

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

ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA E DE LINHAS DE LÂMINAS  
SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS

Maria Rosa Medeiros Lins de Albuquerque 15

ORIENTADOR : ATTÍLIO JOSÉ GIAROLA t  
CO-ORIENTADOR : ADAILDO GOMES D'ASSUNÇÃO t

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

JULHO DE 1993

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por MARIA ROSA M. L. de ALBUQUERQUE e aprovada pela Comissão Julgadora em 24 08 1993.

 Orientador

Ao meu esposo, Eudenilson,  
Às minhas filhas, Juliana,  
Ana Cláudia e Ana Beatriz,  
Aos meus pais e irmãos,  
pela compreensão, apoio e  
carinho sempre presentes.

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Attílio José Giarola e ao Prof. Adaildo Gomes d'Assunção, pelo incentivo, interesse e amizade demonstrados na orientação e desenvolvimento deste trabalho.

Ao Prof. Adrião Duarte Doria Neto, pelas sugestões e discussões.

A Maria Vanda Lins de Albuquerque e a Djalma Medeiros, pelo estímulo e imenso apoio.

A Alex Fabiano de Araújo Furtunato, pelo trabalho de digitação.

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

## RESUMO

Este trabalho objetiva o estudo do comportamento dispersivo dos modos guiados em linhas de microfita e linhas de lâminas bilaterais sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados.

A análise é efetuada através do método dos potenciais vetoriais de Hertz em combinação com o método de Galerkin, no domínio espectral. Os campos eletromagnéticos são expandidos em termos dos potenciais vetoriais de Hertz, orientados segundo a direção de magnetização da ferrita, para a determinação das componentes da função diádica de Green da estrutura considerada.

Resultados numéricos são apresentados e discutidos. Curvas são obtidas em função de vários parâmetros estruturais e do campo magnético estático externo de polarização aplicado segundo as três orientações do sistema de coordenadas cartesianas. Observa-se concordância com resultados de outros autores.

A análise de estruturas de transmissão planares sobre ferritas encontra aplicação no desenvolvimento de dispositivos não-recíprocos para microondas e ondas milimétricas.

## ABSTRACT

The main objective of this work is to study the frequency behavior of the guided modes in microstrip lines and bilateral finlines on magnetized ferrite substrates.

The analysis is performed, in the spectral domain, by using the Hertz vector potentials in conjunction with Galerkin's approach. The electromagnetic waves are expanded in terms of Hertz vector potentials, oriented along ferrite magnetization, to determine the elements of the dyadic Green's function of the considered structure.

Numerical results are presented and their features discussed. Curves are obtained as a function of various structural parameters and of the biasing magnetic field applied along the three directions of the cartesian coordinate system. The results are in agreement with those found by other authors.

The analysis of the planar transmission structures on ferrites is useful for the development of nonreciprocal devices at microwave and millimeter wave frequencies.

## SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO .....	1
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO .....	3
CAPÍTULO 2 - ANÁLISE DINÂMICA DE ESTRUTURAS PLANARES	
2.1 Introdução .....	8
2.2 Método dos potenciais vetoriais de Hertz .....	9
2.3 Método dos momentos e de Galerkin .....	17
CAPÍTULO 3 - ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS	
3.1 Introdução .....	21
3.2 Aplicação do método dos potenciais vetoriais de Hertz na obtenção das componentes da função diádica de Green .....	21
3.2.1 Os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados ao longo do eixo x .....	24
3.2.2 Os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados ao longo do eixo y .....	32
3.2.3 Os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados ao longo do eixo z .....	35
3.3 Conclusões .....	39
CAPÍTULO 4 - RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE MICROFITA ISOLADAS E LINHAS DE MICROFITA ACOPLADAS SOBRE FERRITAS	
4.1 Introdução .....	41
4.2 Determinação da constante de fase normalizada .....	42

4.3	Determinação da impedância característica .....	44
4.4	Resultados numéricos para linhas de microfita isoladas sobre ferritas .....	47
4.4.1	Linha de microfita isolada sobre ferrita com polarização transversal paralela ao plano de terra .....	48
4.4.2	Linha de microfita isolada sobre ferrita com polarização perpendicular ao plano de terra .....	60
4.4.3	Linha de microfita isolada sobre ferrita com polarização longitudinal .....	72
4.5	Resultados numéricos para linhas de microfita acopladas sobre ferritas .....	85
4.5.1	Linha de microfita acoplada sobre ferrita com polarização transversal paralela ao plano de terra .....	85
4.5.2	Linha de microfita acoplada sobre ferrita com polarização perpendicular ao plano de terra .....	92
4.5.3	Linha de microfita acoplada sobre ferrita com polarização longitudinal .....	103
4.6	Conclusões .....	110

