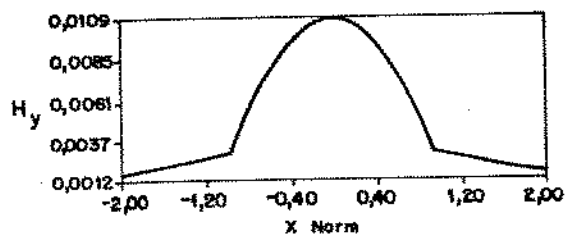
(b)



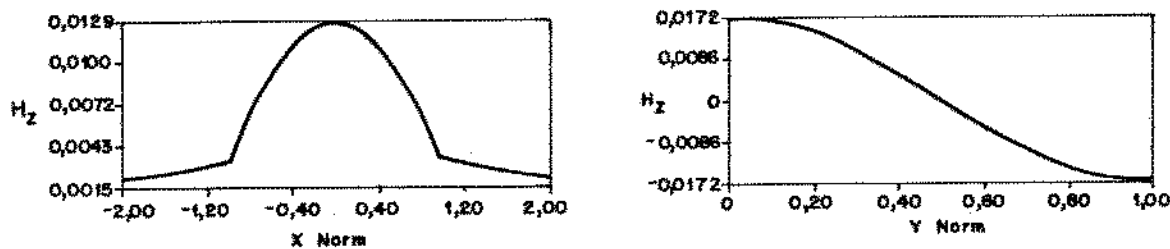
(c)



(d)



(e)

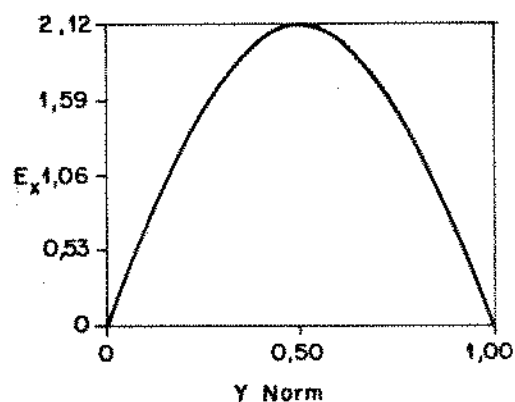
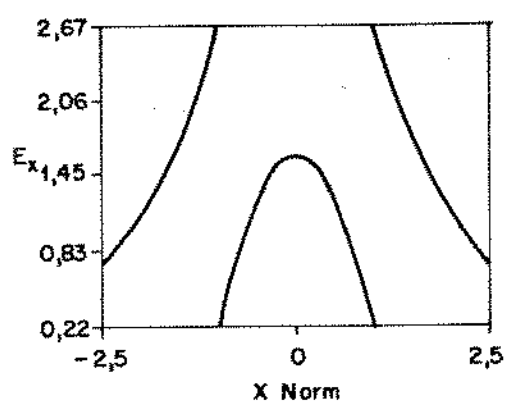


(f)

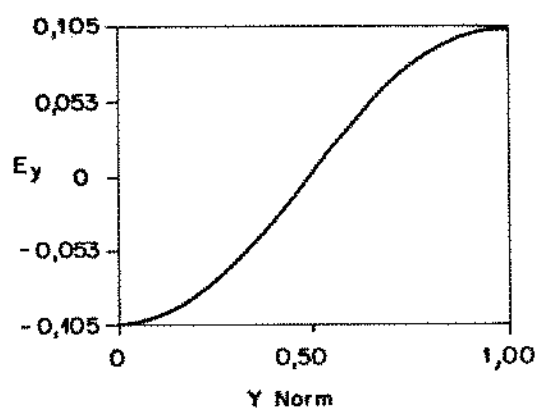
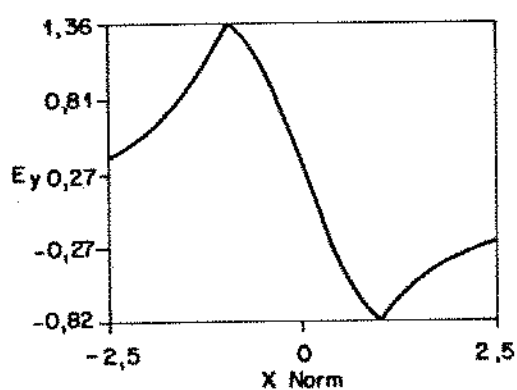
Fig. 5.23. Distribuição dos campos elétrico e magnético dos modos E_{11}^x para $\epsilon_r = 9,5$; $\mu_1 = 1$; $\delta = -10$; $W_N = 0,31$; $\beta_N = 0,3112$; $x_N = y_N = 0,25$ e $D = -0,5$.

A Fig. 5.24 mostra a distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{11}^x em um guia com ferrita operando em 50 GHz e sob campo de magnetização de 1,5 kOe. Os campos são proporcionais às funções u_1 e u_2 , definidas por (4.59), ou às suas derivadas parciais. Na direção "y" os campos são proporcionais a $\cos(k_y y)$. Portanto, a distribuição dos campos é simétrica em relação ao plano médio situado paralelamente aos planos condutores. Na direção "x", as funções u_1 e u_2 são proporcionais a combinações lineares de $\sin(\alpha_i x)$ e $\cos(\alpha_i x)$, onde $i = 1, 2$. Quando o guia está operando sob campo magnético de polarização, os fatores α_1 e α_2 são diferentes, e a onda resultante pode ser entendida como uma superposição de ondas de diferentes periodicidades espaciais, resultando em distribuição de campo sem simetria na direção "x". No caso de limite de dielétrico isotrópico ($\mu_1 = 1$ e $\delta \rightarrow 0$) temos $\alpha_1 = \alpha_2$, $|A| = |C|$ e

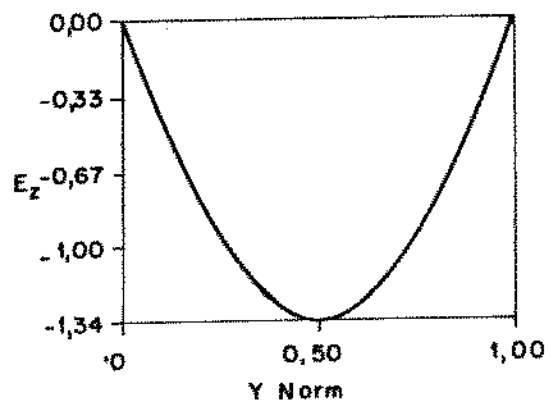
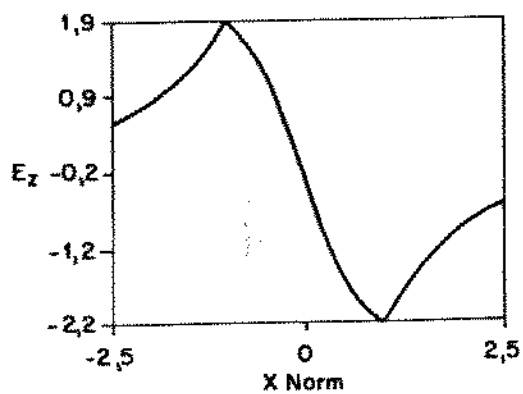
$|B| = |D|$, e a distribuição é simétrica, como era de se esperar. Para algumas componentes dos campos (caso de E_y , por exemplo), o desvio na simetria é bem perceptível graficamente. Entretanto, para outras componentes (caso de E_x), o desvio é muito pequeno para as condições de operação escolhidas.



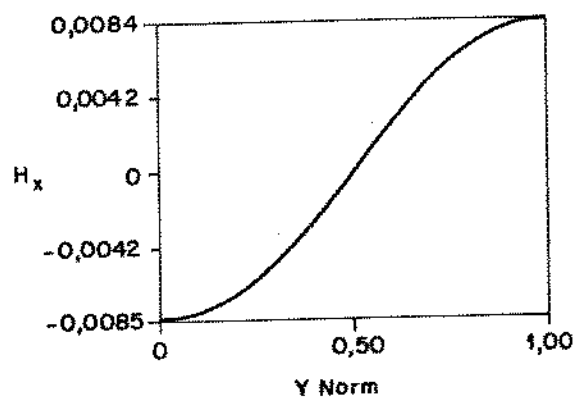
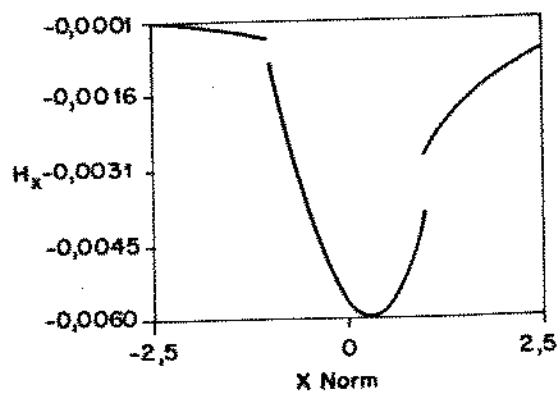
(a)



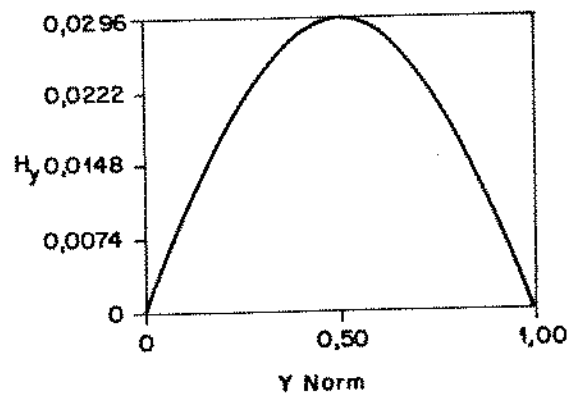
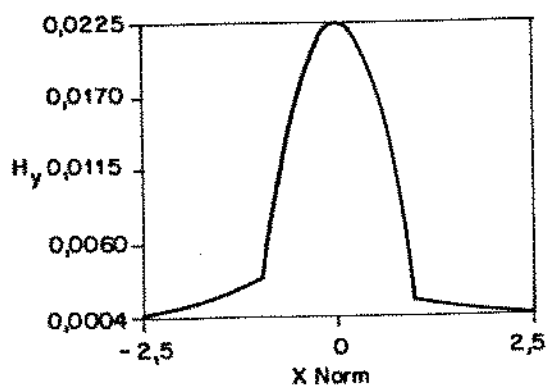
(b)



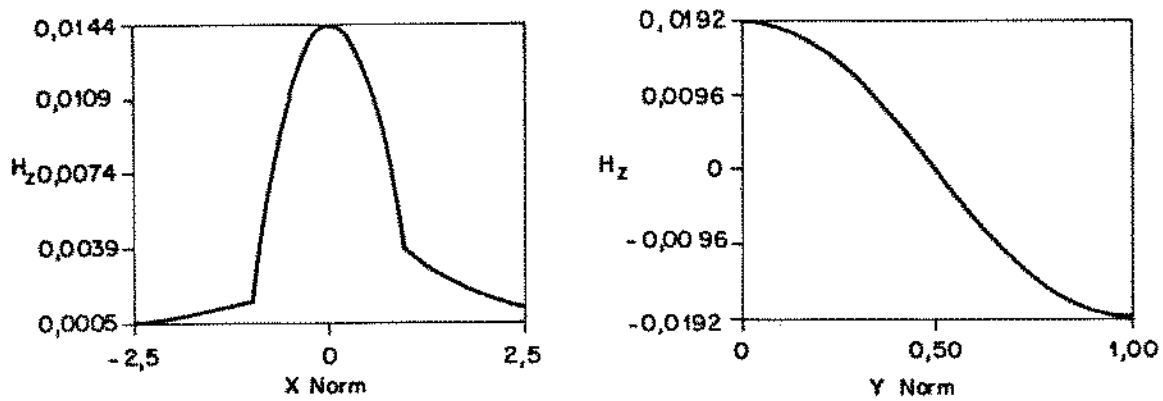
(c)



(d)



(e)

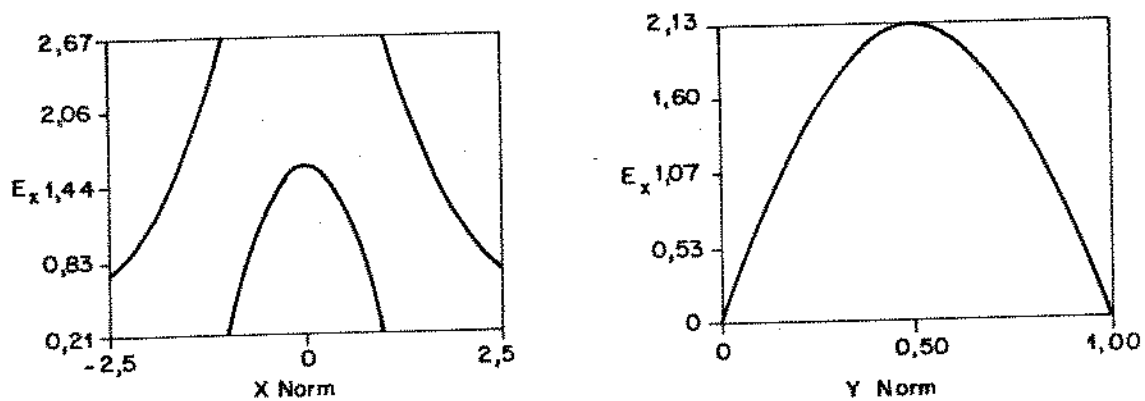


(f)

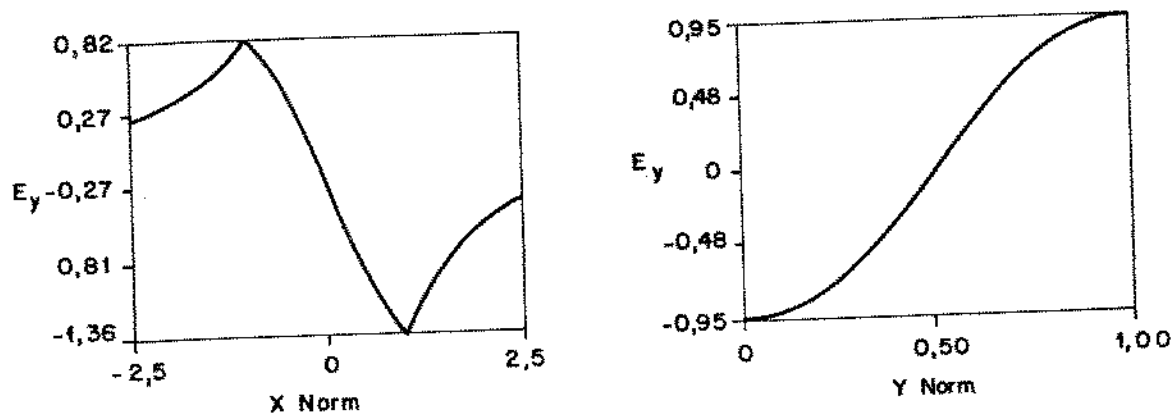
Fig. 5.24. Distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{111}^x em um guia NRD com ferrita operando em 50 GHz e sob campo de 1,5 kOe. Os parâmetros da ferrita, do guia e as condições de operação são: $4\pi M_s = 4,0$ kG; $g = 2,22$; $\epsilon_r = 12,3$; $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,35$; $W_N = 0,32$; $\beta_N = 0,4697$; $x_N = y_N = 0,25$ e $D = -0,5$. O sentido de propagação é "+z".