CAPÍTULO 5 - ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS

5.1	Introdução .....	111
5.2	Aplicação do método dos potenciais vetoriais de Hertz na obtenção das componentes da função diádica de Green.....	111
5.2.1	Os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados ao longo do eixo x .....	114
5.2.2	Os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados ao longo do eixo y .....	119
5.2.3	Os potenciais vetoriais de Hertz estão	

orientados ao longo do eixo z .....	122
5.3 Conclusões .....	125
CAPÍTULO 6 - RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE FERRITAS	
6.1 Introdução .....	126
6.2 Determinação da constante de fase normalizada de linhas de lâminas .....	126
6.3 Resultados numéricos .....	128
6.3.1 Linha de lâminas bilaterais sobre ferrita com polarização ao longo da direção x .....	128
6.3.2 Linha de lâminas bilaterais sobre ferrita com polarização ao longo da direção y .....	138
6.3.3 Linha de lâminas bilaterais sobre ferrita com polarização ao longo da direção z .....	146
6.4 Conclusões .....	157
CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES .....	158
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	161

## APRESENTAÇÃO

O conteúdo deste trabalho está organizado em sete capítulos. No Capítulo 1, INTRODUÇÃO, são abordados aspectos gerais pertinentes aos circuitos integrados de microondas e ondas milimétricas, enfatizando a relevância e o objetivo do trabalho ora apresentado.

No Capítulo 2, ANÁLISE DINÂMICA DE ESTRUTURAS PLANARES, os métodos de cálculo específicos empregados neste trabalho são examinados. É feita a introdução do método dos potenciais vetoriais de Hertz no domínio espectral e uma descrição sucinta da técnica numérica do método dos momentos, particularmente, do método de Galerkin.

No Capítulo 3, ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS, o método dos potenciais vetoriais de Hertz é utilizado para a determinação das funções de impedância de linhas de microfita isoladas e acopladas sobre substratos ferrimagnéticos. São analisados os casos em que os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$  do sistema de coordenadas cartesianas.

No Capítulo 4, RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE MICROFITA ISOLADAS E LINHAS DE MICROFITA ACOPLADAS SOBRE FERRITAS, a teoria desenvolvida é usada na determinação das características de propagação das estruturas analisadas. Com a aplicação do método de Galerkin, obtém-se a constante de fase normalizada. Em seguida, é efetuado o estudo da impedância característica usando os conceitos de potência e corrente. Resultados numéricos são apresentados e discutidos.

No Capítulo 5, ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS, é desenvolvida a análise de linhas de lâminas bilaterais sobre

ferritas. Seguindo um procedimento análogo ao que foi adotado no Capítulo 3, obtém-se as componentes da função diádica de Green, considerando-se que os potenciais vetoriais de Hertz possuem componentes apenas ao longo da direção de magnetização do substrato.

No Capítulo 6, RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE FERRITAS, é descrita a obtenção de resultados numéricos da constante de fase normalizada usando o método de Galerkin. Curvas são apresentadas em função de parâmetros estruturais e da magnetização da ferrita.

No Capítulo 7, CONCLUSÕES, são apresentadas as principais conclusões e sugestões de continuidade e aplicação deste trabalho.

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

O estudo de linhas de transmissão planares representa um dos mais promissores campos de pesquisa na moderna tecnologia de circuitos integrados de microondas e ondas milimétricas.

A variedade e a versatilidade destas estruturas têm permitido escolhas adequadas, visando a aplicações específicas, para circuitos que operam na faixa de frequências de 1GHz a 300GHz, correspondendo a comprimentos de onda de 300 a 1mm no espaço livre.

A linha de microfita ("microstrip line") é uma importante estrutura planar e tem várias aplicações. Além da microfita, outras estruturas como microfita invertida, microfita suspensa, linha de fenda e guia coplanar são muito usadas em frequências de microondas.

Com o incremento das atividades de pesquisa no campo das ondas milimétricas, surgiu a linha de lâminas ("fin line"), entre outras configurações, para a construção de circuitos integrados para ondas milimétricas. Nas altas frequências, as linhas de lâminas apresentam pequena dispersão, baixa atenuação, baixas perdas por radiação, fácil transição para o guia de onda convencional e larga faixa de operação em modo único, sendo mais adequadas, nesta faixa de frequências, que as linhas de microfita convencionais.

Vários materiais têm sido usados como substratos nas estruturas planares. Inicialmente, a atenção dos pesquisadores esteve concentrada na análise de estruturas planares sobre substratos isotrópicos [1]-[9]. Com o avanço das pesquisas, observou-se que muitos materiais, usados como substratos em circuitos integrados de microondas, apresentavam características dielétricas anisotrópicas de tal ordem que não podiam ser ignoradas. A anisotropia, uma propriedade inerente

ao material ou uma decorrência do processo de fabricação, afeta o desempenho de circuitos impressos e antenas, impondo-lhes erros consideráveis nos projetos para altas frequências. O interesse em incluir a anisotropia dos dielétricos usados, bem como o desejo de obter vantagens do efeito desta característica nos circuitos desenvolvidos, conduziu ao estudo de linhas de microfita sobre substratos dielétricos anisotrópicos.

A caracterização de estruturas planares sobre substratos dielétricos anisotrópicos uniaxiais e biaxiais tornou-se objeto de minuciosa investigação científica [10]-[18]. Apesar da complexidade que envolve o cálculo das características de propagação, a anisotropia pode ser usada para melhorar o comportamento de vários dispositivos. Em linhas acopladas, a equalização das velocidades de fase dos modos par e ímpar produz um aumento na diretividade de acopladores direcionais de linhas paralelas acopladas. Em antenas de microfita, a anisotropia dielétrica altera a impedância de entrada, a frequência de ressonância e os diagramas de radiação.

A necessidade de desenvolvimento de componentes de microondas não-recíprocos, usando uma tecnologia planar, despertou nos pesquisadores o interesse por materiais com características giromagnéticas. Estes materiais já encontravam grande aplicação em configurações convencionais tais como linhas coaxiais e guias de ondas retangulares e circulares [19]-[22].

Na fabricação de dispositivos passivos de microondas e ondas milimétricas, os substratos ferrimagnéticos apresentam-se como uma alternativa vantajosa e atraente. Os efeitos de transmissão não-recíproca podem ser modificados e/ou controlados por um campo magnético estático externo aplicado à estrutura analisada. Assim, para uma determinada estrutura, com geometria e dimensões bem definidas, obtemos características de propagação diferentes através da variação do campo magnético estático de polarização [23]-[58].

A utilização de materiais ferrimagnéticos em estruturas planares possibilita a construção de dispositivos não-recíprocos de forma compacta e de fácil integração, quando comparados com os circuitos que usam guias de ondas carregados com bastões de ferrita [19]-[22].

O comportamento dos modos guiados em estruturas planares tem sido analisado por vários métodos analíticos. Em geral, os coeficientes de propagação são obtidos de equações complicadas, as quais são difíceis de serem analisadas analiticamente. Entretanto, com o advento de computadores de grande capacidade de memória e alta velocidade de processamento, diversas estruturas puderam ser investigadas através de técnicas numéricas com resultados muito precisos [59],[60]. Vários métodos dinâmicos, usados para obter as características de propagação de estruturas guiadas, são discutidos na literatura [6],[53].

O objetivo deste trabalho é desenvolver, através de um modelo dinâmico, um estudo das características de propagação de linhas de microfita (Fig. 1.1) e de linhas de lâminas bilaterais (Fig. 1.2) sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados. É usado o método dos potenciais vetoriais de Hertz, no domínio espectral, em combinação com o método dos momentos e de Galerkin [13], [15].

Nesta análise, rigorosa e precisa, consideramos o efeito da orientação do campo magnético estático de polarização, aplicado à estrutura, no comportamento em frequência da constante de fase normalizada e da impedância característica. O campo magnético estático é aplicado transversalmente ou perpendicularmente aos planos condutores. As principais características de propagação dos modos guiados na estrutura considerada são estabelecidas em função de vários parâmetros estruturais e da ferrita, para as três orientações principais da estrutura analisada, correspondentes às dos eixos do sistema de coordenadas cartesianas. Os resultados obtidos são

apresentados para as três orientações mencionadas. Comparações com resultados de outros autores são apresentadas. Algumas das conclusões do nosso estudo foram comunicadas na literatura especializada [33]-[36], [43]-[46], [57]-[58].