A Fig. 5.25 mostra a distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{111}^x em um guia NRD com ferrita operando nas mesmas condições especificadas na Fig. 5.24, porém considerando-se a propagação no sentido "-z". Note-se que os campos são proporcionais a $\exp j(\omega t - \beta z)$ e $\exp j(\omega t + \beta z)$ para propagação nos sentidos "+z" e "-z", respectivamente. Por conveniência, as componentes dos campos foram esboçadas adotando-se $t = 2\pi/\omega$ e $z = 2\pi/\beta$ para aquelas que dependem de $\cos(\omega t - \beta z)$ e $\cos(\omega t + \beta z)$, e $t = 2\pi/\omega$ e $z = \pi/(2\beta)$ quando são proporcionais a $\sin(\omega t - \beta z)$ e $\sin(\omega t + \beta z)$. No caso particular da Fig. 5.25, as amplitudes arbitrárias das componentes dos

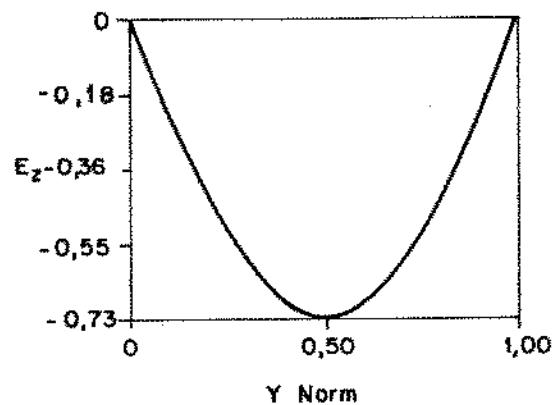
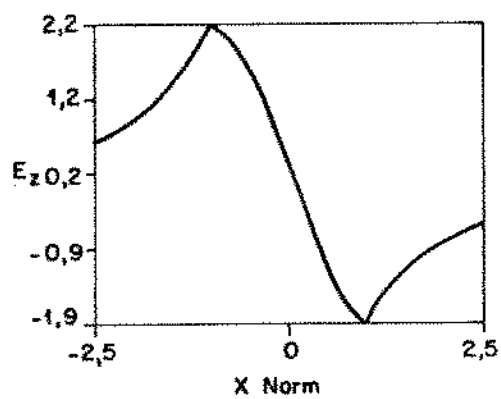
campos não apresentam os mesmos valores, nas mesmas condições. Como a propagação no guia é de natureza recíproca ($\beta_+ = \beta_-$), a potência transportada pelo modo principal é exatamente a mesma para os dois sentidos de propagação.



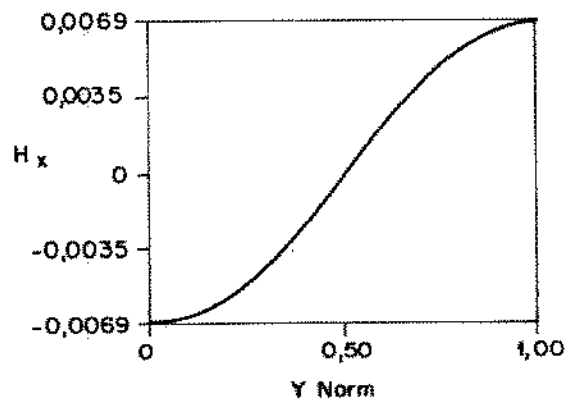
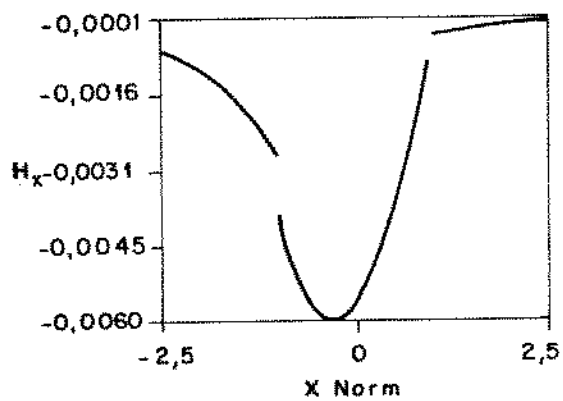
(a)



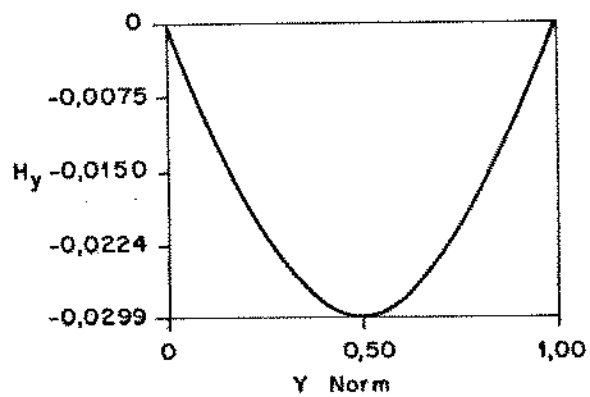
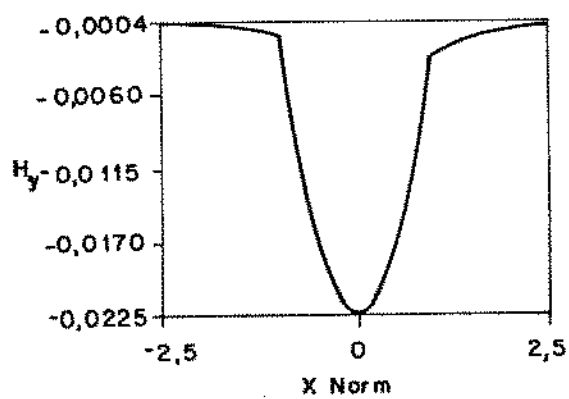
(b)



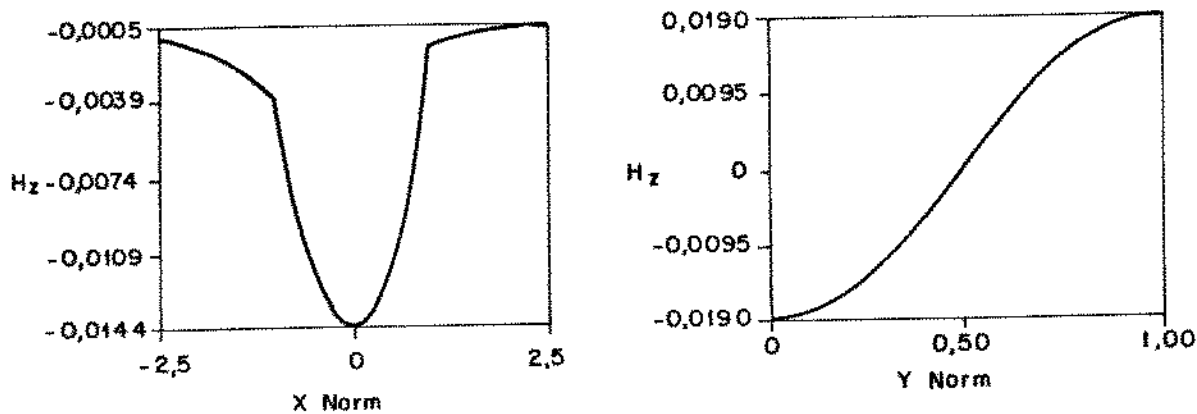
(c)



(d)



(e)



(f)

Fig. 5.25. Distribuição dos campos elétrico e magnético do modo E_{111}^x em um guia NRD com ferrita, operando nas mesmas condições especificadas na Fig. 5.24, porém no sentido "-z" ($\beta = -0,4697$).

5.11. CONSIDERAÇÕES SOBRE A PROPAGAÇÃO RECÍPROCA

Todos os resultados numéricos mostrados até este ponto foram obtidos para o guia NRD com lâmina de ferrita circundada por duas regiões de mesmo dielétrico (no caso, ar). A principal característica desta estrutura é que a propagação é de natureza recíproca. As simulações numéricas realizadas demonstraram que, qualquer que fosse a precisão escolhida (número de casas decimais), os valores das constantes de propagação para os dois sentidos são exatamente os mesmos. Com tal estrutura seria possível implementar a construção de dispositivos de chaveamento e deslocadores de fase recíprocos. A exemplo dos modos $E_{l,m,n}^x$, também os modos $H_{l,m,n}^x$ apresentam a característica

de propagação recíproca.

No passado, para tornar possível a existência de modo, cuja propagação pudesse apresentar característica não-recíproca, estruturas semelhantes a esta analisada neste trabalho foram propostas com modificações apropriadas. A Fig. 5.26 mostra a estrutura analisada por Scholömann [51], na qual o modo TE principal apresenta característica não-recíproca. Tal estrutura foi muito utilizada para estudar as características de propagação do modo TE_{10} em guia metálico retangular [56]. Assim, o modo TE_{10} apresentaria característica não-recíproca, se a estrutura fosse constituída de duas lâminas de ferrita, magnetizadas por campos magnéticos estáticos aplicados em direções opostas.

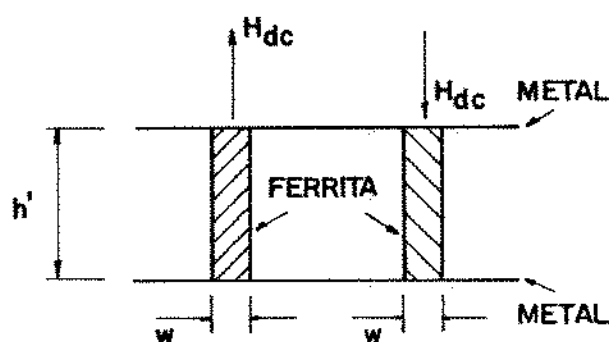


Fig. 5.26. Estrutura não-recíproca com lâminas de ferrita dispostas entre planos condutores paralelos [51]. O modo principal de interesse é o TE_{10} .

Lax e Button [71] citam outra estrutura que necessita de duas lâminas de ferrita transversalmente magnetizadas em sentidos opostos para apresentar características não-recíprocas. Tal estrutura é a linha coaxial, que pode ser simulada em geometria retangular por intermédio do "modelo análogo com planos paralelos", mostrada na Fig. 5.27 [71].

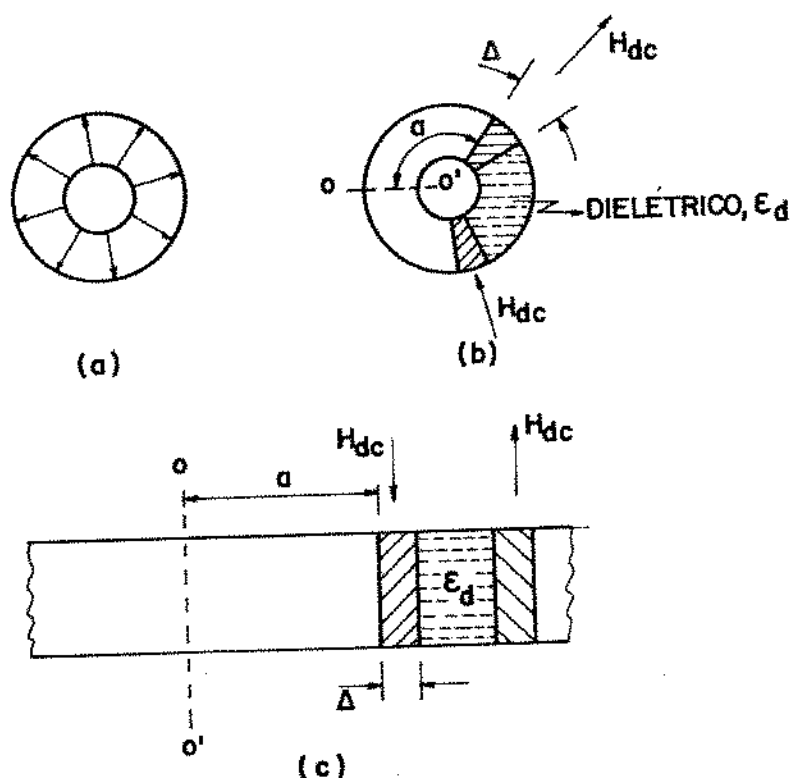


Fig. 5.27. Seção transversal de uma linha coaxial mostrando: (a) linhas de campo elétrico TEM; (b) carregamento dielétrico para incrementar o efeito não-recíproco, e (c) simulação da linha coaxial através do modelo de planos paralelos [71].

Para que a estrutura analisada em nosso trabalho possa apresentar efeito não-recíproco, um carregamento dielétrico apropriado deve ser providenciado.

5.12. PROPAGAÇÃO NÃO-RECÍPROCA

A propagação não-recíproca em estruturas bem conhecidas pode ser entendida a partir da inspeção da equação característica. Dispositivos não-recíprocos em guias metálicos retangulares apresentam um termo linear em β na equação característica, indicando que as soluções para os dois sentidos de propagação são distintas [72]. Guias circulares com bastões de ferrita longitudinalmente magnetizados apresentam apenas termos quadráticos de β na equação característica. Entretanto, no plano perpendicular à direção de propagação, os vetores $\vec{E}_1$ e $\vec{H}_1$ podem ser decompostos em duas componentes circularmente polarizadas, representando duas soluções distintas de β para $n = \pm 1$, onde "n" é a ordem do modo (variação da distribuição dos campos na direção " ϕ ", das coordenadas cilíndricas) [36].