Nossos resultados mostram que, quando as estruturas apresentam polarização perpendicular ao plano do substrato ferrimagnético, a obtenção das características de propagação é efetuada através de uma solução analítica e computacional mais simplificada. É observado também que as estruturas aqui analisadas apresentam propriedades não-recíprocas quando polarizadas na direção transversal paralela ao plano do substrato ferrimagnético. Para os outros casos de orientação do campo magnético considerados neste estudo, as simulações numéricas demonstram que os valores das constantes de propagação, para os dois sentidos de propagação, são exatamente os mesmos e caracterizam propagação de natureza recíproca.

O conhecimento dos parâmetros de propagação é de fundamental importância para o desenvolvimento de dispositivos passivos e consolidação da tecnologia de circuitos integrados de microondas e de ondas milimétricas.

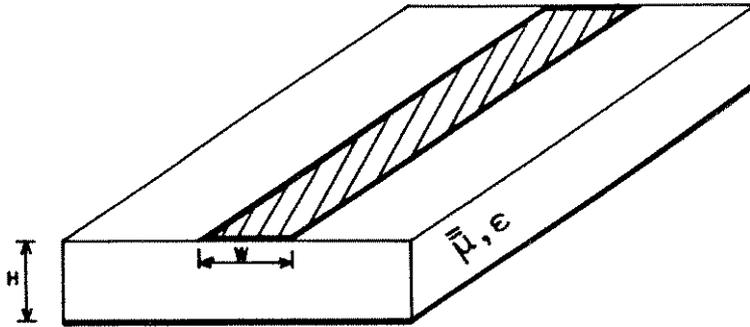


Fig. 1.1 Linha de microfita sobre ferrita

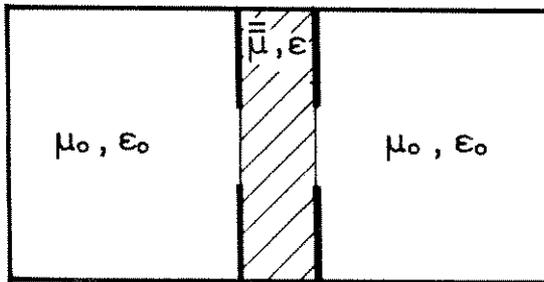


Fig. 1.2 Linha de lâminas bilaterais sobre ferrita.

## CAPÍTULO 2

### ANÁLISE DINÂMICA DE ESTRUTURAS PLANARES

#### 2.1 INTRODUÇÃO

Em estruturas planares não-homogêneas, para frequências superiores na faixa de microondas, o modelo quase-TEM, apesar de ser bastante simplificado, conduz a resultados de precisão limitada, por desprezar os efeitos de dispersão nas linhas [1], [6]-[7], [10]-[11].

Todavia, com a utilização de técnicas computacionais sofisticadas, o complexo problema eletromagnético associado a estas estruturas pode ser analisado através de um procedimento rigoroso e preciso, levando-se em consideração a natureza híbrida dos modos de propagação. Estes modos híbridos consistem de uma superposição de modos TE e TM, sendo obtidos através de funções potenciais escalares ou vetoriais [2]-[9], [12]-[18].

Vários métodos dinâmicos têm sido desenvolvidos e aplicados, objetivando o estudo do comportamento dispersivo dos modos guiados em estruturas planares. Comumente, são empregados o método da equação integral (*Yamashita e Atsuki*) [5], o método das linhas (*Schulz e Pregla*) [8] e o método do domínio espectral (*Itoh; Knorr e Tufekcioglu*) [2],[3],[4], dentre outros.

O método do domínio espectral é numericamente eficiente e preciso, sendo mais simples do que vários métodos do domínio espacial. Neste método, as soluções são extraídas de equações algébricas ao invés de equações integrais acopladas. A natureza física da solução pode ser introduzida, escolhendo-se adequadamente as funções de expansão a serem utilizadas [6].

Entre as técnicas de análise no domínio espectral, podemos destacar o método dos potenciais vetoriais de Hertz em combinação com o método dos momentos e de Galerkin [13],[15].

Nesta análise, os campos elétricos e magnéticos são expressos em termos de funções potenciais vetoriais para a determinação das componentes da função diádica de Green da estrutura considerada. A utilização do método dos momentos e de Galerkin permite obter as características de propagação na estrutura.

## 2.2 MÉTODO DOS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ

Neste trabalho, o método dos potenciais vetoriais de Hertz, no domínio espectral, é usado na análise de linhas de microfita e de linhas de lâminas bilaterais com ferrita magnetizada.

Todas as componentes de campo elétrico e magnético são expressas em termos de potenciais vetoriais de Hertz elétrico,  $\bar{\Pi}_e$ , e magnético,  $\bar{\Pi}_h$ , orientados segundo a direção de magnetização da ferrita. Utilizamos, neste trabalho, o mesmo procedimento de análise adotado anteriormente na caracterização de estruturas planares sobre substratos anisotrópicos uniaxiais [13],[15].

Considerando que as estruturas analisadas são uniformes ao longo do eixo  $z$ , supomos uma variação do tipo  $\exp(\pm j\beta z)$  nesta direção, onde  $\beta$  é a constante de propagação.

A dependência temporal dos campos é representada por  $\exp(j\omega t)$ , onde  $\omega$  é a frequência angular da fonte de excitação.

As equações de Maxwell para a região da ferrita, considerada livre de fontes, na forma diferencial e em regime estacionário, são dadas por [19] :

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega \bar{B} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega \bar{D} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (2.4)$$

onde  $\bar{E}$  é o vetor intensidade de campo elétrico, em V/m,  $\bar{H}$  é o vetor intensidade de campo magnético, em A/m,  $\bar{D}$  é o vetor densidade de fluxo elétrico, em C/m<sup>2</sup>, e  $\bar{B}$  é o vetor densidade de fluxo magnético, em Wb/m<sup>2</sup> (ou T).

As relações constitutivas são dadas por :

$$\bar{D} = \epsilon \bar{E} \quad (2.5)$$

$$\bar{B} = \bar{\mu} \bar{H} \quad (2.6)$$

onde  $\epsilon$  é a permissividade elétrica da ferrita e  $\bar{\mu}$  representa o tensor permeabilidade magnética da ferrita. Se considerarmos uma ferrita magnetizada segundo a direção z, o tensor permeabilidade magnética será definido por:

$$\bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & jk & 0 \\ -jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

onde  $\mu$  e  $k$  dependem das características da ferrita e da frequência de operação e  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do espaço livre.

Os potenciais e os campos são escritos como :

$$\bar{F}(x, y, z) = \bar{F}(x, y) e^{\pm j\beta z} \quad (2.8)$$

sendo o fator  $\exp(j\omega t)$  omitido nas equações para simplificar a notação.

Usando o potencial de Hertz elétrico,  $\bar{\Pi}_e$ , definimos [19]:

$$\bar{B} = j\omega\mu_0 \frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu^2} \epsilon \nabla \times \bar{\Pi}_e \quad (2.9)$$

Substituindo (2.9) em (2.1), obtemos :

$$\bar{E} = \omega^2 \mu_0 \frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu^2} \varepsilon \bar{\Pi}_e + \nabla \phi_e \quad (2.10)$$

onde  $\phi_e$  é uma função escalar arbitrária. Para que  $\bar{\Pi}_e$  seja univocamente definido, vamos impor o seguinte calibre ("gauge"):

$$\phi_e = \frac{\mu_0}{\mu} \nabla \cdot \bar{\Pi}_e \quad (2.11)$$

e, substituindo (2.11) em (2.10), obtemos :

$$\bar{E} = \omega^2 \mu_0 \frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu^2} \varepsilon \bar{\Pi}_e + \frac{\mu_0}{\mu} \nabla \nabla \cdot \bar{\Pi}_e \quad (2.12)$$

Substituindo (2.6) em (2.9), obtemos :

$$\bar{H} = j\omega \mu_0 \frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu^2} \varepsilon (\bar{\mu})^{-1} \nabla \times \bar{\Pi}_e \quad (2.13)$$