Para o caso da estrutura analisada em nosso trabalho, a inspeção da equação característica é trabalhosa, em função da extensão algébrica dos seus termos. Entretanto, as simulações numéricas podem fornecer subsídios para o entendimento da característica de propagação não-recíproca na estrutura. Quando a ferrita é circundada pelo mesmo dielétrico, os valores de β para os dois sentidos de propagação são os mesmos. Se as

duas regiões dielétricas são constituídas de dielétricos diferentes, então haverá soluções distintas para β , considerando-se os dois sentidos de propagação. Tais fatos indicam que a equação característica possui, provavelmente, termos lineares de β , que se cancelam no caso de simetria da estrutura. A assimetria da estrutura é que provoca o aparecimento das soluções distintas de β . A relação entre as componentes de campo elétrico ou magnético transversais à direção de propagação é sempre real para modos que se propagam, indicando que o vetor campo elétrico ou magnético transversal é linearmente polarizado neste plano.

Mostraremos, a seguir, alguns resultados numéricos em forma de curvas.

5.13. RESULTADOS NUMÉRICOS PARA PROPAGAÇÃO NÃO-RECÍPROCA

A Fig. 5.28 mostra o diagrama de dispersão dos dois modos $E_{l,m,n}^x$ e $H_{l,m,n}^x$ de mais baixas ordens, admitindo que uma região dielétrica é preenchida por ar e a outra por um dielétrico de $\epsilon_r = 3,8$. Para esta estrutura e condições de operação consideradas, os diagramas de dispersão apresentam algumas diferenças significativas em relação aos casos de propagação recíproca. O modo $E_{1,1,1}^x$ aparece como o segundo modo híbrido superior (considerando as soluções para as quais $m = n = 1$), dentro de uma faixa de W_N que pode ser avaliada na Fig. 5.28. Os valores das espessuras de corte dos modos são mais

baixos que no caso recíproco. Nas condições estipuladas na Fig. 5.28, as dimensões do guia, para $\beta_+ = 1,81$ rad/mm, podem ser $W = 0,83$ mm e $h = 2,34$ mm.

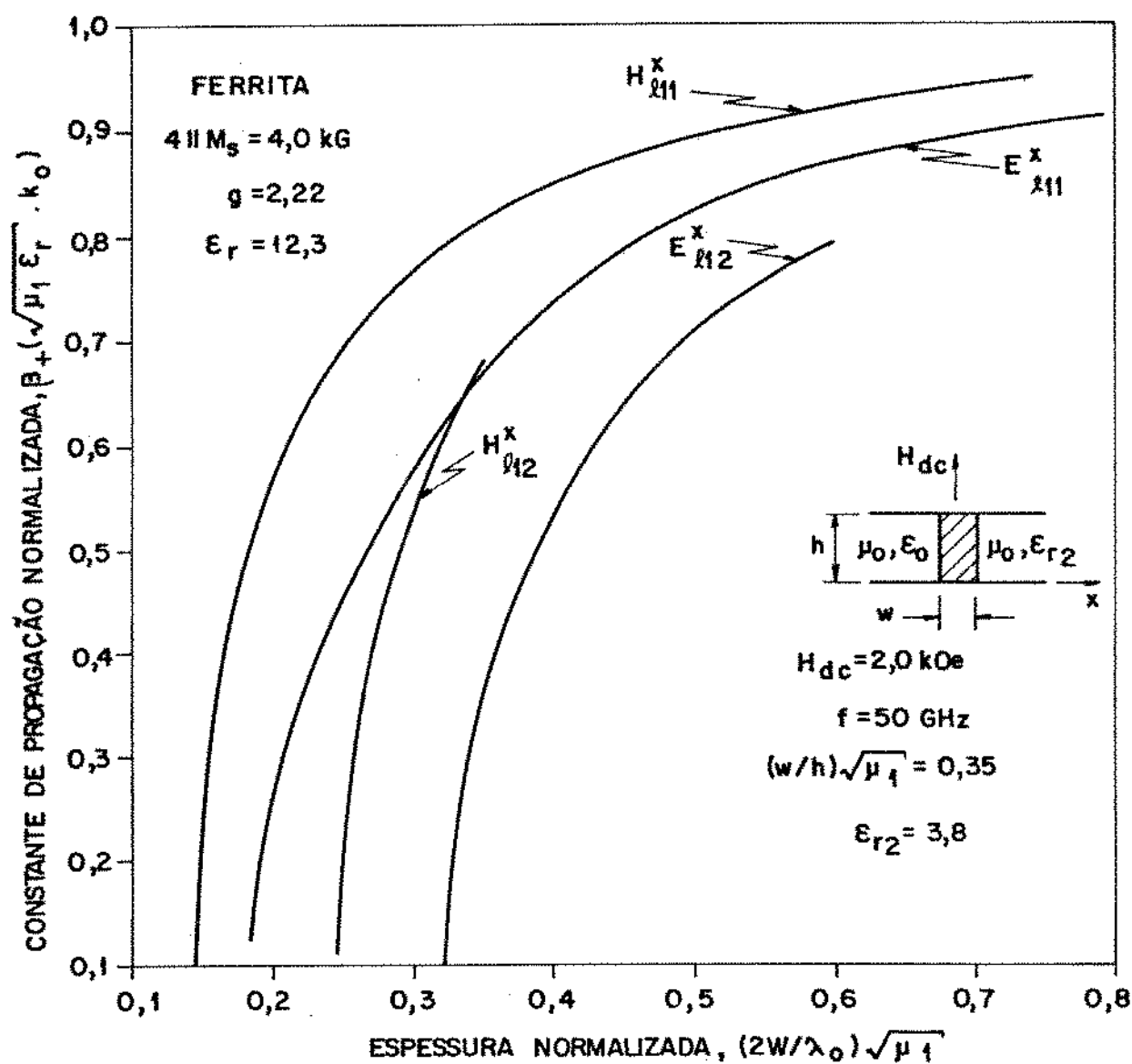


Fig.5.28. Diagramas de dispersão de alguns modos mais baixos em estrutura NRD não-recíproca. O modo principal de interesse é o E_{x11}^x .

A Fig. 5.29 mostra os diagramas de dispersão do modo E_{111}^x para alguns valores de constantes dielétricas do semi-plano direito. Para efeito de comparação são mostrados, também, os diagramas de dispersão nos casos em que as duas regiões que circundam a ferrita são de mesmo dielétrico, e o do modo H_{111}^x . Podemos observar que os diagramas de dispersão do modo E_{111}^x vão se aproximando do modo H_{111}^x , à medida que o valor de ϵ_{r_z} aumenta.

A Fig. 5.30 mostra a diferença normalizada entre as constantes de propagação em função do campo magnético de polarização. O aumento do campo magnético de polarização acarreta o aumento da diferença entre os valores das constantes de propagação. Todas as curvas exibem um valor máximo para uma dada espessura da lâmina de ferrita. Os valores máximos das curvas ocorrem, praticamente, para um único valor de espessura da lâmina. Cada uma das curvas esboçadas na Fig. 5.30 guarda semelhança com a curva que relaciona a rotação de Faraday com o diâmetro normalizado de um bastão de ferrita em um guia circular [73]. A exemplo daquela estrutura, o guia NRD com ferrita também não exibe a ocorrência do valor máximo da diferença entre as constantes de propagação em uma região para a qual a operação possa ser em modo único. Por isso, na prática, o guia deve operar com uma diferença entre as constantes de propagação menor que seu valor máximo.

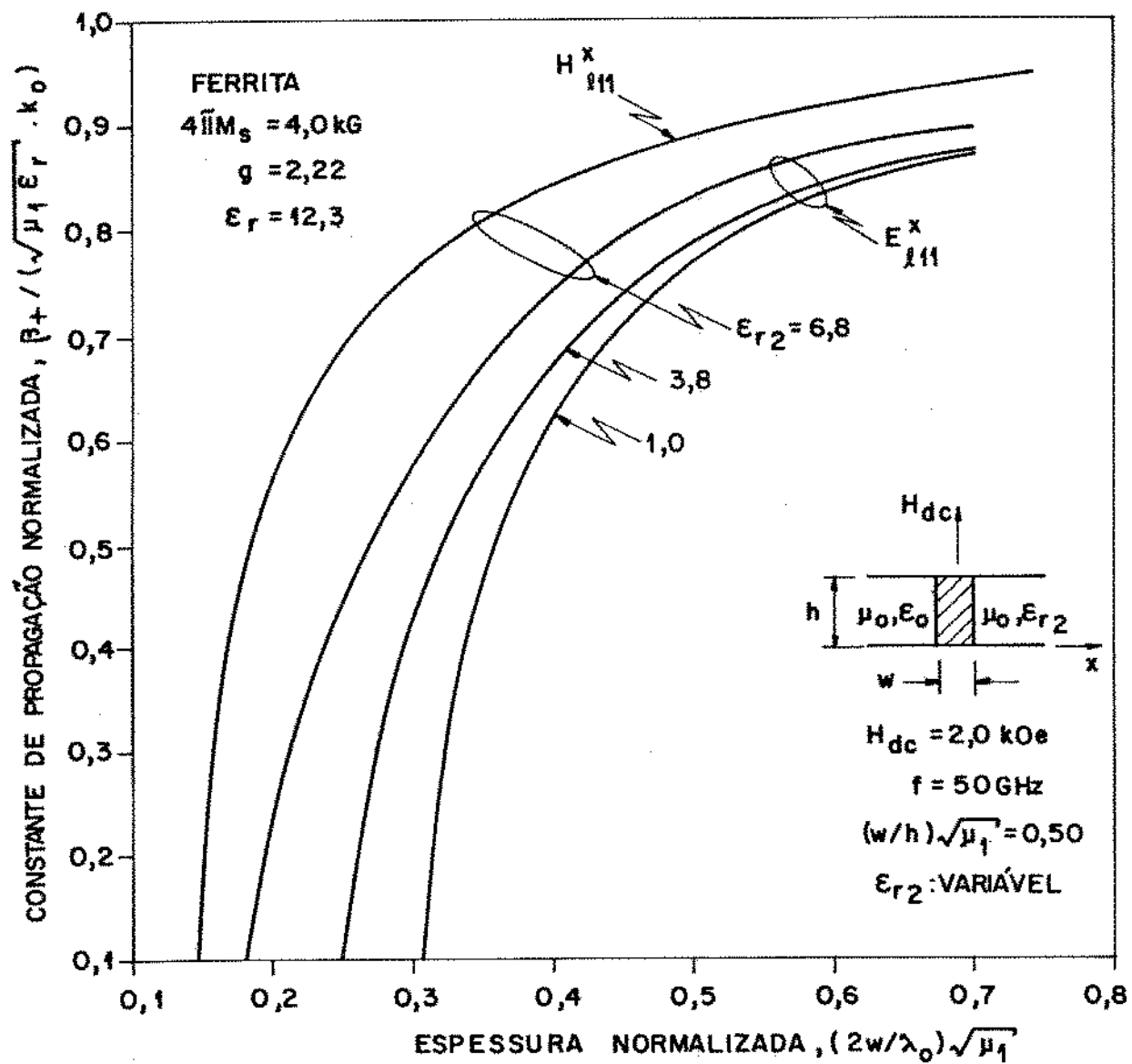


Fig.5.29. Mudança no diagrama de dispersão do modo E_{11}^x com o valor da constante dielétrica do semi-plano direito.

Para estabelecer um exemplo numérico, vamos considerar o caso em que $H_{dc} = 6,0$ KOe. O valor máximo (ver Fig.5.30) da diferença entre as constantes de propagação normalizadas está em torno de $|\beta_+ - \beta_-| / (\sqrt{\mu_1 \epsilon_r} \cdot k_0) \cong 16,5 \cdot 10^{-3}$, ou $|\beta_+ - \beta_-| \cong 0,057$ rad/mm. Este último valor equivale a, aproximadamente, 3° /mm. Vamos agora, fazer uma comparação numérica com um dispositivo não-recíproco tradicional construído com guia metálico retangular. Lax e Button [74] reportam um dispositivo que, na frequência de 10 GHz, e operando sob campo de polarização de 1 kOe, exibe um máximo da diferença entre as constantes de propagação da ordem de 0,04 rad/mm. A ferrita considerada possui constante dielétrica igual a 10, magnetização de saturação de 3kG e espessura de 1 mm. Com este dispositivo seria possível obter uma diferença entre as constantes de propagação da ordem de $1,33 \text{ rad}/\lambda_0$ ($0,04 \times 33,3$). Para a nossa estrutura analisada o valor seria de $0,34 \text{ rad}/\lambda_0$ ($0,057 \times 6,0$). Estes valores indicam que, para se obter $|\beta_+ - \beta_-|_{z=90^\circ}$, o dispositivo descrito por Lax e Button deveria possuir um comprimento de, aproximadamente, 39mm [equivalente a $1,17\lambda_{o1}$ ($\lambda_{o1} = 33,3\text{mm}$)], enquanto que um em técnica NRD deveria ser de comprimento igual a 26,5mm [equivalente a $4,4\lambda_{o2}$ ($\lambda_{o2} = 6,0\text{mm}$)]. Comparada com este dispositivo tradicional, nossa estrutura exibe um efeito não-recíproco menos acentuado. Tal característica deve-se ao fato que a relação entre os elementos do tensor permeabilidade (μ_1 e δ) decresce com o aumento da frequência. A pequena diferença entre os valores das constantes de propagação

pode ser avaliada na Fig. 5.31, e comparada com a exibida pelo dispositivo reportado por Lax e Button [74]. Os resultados comparativos são os mesmos quando se considera a rotação de Faraday em um guia circular parcialmente preenchido por ferrita longitudinalmente magnetizada [73].

A Fig. 5.32 mostra a mudança da curva de diferença normalizada entre as constantes de propagação com o valor da constante dielétrica do semi-plano direito. O aumento do valor da constante dielétrica acarreta o aumento no valor máximo da curva, resultante do aumento da assimetria da estrutura.

A Fig. 5.33 mostra a mudança da curva de variação da diferença normalizada entre as constantes da propagação com o fator de forma do guia. O aumento do fator de forma acarreta a redução do valor máximo.

Para fator de forma igual a 0,35, o valor máximo da diferença normalizada é de, aproximadamente, 0,01876, enquanto que para fator de forma de 0,65, o valor máximo se reduz para, aproximadamente, 0,01393.