Usando o potencial de Hertz magnético,  $\bar{\Pi}_h$ , definimos [19]:

$$\bar{E} = -j\omega \mu \nabla \times \bar{\Pi}_h \quad (2.14)$$

A substituição de (2.5) e (2.14) em (2.2) conduz a :

$$\bar{H} = \omega^2 \mu \varepsilon \bar{\Pi}_h + \nabla \phi_h \quad (2.15)$$

onde  $\phi_h$  é uma função escalar arbitrária. Para que  $\bar{\Pi}_h$  seja univocamente definido, vamos impor o seguinte calibre ("gauge"):

$$\phi_h = \nabla \cdot \bar{\Pi}_h \quad (2.16)$$

A substituição de (2.16) em (2.15), conduz a :

$$\bar{H} = \omega^2 \mu \epsilon \bar{\Pi}_h + \nabla \nabla \cdot \bar{\Pi}_h \quad (2.17)$$

A parte dos campos determinada a partir do potencial de Hertz magnético [eqs.(2.14) e (2.17)] é chamada de onda ordinária [19], pois apresenta um comportamento similar ao das ondas planas em um meio isotrópico. Por outro lado, a onda extraordinária é derivada do potencial de Hertz elétrico [eqs.(2.12) e (2.13)]. A solução completa dos campos é uma superposição dos modos TE e TM, sendo dada por :

$$\bar{E} = -j\omega\mu\nabla\times\bar{\Pi}_h + \omega^2\mu_0\frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu^2}\epsilon\bar{\Pi}_e + \frac{\mu_0}{\mu}\nabla\nabla\cdot\bar{\Pi}_e \quad (2.18)$$

$$\bar{H} = j\omega\mu_0\frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu^2}(\bar{\mu})^{-1}\epsilon\nabla\times\bar{\Pi}_e + \omega^2\mu\epsilon\bar{\Pi}_h + \nabla\nabla\cdot\bar{\Pi}_h \quad (2.19)$$

com

$$\bar{\Pi}_e = \Pi_e \hat{\eta} \quad (2.20)$$

$$\bar{\Pi}_h = \Pi_h \hat{\eta} \quad (2.21)$$

onde  $\hat{\eta}$  é um vetor unitário ao longo do eixo  $\eta$  ( $\eta$  é x, y ou z). Estas expressões são gerais e valem para o campo magnético estático de polarização orientado na direção  $\eta$ .

Os potenciais de Hertz,  $\Pi_e$  e  $\Pi_h$ , devem satisfazer, respectivamente, às equações [33]:

$$\nabla^2\Pi_e + \omega^2\frac{(\mu^2 - k^2)}{\mu}\epsilon\Pi_e = 0 \quad (2.22)$$

$$\nabla^2\Pi_h + \omega^2\mu_0\epsilon\Pi_h + \frac{(\mu_0 - \mu)}{\mu}\frac{\partial^2\Pi_h}{\partial\eta^2} = 0 \quad (2.23)$$

As equações de onda para  $\Pi_e$  e  $\Pi_h$  bem como todas as

componentes de campo elétrico e magnético, nas regiões das estruturas analisadas, são transformadas através de [61]-[62]:

$$\tilde{\Omega}(\alpha, Y) = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(x, Y) e^{-j\alpha x} dx \quad (2.24)$$

$$\Omega(x, Y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\Omega}(\alpha, Y) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.25)$$

onde "~" indica a transformada de Fourier.

No domínio espectral, os potenciais vetoriais de Hertz podem ser escritos como seguem :

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Pi}_{h_1}(\alpha, Y, z) &= \tilde{f}_1(\alpha, Y) e^{(\pm j)\beta z} \\ \tilde{\Pi}_{e_1}(\alpha, Y, z) &= \tilde{g}_1(\alpha, Y) e^{(\pm j)\beta z} \end{aligned} \right\} i = 1, 2 \quad (2.26)$$

$$(2.27)$$

para linha de microfita aberta (Fig. 2.1), e

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Pi}_{h_1}(\alpha_n, Y, z) &= \tilde{f}_1(\alpha_n, Y) e^{(\pm j)\beta z} \\ \tilde{\Pi}_{e_1}(\alpha_n, Y, z) &= \tilde{g}_1(\alpha_n, Y) e^{(\pm j)\beta z} \end{aligned} \right\} i = 1, 2 \quad (2.28)$$

$$(2.29)$$

para linha de lâminas bilaterais (Fig. 2.2) onde a variável espectral,  $\alpha$ , assume valores discretos,  $\alpha_n$ .

As funções  $\tilde{f}_1$  e  $\tilde{g}_1$  apresentam soluções do tipo :

$$\tilde{f}_1(\alpha, Y) = A(\alpha) \cosh(\gamma_h Y) + A'(\alpha) \sinh(\gamma_h Y) \quad (2.30)$$

$$\tilde{g}_1(\alpha, Y) = C(\alpha) \sinh(\gamma_e Y) + C'(\alpha) \cosh(\gamma_e Y) \quad (2.31)$$

$$\tilde{f}_2(\alpha, Y) = B(\alpha) e^{-\gamma_o(Y-H)} \quad (2.32)$$

$$\bar{g}_2(\alpha, y) = D(\alpha) e^{-\gamma_o(y-H)} \quad (2.33)$$

para linha de microfita aberta, e

$$\bar{f}_1(\alpha_n, y) = A(\alpha_n) \cosh(\gamma_h y) + A'(\alpha_n) \sinh(\gamma_h y) \quad (2.34)$$

$$\bar{g}_1(\alpha_n, y) = C(\alpha_n) \sinh(\gamma_e y) + C'(\alpha_n) \cosh(\gamma_e y) \quad (2.35)$$

$$\bar{f}_2(\alpha_n, y) = B(\alpha_n) \sinh[\gamma_o(a-y)] + B'(\alpha_n) \cosh[\gamma_o(a-y)] \quad (2.36)$$

$$\bar{g}_2(\alpha_n, y) = D(\alpha_n) \cosh[\gamma_o(a-y)] + D'(\alpha_n) \sinh[\gamma_o(a-y)] \quad (2.37)$$

para linha de lâminas bilaterais, onde

$$\gamma_o^2 = (\alpha_{(n)}^2 + \beta^2 - k_o^2) \quad (2.38)$$

$$\gamma_e^2 = (\alpha_{(n)}^2 + \beta^2 - k_2^2) \quad (2.39)$$

sendo

$$\gamma_h^2 = \left( \frac{h_o}{h} \alpha_{(n)}^2 + \beta^2 - k_1^2 \right) \quad (2.40)$$

para potenciais de Hertz na direção  $\hat{x}$ ,

$$\gamma_h^2 = \frac{\mu}{\mu_c} (\alpha_{(n)}^2 + \beta^2 - k_1^2) \quad (2.41)$$

para potenciais de Hertz na direção  $\hat{y}$  e

$$\gamma_h^2 = (\alpha_{(n)}^2 + \frac{\mu_o}{\mu} \beta^2 - k_1^2) \quad (2.42)$$

para potenciais de Hertz na direção  $\hat{z}$ .

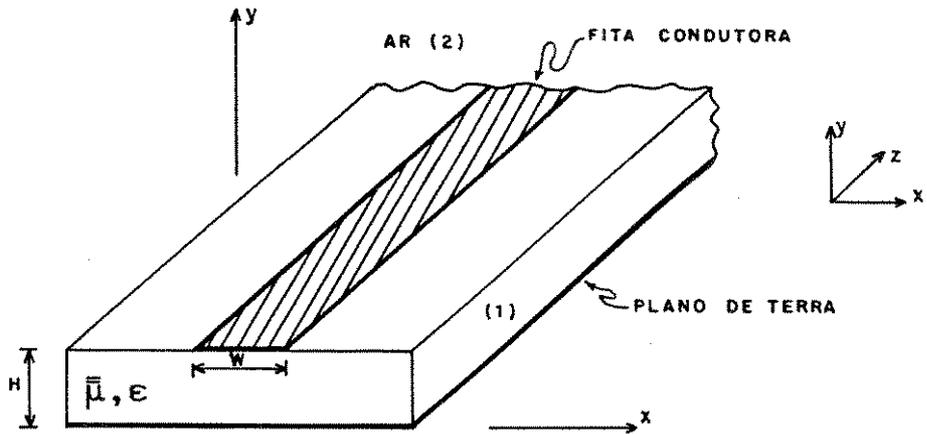


Fig.2.1 Linha de microfita aberta sobre substrato ferrimagnético

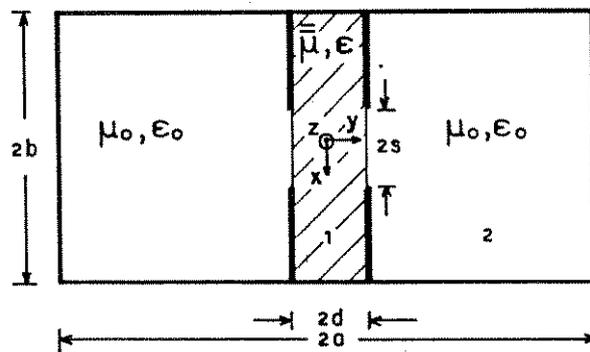


Fig.2.2 Linha de lâminas bilaterais simétricas sobre substrato ferrimagnético

Em (2.38) a (2.42), temos ainda que :