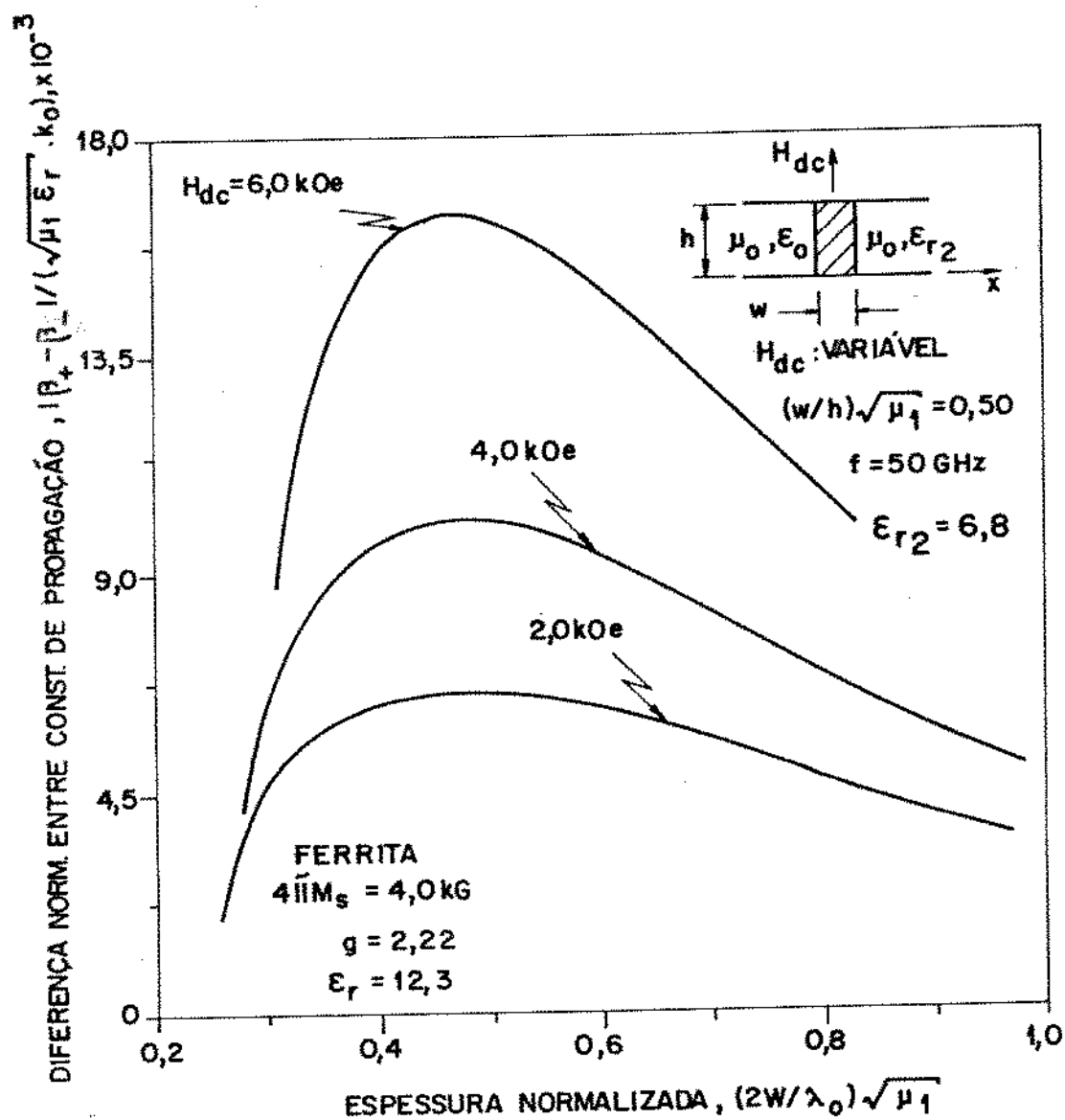


Fig. 5.30. Mudança da curva de diferença normalizada entre as constantes de propagação normalizadas em função da espessura normalizada, com o campo magnético de polarização aplicado, para o modo E_{111} .

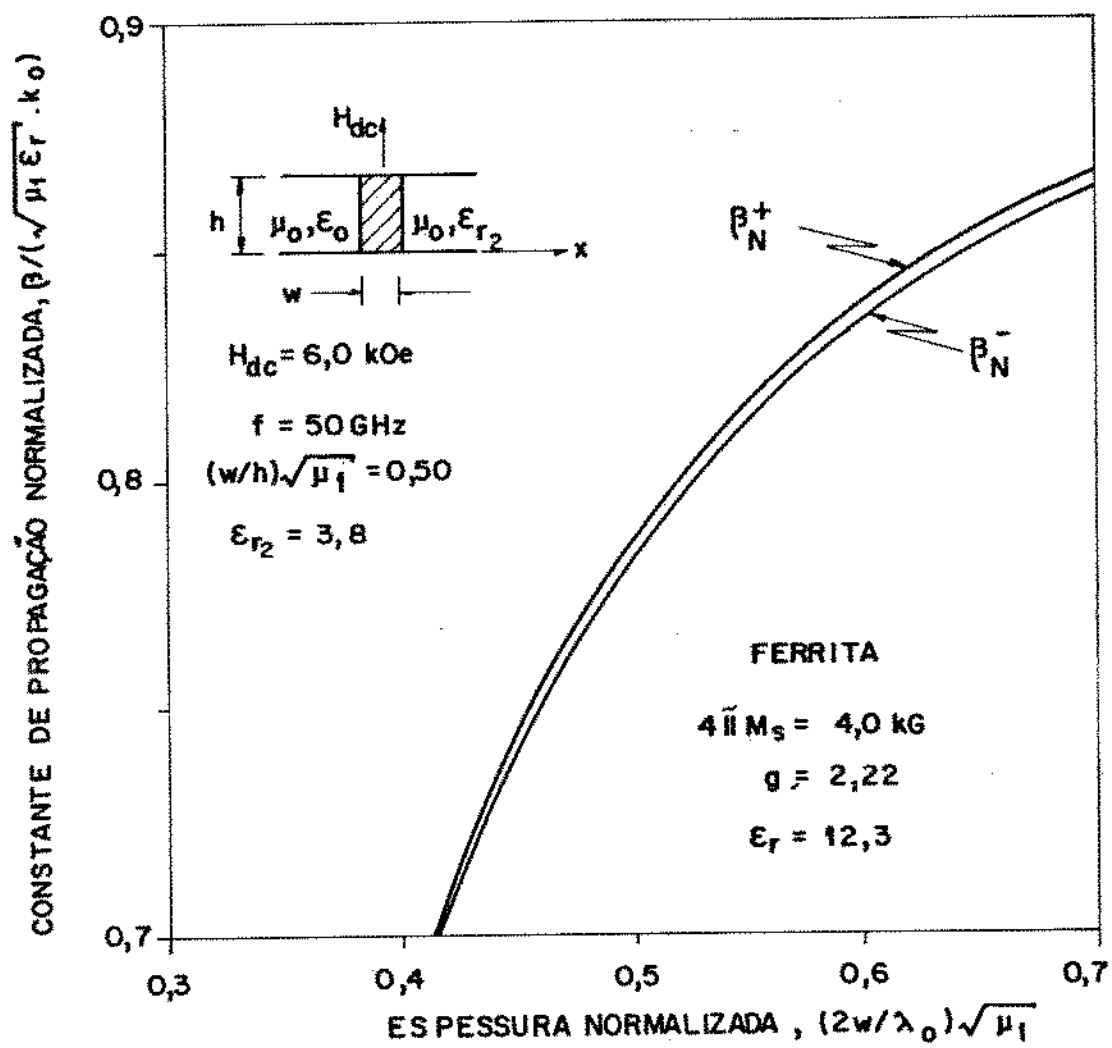


Fig. 5.31. Curvas de constantes de propagação normalizadas, β_N^+ e β_N^- , do modo E_{111}^x , em função da espessura normalizada.

5.14. DISTRIBUIÇÃO DOS CAMPOS ELÉTRICO E MAGNÉTICO PARA PROPAGAÇÃO NÃO-RECÍPROCA

Mostraremos, a seguir, alguns exemplos de distribuição de algumas componentes dos campos elétrico e magnético do modo principal, E_{11}^x . As Fig. 5.34 e 5.35 mostram as distribuições de campos da componente E_x , nos sentidos "+z" e "-z", quando a ferrita é circundada pelo mesmo dielétrico. Estas distribuições de E_x serão comparadas com as correspondentes do caso não-recíproco. Aproveitamos a apresentação destas figuras para ilustrar os gráficos originalmente geradas pela rotina gráfica utilizada nos programas para microcomputador.

O valor escolhido para a espessura normalizada situa-se próximo do corte. Podemos comparar estas distribuições de E_x com aquelas mostradas nas Figs. 5.24 e 5.25. O valor elevado de H_{dc} acentua a assimetria da distribuição ao longo do eixo "x". Tomemos, como exemplo, a interface direita (x_N positivo). As amplitudes não são as mesmas quando observadas nos dois sentidos de propagação. Veremos, mais adiante, que se esta característica for suficientemente acentuada, poderemos utilizá-la para melhorar o desempenho de um dado dispositivo não-recíproco.

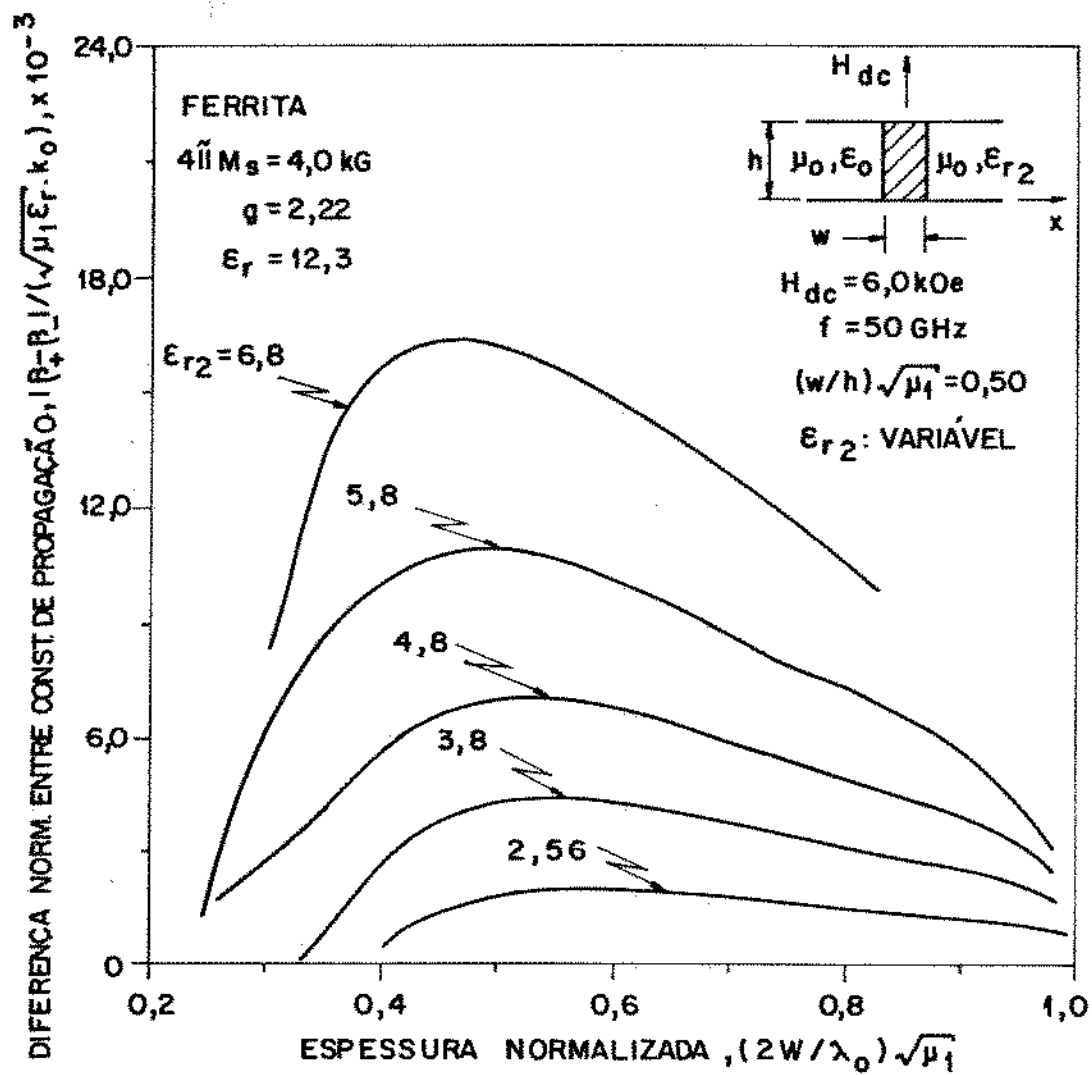


Fig. 5.32. Curvas de variação da diferença normalizada entre as constantes de propagação, $| \beta_+ - \beta_- | / (\sqrt{\mu_1 \epsilon_r} k_0)$, com a espessura normalizada, em função da constante dielétrica do semi-plano esquerdo. O modo considerado é o E_{111}^x .

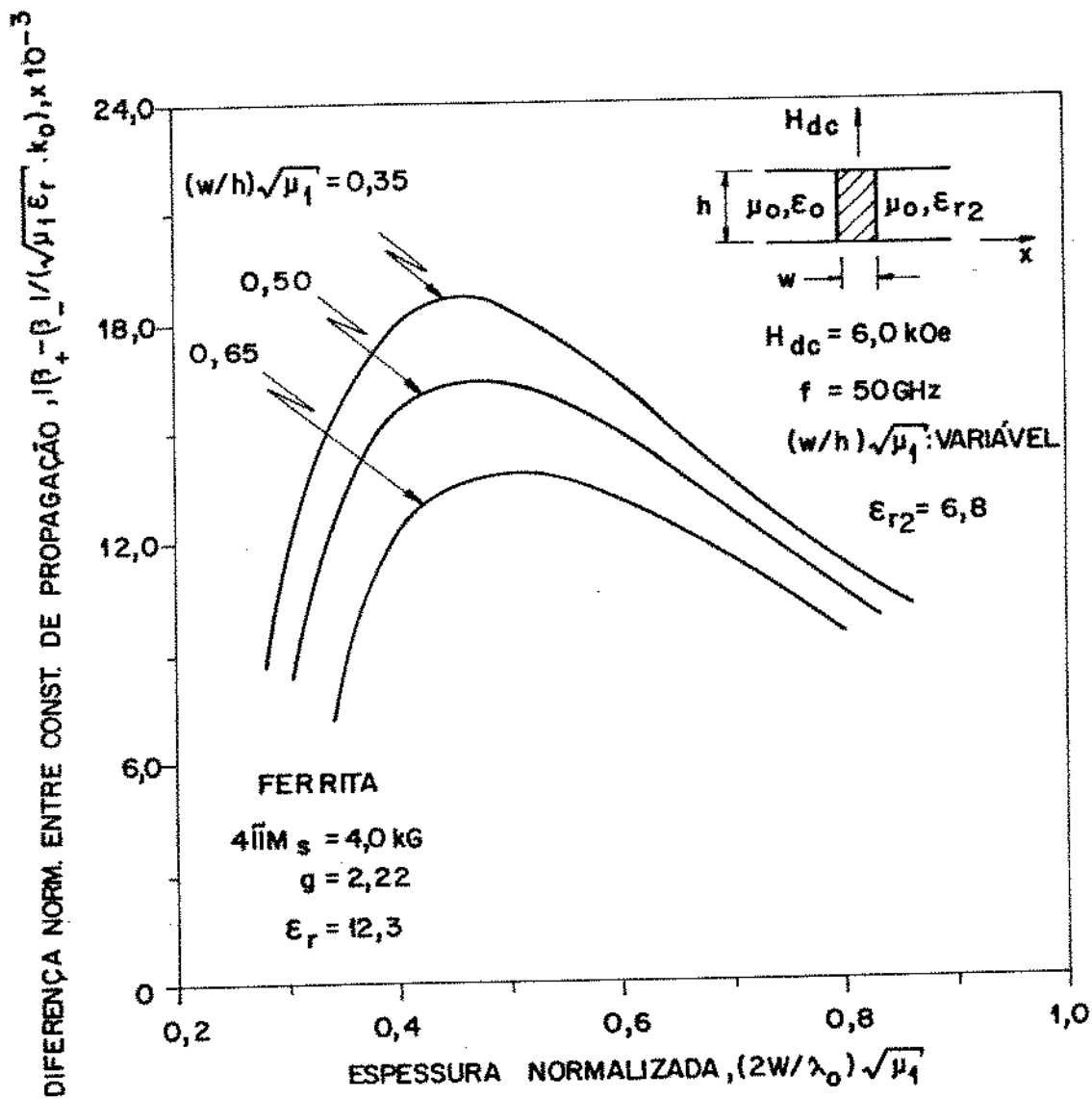


Fig. 5.33. Curvas de variação da diferença normalizada entre as constantes de propagação, ~~normalizadas~~, com a espessura normalizada, em função do fator de forma do guia. O modo considerado é o E_{111}^x .

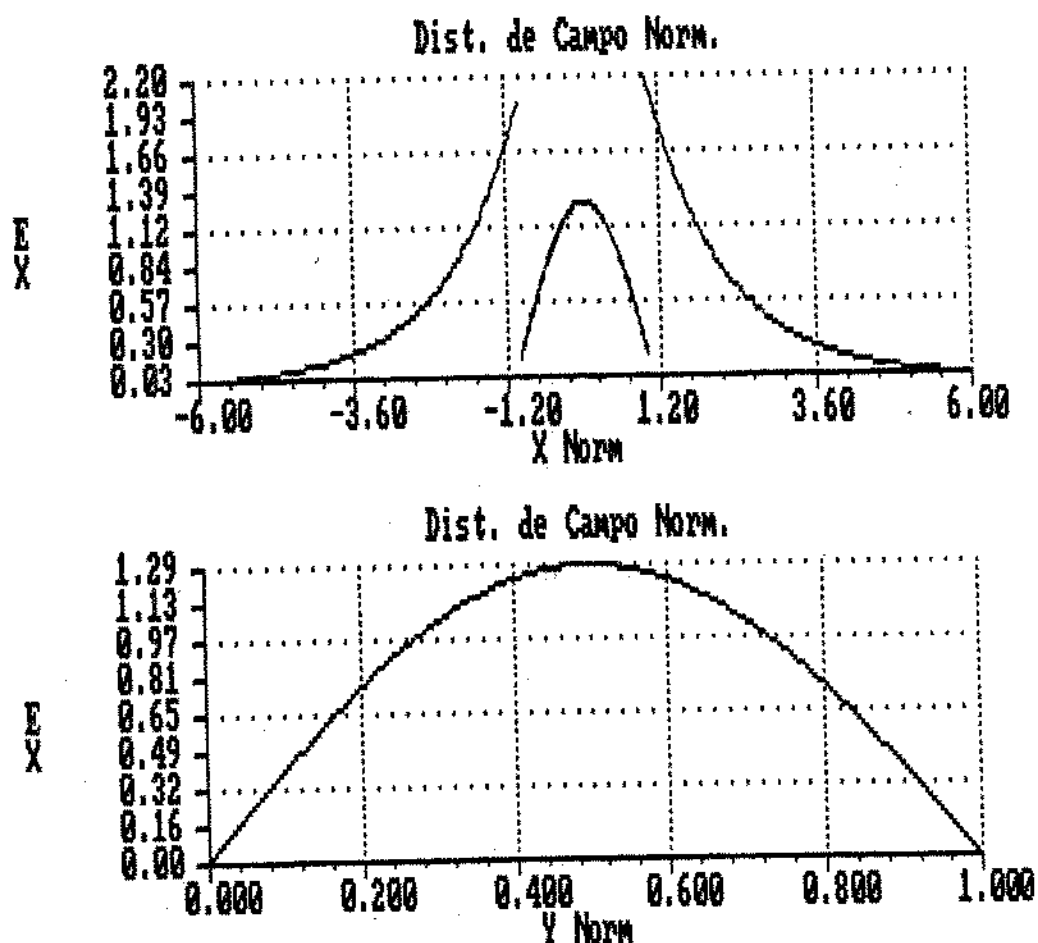


Fig. 5.34. Distribuição da componentes E_x do modo E_{l11}^x , no caso recíproco em que as duas regiões dielétricas são de ar. $f = 50$ GHz; $H_{dc} = 6,0$ kOe; $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$; $(W/h)\sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,33$; $\beta_N^+ = 0,325033$; $x_N = 0$; $y_N = 0,5$ e $D = -0,5$. A ferrita possui as seguintes características: $4\pi M_s = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon_r = 12,3$. A propagação é no sentido "+z".

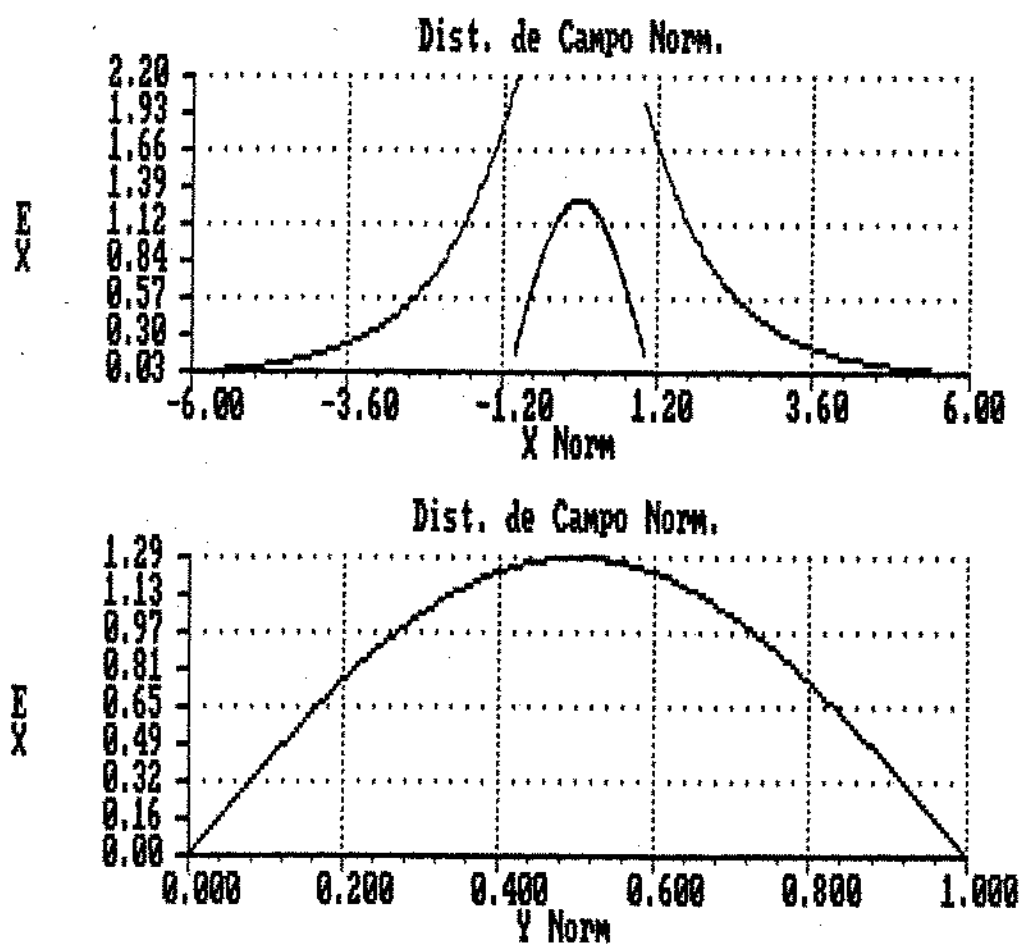


Fig. 5.35. Distribuição da componente E_x do modo E_{111}^x nas mesmas condições de operação estipuladas na Fig. 5.34, porém considerando o sentido reverso.

Como $\beta_+ = \beta_-$, a potência transportada pelo modo principal nas regiões da ferrita e dos dielétricos são exatamente as mesmas.

Vamos analisar agora o efeito do valor da constante dielétrica dos materiais que circundam a ferrita. Consideremos, inicialmente, a estrutura em que a região dielétrica esquerda é ar e a direita um dielétrico tal que $\epsilon_r > 1$. Tomaremos, para exemplificar, a componente E_x do modo principal E_{11}^x . Lembramos que o guia NRD originalmente proposto por Yoneyama e Nishida [4] é constituído de uma lâmina de material dielétrico isotrópico, circundada por duas regiões dielétricas, no caso, ar. A utilização de um material dielétrico diferente do ar, em qualquer um dos semi-planos, altera a configuração originalmente proposta. Este semi-plano com $\epsilon_r \neq 1$ passaria a atuar como um "substrato", a exemplo dos guias ópticos [53] ou, então, com semicondutores [19]. Esta modificação poderá ser responsável pela ocorrência de alguma dificuldade construtiva, já que poderia impedir a colocação de outros dispositivos NRD próximos da lâmina. Poderia haver, eventualmente, uma redução na capacidade de compactação dos circuitos integrados em técnica NRD. Entretanto, o semi-plano que contém o "substrato" não precisa estender-se por muitos comprimentos de onda. Os campos fora da lâmina de ferrita são evanescentes e, a distâncias equivalentes a poucos comprimentos de onda, as amplitudes tendem ao valor nulo. A extensão do semi-plano poderia, então, limitar-se aos comprimentos de onda (ou frações destes) suficientes para se garantir amplitudes praticamente nula das

componentes dos campos. Para efeitos práticos, "o substrato" seria um semi-plano.

Os fatores de decaimento dos campos fora da lâmina de ferrita são dados pelas eqs.(4.76). Reproduzimos, aqui, o fator de decaimento dos campos no semi-plano direito:

$$p_z^2 = \beta^2 + k_y^2 - \epsilon_{r_2} k_o^2 \quad (5.33)$$

Observamos que, para um dado modo, quanto maior for o valor de ϵ_{r_2} , tanto menor será p_z , e a distribuição dos campos se estenderá por uma distância maior. Há, no entanto, uma outra situação a ser considerada: como k_y é proporcional a n ($= 1, 2, 3, \dots$), dois modos com o mesmo valor de " n " e β distintos terão decaimentos diferentes. É o caso do modo E_{121}^x ($n = 1$) que possui p_z menor que o do modo E_{111}^x . As considerações feitas a seguir valem para o modo principal, E_{111}^x , e devem ser apenas tomadas como indicativos das distâncias ocupadas pelas distribuições dos campos.

Podemos observar, na Fig. 5.34, que a uma distância $x_N \cong 5,0$, as amplitudes dos campos já são praticamente nulas. Esta distância corresponde a $x = (1/2) x_N W$, onde W é espessura da lâmina de ferrita. Se, por exemplo, $W = 1,05\text{mm}$ (e $h = 1,98\text{mm}$), então $x \cong 2,63\text{mm}$. Isto significa que a uma distância de, aproximadamente, $0,44 \lambda_o$ da lâmina de ferrita, as amplitudes das componentes dos campos são, praticamente, nulas.

As Figs. 5.36 e 5.37 mostram as distribuições da componente E_x , nos dois sentidos de propagação, quando $\epsilon_{r_1} = 1,0$ e

$\epsilon_{r_2} = 6,8$. Observamos que a uma distância $x_N = 5,0$, à direita da lâmina, a amplitude não é exatamente nula, mas seu valor está em torno de 10% do máximo (interface). Não há, portanto, uma alteração muito significativa. Uma extensão entre 6,0 e 10,0mm da região (ϵ_{r_2}) já seria suficiente para conter toda a distribuição dos campos. Já é possível observar um deslocamento no ponto de máximo da distribuição dentro da lâmina de ferrita. Os valores máximos nas regiões dielétricas são, também, distintos nos dois sentidos de propagação. No sentido "+z", 56,7% da potência transportada pelo modo principal está contida na região da ferrita, e a restante, 43,3%, distribui-se pelas regiões dielétricas. No sentido reverso, 44,4% está contida na região da ferrita e 55,6% nas regiões dielétricas.

O valor de W_N escolhido, embora garanta operação em modo único, está bem próximo do valor de corte do modo E_{142}^x . Se o valor de W_N for maior, maior será a diferença entre os valores das amplitudes nos dois sentidos de propagação. As Figs. 5.38 e 5.39 ilustram tal situação. Embora já não seja possível garantir operação em modo único, em alguns planos pode-se conseguir uma relação de 1:3 entre as amplitudes nos dois sentidos.

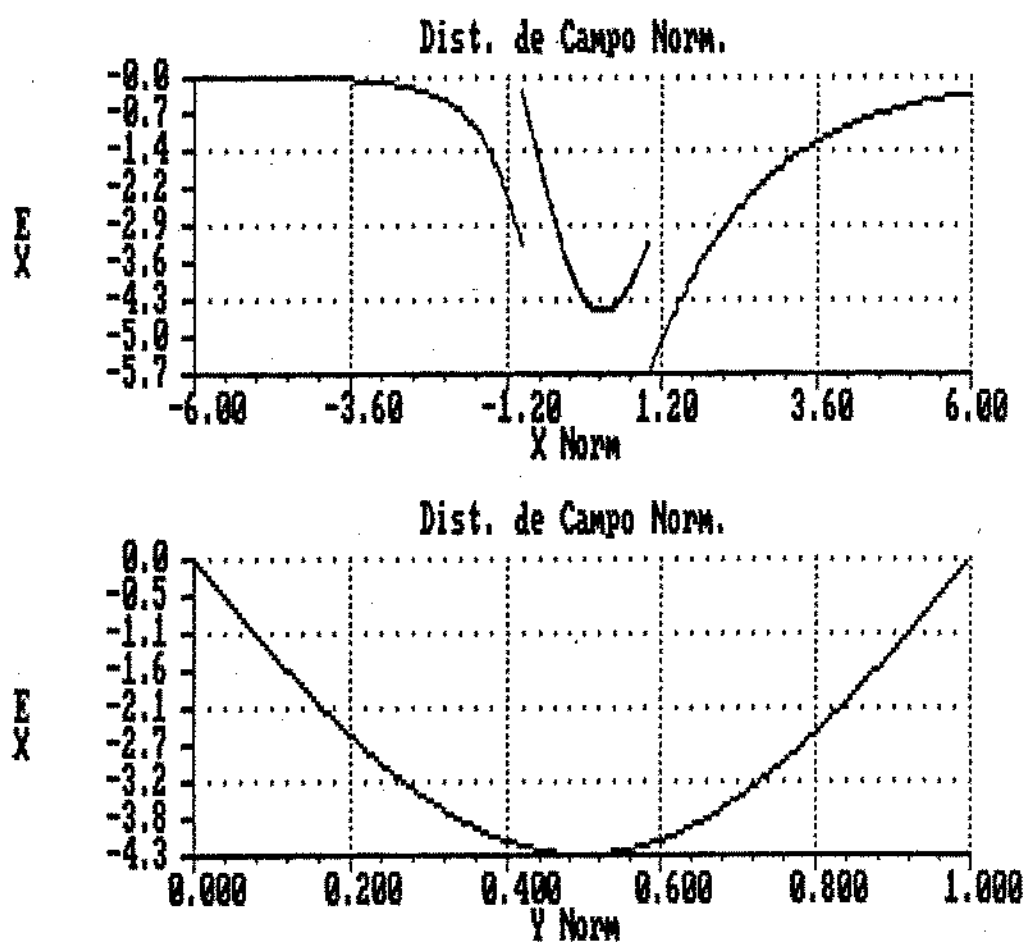


Fig. 5.36. Distribuição da componente E_x do modo E_{141}^x , para o caso em que $\epsilon_{r_1} = 1,0$ e $\epsilon_{r_2} = 6,80$. $f = 50$ GHz; $H_{dc} = 6,0$ kOe; $(W/h) \sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,39$; $\beta_N^* = 0,736338$; $x_N = 0$; $y_N = 0,50$. As características da ferrita são: $4\pi M_s = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon_r = 12,3$. O sentido de propagação é o "+z".

As Figs. 5.40 e 5.41 mostram as distribuições da componente E_x quando $\epsilon_{r_1} = 2,56$ e $\epsilon_{r_2} = 6,8$, considerando-se propagação nos dois sentidos. Observamos que, com um campo H_{dc} bem menor que aqueles empregados nos casos anteriores, é possível ampliar a relação entre as amplitudes nos dois sentidos para

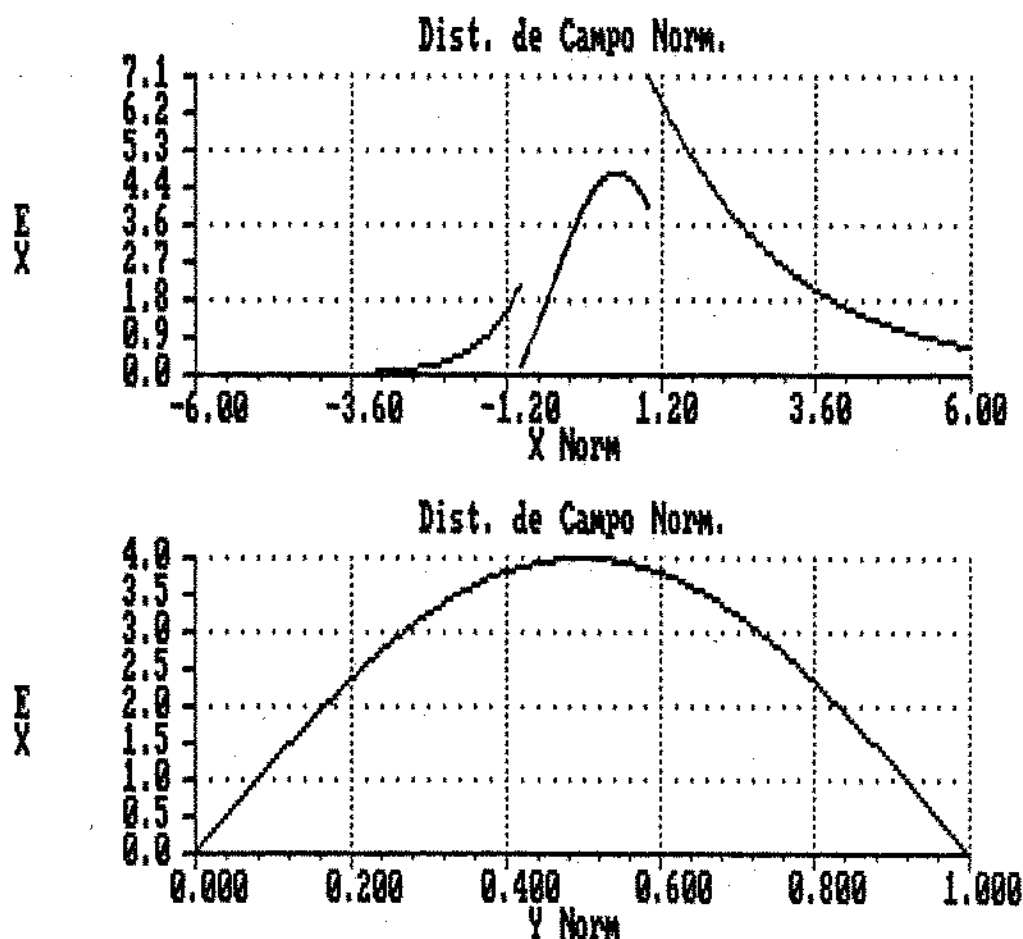


Fig. 5.37. Distribuição da componente E_x do modo E_{11}^x , no sentido reverso de propagação, nas mesmas condições de operação estipuladas na Fig. 5.36.

cerca de 5. Entretanto, o decaimento do campo na região de maior constante dielétrica exige uma extensão bem maior. No sentido "+z" (Fig. 5.40), 90,8% da potência transportada pelo modo

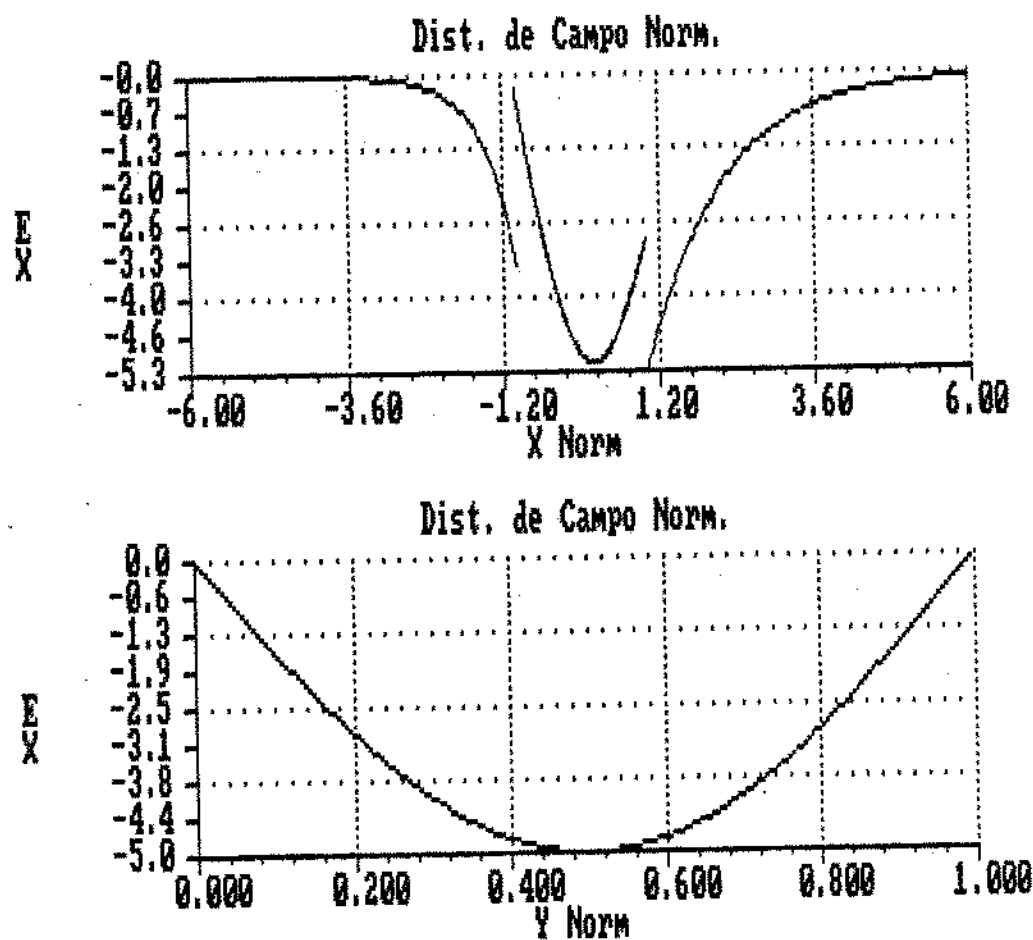


Fig. 5.38. Distribuição da componente E_x do modo E_{111}^x , no caso em que $\epsilon_{r_1} = 1,0$ e $\epsilon_{r_2} = 6,8$. $f = 50$ Ghz; $H_{dc} = 6,0$ kOe; $(W/h) \sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,45$; $n_N = 0$; $y_N = 0,50$ e $D = -0,50$. Características da ferrita: $4\pi M_s = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon_r = 12,3$.

principal está contida nas regiões dielétricas, enquanto que no sentido reverso (Fig. 5.41) este valor cresce para 96%. A inspeção dos valores de β mostra que a diferença entre β_N^+ e β_N^- não é significativa. Entretanto, a diferença entre as amplitudes dos campos nos dois sentidos de propagação poderá ser utilizada para incrementar o desempenho de um eventual dispositivo

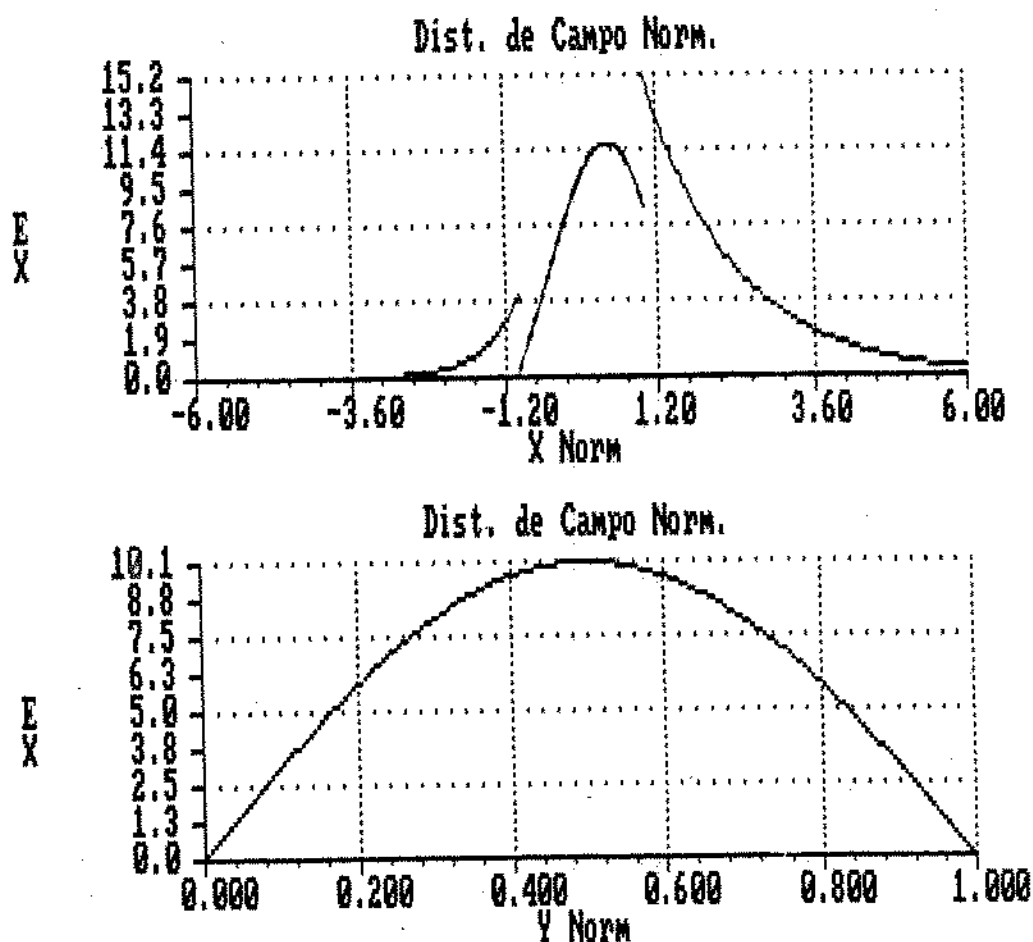


Fig. 5.39. Distribuição da Componente E_x do modo E_{111}^x em guia NRD operando nas mesmas condições estipuladas na Fig. 5.41, porém considerando propagação no sentido reverso ($\beta_N^- = 0,771660$).

não-recíproco. Nanda [75] propôs um isolador em guia imagem utilizando a característica de deslocamento do campo predominante do modo principal. A colocação, em um plano apropriado, de uma lâmina resistiva absorve parte da potência transportada pelo modo

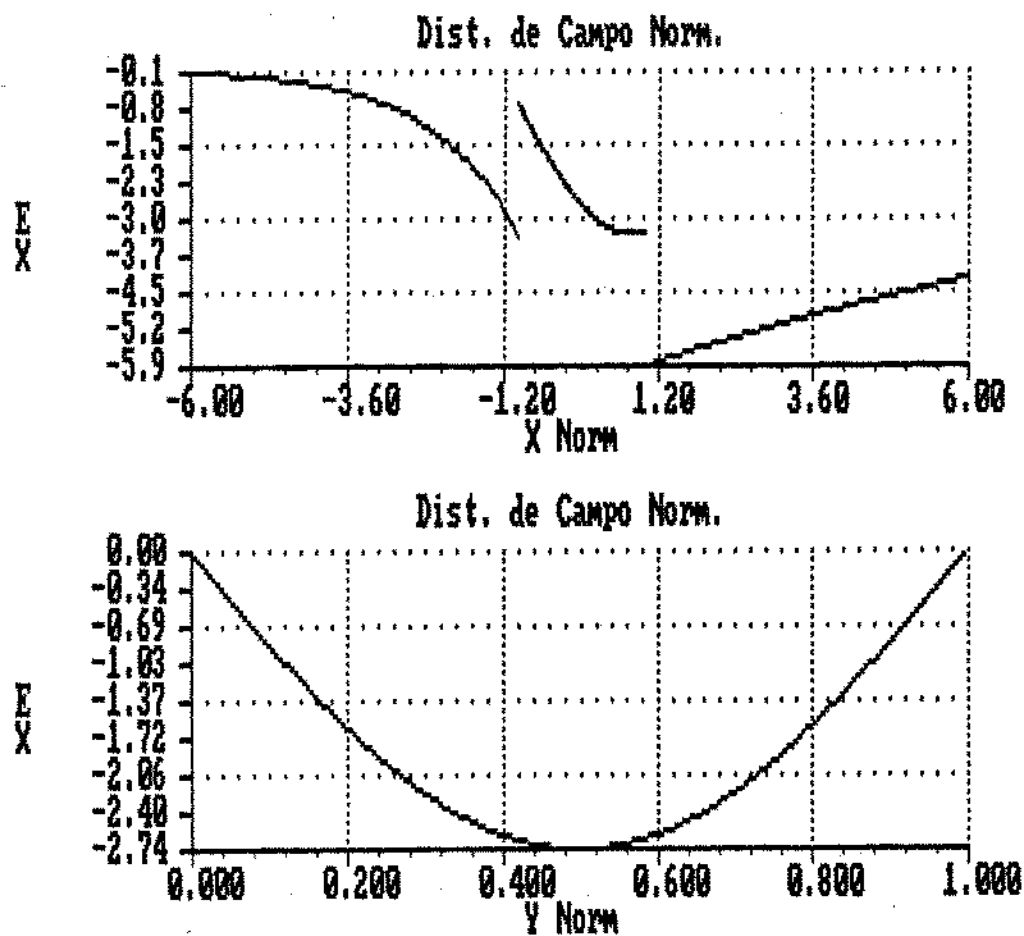


Fig.5.40. Distribuição da Componente E_x quando $\epsilon_{r_1} = 2,56$, $\epsilon_{r_2} = 6,8$ e $H_{dc} = 2,0$ kOe; $f = 50$ Ghz; $(W/h) \sqrt{\mu_1} = 0,50$; $W_N = 0,225$; $\beta_N^+ = 0,608959$; $x_N = 0$; $y_N = 0,50$ e $D = -0,50$. Características da ferrita: $4\pi M_s = 4,0$ kG; $g = 2,22$ e $\epsilon_r = 12,3$.

principal em um dos sentidos de propagação. No outro sentido, naquele mesmo plano, a amplitude é suficientemente pequena para não permitir uma grande interação. Sugere, ainda, que a figura de mérito do dispositivo é a relação entre as amplitudes dos campos, no mesmo plano considerado.

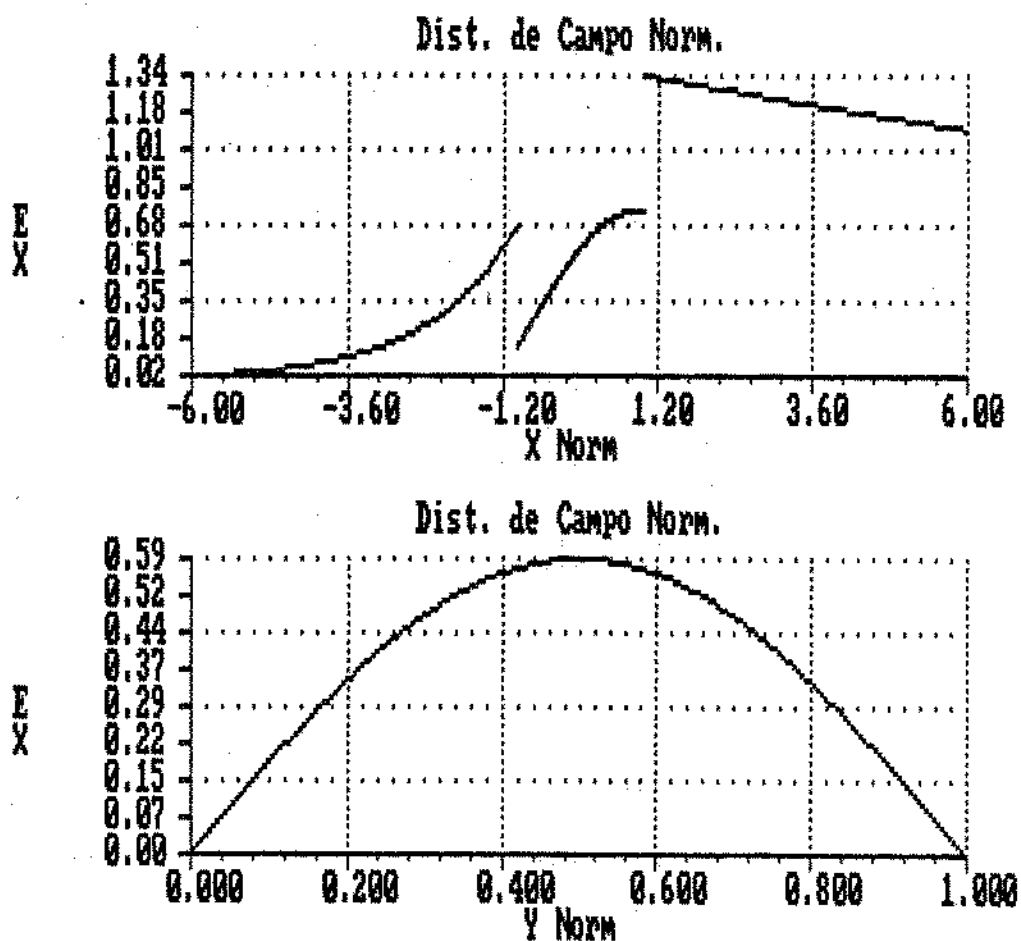


Fig. 5.41. Distribuição da componente E_x na direção reversa ($\beta_N^- = 0,607186$), em guia NRD operando nas mesmas condições estipuladas na Fig. 5.40.

Observando as Figs. 5.40 e 5.41 podemos propor a colocação de uma lâmina resistiva na interface dielétrica localizada em $x_N = -1,0$. Em um sentido, a amplitude arbitrária no lado dielétrico é 0,68 e, no outro, 3,5.

5.15. CONSIDERAÇÕES A RESPEITO DE PROJETOS DE GUIAS NRD COM FERRITA

Embora não haja intenção de propor um roteiro para projetos de guias NRD com ferrita, podemos considerar alguns aspectos que podem orientar a escolha apropriada das dimensões geométricas, assim como prever o seu desempenho, dada uma determinada aplicação. A maioria das figuras mostradas neste capítulo apresentam diagramas de dispersão que, em essência, são curvas para projetos. Os diagramas de dispersão (constantes de propagação normalizada versus espessura normalizada da lâmina de ferrita) são, em sua grande maioria, esboçados em condições tais que os elementos do tensor permeabilidade não se modificam quando se considera individualmente cada uma das várias curvas apresentadas numa dada figura.

Inicialmente, é necessário ^{verificar} se as condições de operação adotadas satisfazem as suposições que permitiram simplificar os parâmetros do tensor permeabilidade, especificado no Cap. 3, equação (3.1). Se, por exemplo, a frequência de operação é 50 GHz e H_{dc} varia de 2,0 a 8,0 kOe, as relações (f/f_L) e (f/f_M) variam de 8,0 e 4,0 a 2,0 e 4,0, respectivamente.

f_M e f_L são calculados por intermédio de (3.3.1) e (3.3.2), e f é a frequência de operação. Para estes valores podemos desprezar as partes imaginárias de μ_1 e δ , que representam as perdas (ver, p.e., [30], p. 7). A menor dimensão linear da lâmina de ferrita empregada é da ordem de 0,8mm, implicando em $W/\lambda_0 \cong 0,13$. Este valor é compatível com dispositivos descritos na literatura para os quais foi possível desprezar os efeitos desmagnetizantes (ver, p.e., [62], p. 162).

O primeiro critério que poderia ser utilizado para nortear a escolha da espessura da lâmina é a operação do guia em modo único. A espessura de corte do modo imediatamente superior é um dos limites. O outro é, sem dúvida, a espessura de corte do modo de interesse. Uma vez escolhida a espessura entre estes limites, deve-se utilizar o valor do fator de forma para verificar se a separação entre os planos condutores assegura a operação NRD ($h < \lambda_0/2$). Das definições do fator de forma, FF, e da espessura normalizada, W_N , podemos facilmente deduzir que a separação entre os planos condutores, h , é dada por

$$h = \frac{W_N}{FF} \cdot \frac{\lambda_0}{2} \quad (5.34)$$

Portanto, $W_N \equiv FF$ significa o limite máximo de W_N para operação NRD. Os valores da espessura e da separação também podem ser especificados a partir de considerações de ordem prática: dimensões das lâminas de ferritas disponíveis comercialmente, ou separação determinada por outros dispositivos NRD já integrados. Yoneyama [43] adota, ao escolher a separação entre os planos em

guias NRD convencionais, os critérios de valores em torno de 5 dB/mm para o decaimento de modos superiores relevantes, e valores elevados de h/λ_0 , com o intuito de diminuir as perdas por condução. Sugere, então, valores em torno de 0,45 para h/λ_0 . O diagrama de operação do guia NRD com ferrita apresenta, em essência, um comportamento muito semelhante ao guia NRD convencional. Podemos, a princípio, adotar critério semelhante para a escolha da separação entre os planos. Se os valores de "W" e "h" forem determinados desta maneira, as condições de operação e os parâmetros da ferrita definirão os valores do fator de forma e da constante de propagação.

Uma vez definida a geometria, o diagrama de operação poderia ser utilizado para avaliar o valor da largura de faixa para operação em modo único. Esta largura de faixa deve ser compatível com a dos outros dispositivos NRD utilizados.

Quando se tratar de estruturas recíprocas que poderiam ser empregadas como dispositivos controlados eletronicamente, curvas do tipo mostrado, por exemplo, na Fig. 5.14, ilustram a variação do valor da constante de propagação com o campo magnético estático. É possível, então, avaliar a variação de fase da onda desde seu valor máximo até o corte. Através destas curvas podemos, também, dimensionar a geometria do guia para operar sob campos magnéticos que não sejam exageradamente elevados, a ponto de complicar demasiadamente a sua obtenção. A Fig. 5.16 mostra que valores relativamente pequenos da espessura da lâmina permitem operar sob campos magnéticos de valores razoáveis, embora tornem crítica a tolerância no valor da

separação entre os planos condutores.

No caso de projetos de guias NRD não-recíprocos, deve-se adotar um compromisso entre o valor do campo magnético de polarização, fator de forma do guia e dielétricos, para se obter um desempenho apropriado dos dispositivos. Se o dispositivo é, por exemplo, um isolador, o valor da isolação entre as duas portas deve ser o maior possível.

Com respeito à escolha da ferrita mais apropriada para uma dada aplicação, podemos seguir a orientação geral apresentada no Cap. 3.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Neste trabalho descrevemos a obtenção das expressões dos campos elétrico e magnético e a equação característica dos modos híbridos que se propagam em uma estrutura NRD, onde a lâmina convencional de material dielétrico isotrópico foi substituída por outra de material ferrimagnético.

O campo eletromagnético foi determinado com base no procedimento clássico sugerido por Kales, onde cada grandeza vetorial envolvida nas equações de Maxwell é decomposta em duas componentes: uma na direção paralela ao campo magnético estático de polarização e outra na direção perpendicular a este mesmo campo. A equação característica é obtida a partir da aplicação das condições de contorno nas interfaces ferrita-dielétricos e nos condutores. Esta equação característica descreve os modos de propagação na estrutura NRD mais geral possível, estando a lâmina de ferrita circundada por duas regiões dielétricas quaisquer.

Vários testes numéricos foram realizados para verificar a exatidão da equação característica. Um dielétrico isotrópico equivalente à ferrita foi simulado através da equação característica obtida. As comparações com o caso dielétrico isotrópico mostram excelentes coincidências numéricas.

Várias curvas de dispersão foram apresentadas e discutidas. Estas curvas mostram a variação da constante de propagação com a espessura da lâmina de ferrita, em função do

campo magnético de polarização, frequência de operação, fator de forma do guia e constante dielétrica da ferrita. Além destas, foram apresentados alguns diagramas de operação para o caso recíproco.

Todos os resultados numéricos foram conseguidos por intermédio da solução da equação característica por programas escritos na linguagem Pascal para microcomputadores. O método de Newton utilizado apresenta convergência rápida e excelente precisão numérica.

Apresentamos, também, várias distribuições de campos elétrico e magnético, que atestam a coerência da nomenclatura de modos adotada.

Em nosso trabalho consideramos dois tipos de possibilidade para a propagação dos modos híbridos: a recíproca e a não-recíproca. Quando as duas regiões dielétricas que circundam a ferrita são de mesmo material, a propagação é recíproca. Foi possível apresentar algumas curvas de dispersão que demonstram a possibilidade de se construírem dispositivos recíprocos com controle eletrônico, tais como defasadores e chaves. Empregando-se geometrias apropriadas é possível bloquear sinais com campos da ordem de 4,0 kOe.

Quando as regiões dielétricas são de materiais diferentes, a propagação é não-recíproca. Algumas curvas de dispersão apresentadas mostram a possibilidade de se obter efeito não-recíproco. Entretanto, nas condições de operação consideradas, o efeito não-recíproco não é tão acentuado quanto aquele já bem conhecido em frequências mais baixas.

Em nosso trabalho foi admitido que os campos fora

da lâmina de ferrita são evanescentes. Uma primeira sugestão para a continuidade da pesquisa seria carregar a ferrita com uma lâmina de dielétrico isotrópico, na qual também se admitiria solução oscilatória e, fora destas, campos evanescentes. Talvez possa ser possível encontrar modos, cujas propriedades seriam parecidas com as encontradas em um guia-imagem (efeito de deslocamento de campo acentuado). Outra possibilidade de continuidade do trabalho é estudar a propagação para outras direções de magnetização como, por exemplo, a longitudinal. Cabe, ainda, considerar como sugestão de continuidade, a comprovação experimental dos resultados previstos teoricamente. Para facilitar, é possível efetuar uma experimentação em frequências mais baixas como, por exemplo, a banda-X. A introdução de perdas dielétricas, magnéticas, efeitos desmagnetizantes e operando ^{com} abaixo da saturação ~~pode~~ também ser considerada para futuros estudos.

Outro desafio promissor é estudar a propagação em guia NRD carregado com discos de ferrita dispostos paralelamente aos planos condutores. Estrutura deste tipo já foi realizada experimentalmente por Yoneyama mas, tudo indica, não foi ainda exaustivamente analisada e suficientemente explorada.

Cremos que a estrutura analisada em nosso trabalho é extremamente simples, porque foi conseguida por intermédio de uma pequena modificação na estrutura NRD convencional, e bastante promissora quanto à sua facilidade construtiva.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. P.BARTHIA e I.J.BAHL, *Millimeter Wave Engineering and Applications*, John Wiley, N.Y., Cap.1, 1984.
2. T.ITO e J.RIVERA, *A Comparative Study of Millimeter-Wave Transmission Lines*, em *Advances in Infrared and Millimeter Waves*, vol.9, K.J.BUTTON (Ed.), Academic Press, N.Y., Cap.2, 1983.
3. T.ITO, *Dielectric Waveguide - Type Millimeter - Wave Integrated Circuits*, em *Advances in Infrared and Millimeter Waves*, vol.4, K.J.BUTTON (Ed.), Academic Press, N.Y., Cap.5, 1981.
4. T.YONEYAMA e S.NISHIDA, *Nonradiative Dielectric Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-29, n^o 11, pp. 1188-1192, novembro 1981.
5. F.J.TISCHER, *A Waveguide Struture With Low Losses*, Arch. Elec. Übertragung, vol.7, pp. 592-596, dezembro 1953.
6. T.YONEYAMA, M.YAMAGUCHI e S.NISHIDA, *Bends in Nonradiative Dielectric Waveguides*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-30, n^o 12, pp. 2146-2150, dezembro 1982.

7. T.YONEYAMA, H.TAMAKI e S.NISHIDA, *Analysis and Measurements of Nonradiative Dielectric Waveguide Bends*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-34, n^o 8, pp. 876-882, agosto 1986.
8. T.YONEYAMA, N.TOZAWA e S.NISHIDA, *Coupling Characteristics of Nonradiative Dielectric Waveguides*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-31, n^o 8, pp.648-654, agosto 1983.
9. J.A.G.MALHERBE e J.C.OLIVIER, *Resonant Coupled Stub in Nonradiative Dielectric Waveguide*, Electronics Letters, vol. 23, n^o 14, pp. 749-750, julho 1987.
10. J.C.OLIVIER e J.A.G.MALHERBE, *Variational Bound Analysis of a Discontinuity in Nonradiative Dielectric Waveguide*, em IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, pp. 789-790, 1987.
11. T.YONEYAMA, S.FUJITA e S.NISHIDA, *Insulated Nonradiative Dielectric Waveguide for Millimeter-Wave Integrated Circuits*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.MTT-31, n^o 12, pp. 1002-1008, dezembro 1983.
12. T.YONEYAMA e S.NISHIDA, *Nonradiative Dielectric Waveguide Circuit Components*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol.4, n^o 3, pp. 439-449, 1983.
13. J.A.G.MALHERBE e J.C.COETZEE, *Bandstop Filter in Nonradiative*

- Dielectric Waveguide Using Rectangular Resonators* , em IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, pp.365-366, 1987.
14. A.SANCHEZ e A.A.OLINER, *A New Leaky Waveguide for Millimeter Waves Using Nonradiative Dielectric (NRD) Waveguide - Part I: Accurate Theory e Part II: Comparison With Experiments* , IEEE Trans. Microwave Theory Tech. , vol.MTT-35, n^o 8, pp. 737-752, agosto 1987.
 15. J.A.G.MALHERBE, J.H.CLOETE e I.E.LÖSCH, *A Transition From Rectangular to Nonradiating Dielectric Waveguide*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. , vol. MTT-33, n^o 6, pp. 539-543, julho 1985.
 16. D.A.MACNAMARA e C.GOUS, *Noninvasive Pulse Modulator Concept for Nonradiative Dielectric (NRD) Waveguide*, Electronics Letters, vol. 24, n^o 3, pp. 167-168, fevereiro 1988.
 17. A.K.TIWARI e R.P.SINGH, *Measurement of Quality Factor of the Coupled Nonradiative Dielectric Guide*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol. 8, n^o 8, pp. 911-915, 1987.
 18. M.B.KLEIN, *Dielectric Waveguide Modulators at 95 GHz Using LiNbO_3* , Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol. 3, n^o 5, pp. 587-595, 1982.
 19. W.L.HWANG e D.M.BOLLE, *Magnetoplasma Surface Wave Analysis*

- for an H-Guide Structure Containing Semiconductor, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol. 4, n^o 5, pp.819-830, 1983.
20. L.L.XIAO, L.ZHU e W.X.ZHANG, *Analysis of the Mono-Groove NRD Waveguide and Antenna*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol. 10, n^o 3, pp. 361-370, março 1989.
21. L.ZHU e W.X.ZHANG, *The Bandwidth of Single-Mode Operation in Groove NRD Waveguide*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol. 10, n^o 3, pp. 371-379, março 1989.
22. T.YONEYAMA, *Millimeter-Wave Transmitter and Receiver Using the Nonradiative Dielectric Waveguide*, em IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, vol. III, pp. 1083-1086, junho 1989.
23. A.C.CÉSAR e R.F.SOUZA, *Dispersion in Anisotropic NRD Waveguide*, em IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, vol. III, pp. 1271-1272, junho 1989.
24. A.C.CÉSAR e R.F.SOUZA, *Propagation in Anisotropic NRD-Waveguide*, em Proc. IEEE Antennas and Propagation Int. Symposium, vol. III, pp. 1239-1242, junho 1989.
25. A.C.CÉSAR e R.F.SOUZA, *NRD Waveguide using Anisotropic Slab*, em Proc. SBMO Int. Microwave Symposium/ Brazil, vol. I, pp.

177-181, julho 1989.

26. H.YOSHINAGA e T.YONEYAMA, *Design and Fabrication of a Nonradiative Dielectric Waveguide Circulator*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-36, pp. 1526-1529, novembro 1988.
27. B.A.AULD, *Walker Modes in Large Ferrite Samples*, J. Applied Physics, vol. 24, n^o 5, pp. 604-608, maio 1953.
28. H.SEIDEL e R.C.FLETCHER, *Gyromagnetic Modes in Waveguide Partially Loaded With Ferrite*, Bell System Tech. Journal, pp.1427-1456, novembro 1959.
29. H. SEIDEL, *Ferrite Slabs in Transverse Electric Mode Wave Guide*, J. Applied Physics, vol. 28, n^o 2, pp. 218-226, fevereiro 1957.
30. J.HELSZAJN, *Principles of Microwave Ferrite Engineering*, John Wiley, Londres, pp.142-145, 1969.
31. M.S.SODHA e N.C.SRIVASTAVA, *Microwave Propagation in Ferrimagnetics*, Plenum, N.Y., Cap.4, 1981.
32. B.LAX e K.J.BUTTON, *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics*, McGraw-Hill, N.Y., Cap.9, 1962.

33. M.MROZOWSKI e J.MAZUR, *General Analysis of a Parallel-Plate Waveguide Inhomogeneously Filled With Gyromagnetic Media*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech, vol MTT-34, n^o 4, pp. 388-395, abril 1986.
34. I.AWAI e T.ITO, *Multilayered Open Dielectric Waveguide With a Gyromagnetic Layer*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol.2, n^o 1, pp.1-14, 1981.
35. B.LAX e K.J.BUTTON, obra citada, pp. 356-372.
36. M.L.KALES, *Modes in Wave Guides Containing Ferrites*, J.Applied Physics, vol. 24, n^o 5, pp. 604-608, maio 1953.
37. A. BEYER e I.WOLFF, *Design of a Millimetre-Wave Ferrite Isolator at 28.5 GHz*, Proceeding of the IEE, vol. 132, Pt.H, n^o 4, pp.244-250, julho 1985.
38. J.MAZUR e M.MROZOWSKI, *On the Mode Coupling in Longitudinally Magnetized Waveguiding Structures*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. MTT-37, n^o 1, pp. 159-165, janeiro 1989.
39. J.MAZUR e M.MROZOWSKI, *Nonreciprocal Operation of Structures Comprising a Section of Coupled Ferrite Lines With Longitudinal Magnetization*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. MTT-37, n^o 6, pp. 1012-1020, junho 1989.

40. I.AWAI e T.ITO, *Coupled-Mode Theory Analysis of Distributed Nonreciprocal Structures*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. MTT-29, n^o 10, pp. 1077-1086, outubro 1981.
41. ERICH PEHL, *Microwave Technology*, Artech House, EUA, pp. 69-72, 1985.
42. R.E.COLLIN, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill, EUA, Cap.1, 1960.
43. T.YONEYAMA, *Nonradiative Dielectric Waveguide*, em *Advances in Infrared and Millimeter Waves*, vol.11, K.J. Button (Ed.), Academic Press, N.Y., Cap.2, 1984.
44. A.C.CÉSAR e R.F.SOUZA, *Determinação do Campo Eletromagnético e Propriedades dos Modos de Propagação em Guias Dielétricos Não-Radiativos (Guias NRD)*, publicação FEC 053/86, DEE-FEE-Unicamp, setembro 1986.
45. A.C.CÉSAR e R.F.SOUZA, *Programas em Pascal para a simulação de guia dielétrico não-radiativo (NRD) com lâmina isotrópica*, relatório técnico a ser publicado.
46. D.KOTHER, *Higher Order Modes on Usual Waveguides*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, vol.8, n^o 11, pp. 1365-1389, 1987.

47. Proceedings of the IEEE, vol. 76, n^o 2, fevereiro 1988, número especial sobre ferritas para alta frequência.
48. M.RADMANESH, C.CHU e G.I.HADDAD, *Magnetostatic Waves in a Normally Magnetized Waveguide Structure*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. MTT-35, n^o 12, pp. 1226-1230, dezembro 1987.
49. D.M.BOLLE e L. LEWIS, *On the Definitions of Parameters in Ferrite-Electromagnetic Wave Interactions*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol.MTT-21, p.118, fevereiro 1973.
50. F.E.Gardiol, *Evaluate Ferrite Tensor Components Fast*, Microwaves, pp. 52-53, maio 1972.
51. E.SCHLÖMANN, *Microwave Behaviour of Partially Magnetized Ferrites*, J. App. Phys., vol.41, pp. 204-214, janeiro 1970.
52. W.E.HORD e F.J.ROSENBAUM, *Coupled-Mode Analysis of Longitudinally Magnetized Ferrite Phase Shifters*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., pp. 135-138, fevereiro 1974.
53. P.HLAWICZKA, *Gyrotropic Waveguides*, Academic Press, N.Y., pp. 1-3, 1981.
54. *Microwaves Ferrite Materials*, Trans-Tech, Inc., 5520

Adamstown Road, Adamstown, MD 21710, 1987.

55. T.YONEYAMA, *Nonradiative Dielectric Waveguide*, em *Advances in Infrared and Millimeter Waves*, vol.11, K.J. Button (Ed.), Academic Press, N.Y., p. 97, 1984.
56. J.HELSZAJN, obra citada, p. 136.
57. W.E.MILNE, *Cálculo Numérico*, Ed. Polígono, S.Paulo, p. 10, 1968.
58. P.HLAWICZKA, obra citada, p. 48.
59. AROLDO B.DINIZ e GABRIEL F.O.FREIRE, *Ondas Eletromagnéticas*, Livros Técnicos e Científicos Editora S.A. e Editora da USP, Rio de Janeiro, p. 97, 1973.
60. R.E.COLLIN, obra citada, p. 225.
61. W.BILIK, e R.N.SIMONS, *On Mode Classification in Rectangular Waveguides Partially Filled with Dielectric Slabs*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., vol. MTT-34, n^o 2, pp. 297-298, fevereiro 1986.
62. R.J.B.CLARRICOATS, *Microwave Ferrites*, John Willey e Sons, N.Y., p. 159, 1961.

63. T.OKOSHI, *Optical Fibers*, Academic Press, N.Y., p. 59, 1982.
64. T.OKOSHI, obra citada, p. 63.
65. E.A.J.MARCATILI, *Slab-coupled waveguides*, The Bell System Technical Journal, vol. 53, n^o 4, pp. 645-674, abril 1974.
66. M.L.JAMES, G.M.SMITH e J.C.WOLFORD, *Applied Numerical Methods for Digital Computation*, Harper e Row, N.Y., EUA, 2^a edição, 1977.
67. A.R.MILLER, *Pascal Programs for Scientists and Engineers*, Sybex, EUA, Cap.8, 1981.
68. A.C.CÉSAR e R.F.SOUZA, *Programas em Pascal para a simulação de guia dielétrico não-radiativo (NRD) com lâmina de ferrita*, relatório técnico a ser publicado.
69. B.LAX e K.J.BUTTON, obra citada, p.360.
70. R.J.B.CLARRICOATS, obra citada, p. 160.
71. B.LAX e K.J.BUTTON, obra citada, p.375.
72. B.LAX e K.J.BUTTON, obra citada, p.358.

73. R.J.B.CLARRICOATS, obra citada, p. 163.

74. B.LAX e K.J.BUTTON, obra citada, p.361.

75. V.P.NANDA, *A New Form of Ferrite Device for Millimeter Waves Integrated Circuits*, IEEE Trans. on Microwave Theory Tech., Vol.MTT-25, n.º 11, nov. 1976, pp. 876-879.