$$k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o \quad (2.43)$$

$$k_1^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon \quad (2.44)$$

$$k_2^2 = \omega^2 \left( \frac{\mu^2 - k^2}{\mu} \right) \epsilon \quad (2.45)$$

Com as componentes de campo escritas no domínio espectral, as equações de onda são integradas e as constantes de integração são obtidas a partir das condições de contorno a serem obedecidas pelos campos.

A imposição das condições de contorno adequadas à estrutura da Fig. 2.1 conduz a equações algébricas que relacionam as componentes de campo tangenciais,  $\tilde{E}_x(\alpha)$  e  $\tilde{E}_z(\alpha)$ , com as densidades de corrente na fita condutora,  $\tilde{J}_x(\alpha)$  e  $\tilde{J}_z(\alpha)$ , no domínio da transformada de Fourier, dadas por :

$$\tilde{E}_x(\alpha) = \tilde{Z}_{xx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_x(\alpha) + \tilde{Z}_{xz}(\alpha, \beta) \tilde{J}_z(\alpha) \quad (2.46)$$

$$\tilde{E}_z(\alpha) = \tilde{Z}_{zx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_x(\alpha) + \tilde{Z}_{zz}(\alpha, \beta) \tilde{J}_z(\alpha) \quad (2.47)$$

onde  $\tilde{Z}_{xx}$ ,  $\tilde{Z}_{xz}$ ,  $\tilde{Z}_{zx}$  e  $\tilde{Z}_{zz}$  são as componentes da função diádica de Green no domínio da transformada de Fourier.

As funções de impedância  $\tilde{Z}_{xx}$ ,  $\tilde{Z}_{xz}$ ,  $\tilde{Z}_{zx}$  e  $\tilde{Z}_{zz}$  são utilizadas em combinação com o método dos momentos e de Galerkin na determinação da equação característica, cuja solução fornece o diagrama de dispersão da constante dielétrica efetiva,  $\epsilon_{ef}$ , dada por :

$$\epsilon_{ef} = \left( \frac{\beta}{k_o} \right)^2 \quad (2.48)$$

Um procedimento análogo é adotado para o estudo de linha

de lâminas bilaterais. Se aplicarmos, agora, as condições de contorno às componentes de campo tangencial em cada região da Fig. 2.2, teremos que as densidades de corrente nos condutores,  $\bar{J}_x(\alpha_n)$  e  $\bar{J}_z(\alpha_n)$ , relacionam-se com as componentes de campo tangenciais,  $\bar{E}_x(\alpha_n)$  e  $\bar{E}_z(\alpha_n)$ , no domínio espectral, na forma :

$$\bar{J}_x(\alpha_n) = \bar{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) \bar{E}_x(\alpha_n) + \bar{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) \bar{E}_z(\alpha_n) \quad (2.49)$$

$$\bar{J}_z(\alpha_n) = \bar{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) \bar{E}_x(\alpha_n) + \bar{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) \bar{E}_z(\alpha_n) \quad (2.50)$$

onde  $\bar{Y}_{xx}$  ,  $\bar{Y}_{xz}$  ,  $\bar{Y}_{zx}$  e  $\bar{Y}_{zz}$  são as componentes da função diádica de Green no domínio espectral.

O conhecimento das funções de admitância  $\bar{Y}_{xx}$  ,  $\bar{Y}_{xz}$  ,  $\bar{Y}_{zx}$  e  $\bar{Y}_{zz}$  em (2.49) e (2.50) permite determinar, através do método dos momentos e de Galerkin, a permissividade efetiva da estrutura analisada.

### 2.3 MÉTODO DOS MOMENTOS E DE GALERKIN

O método dos momentos e de Galerkin, no domínio espectral, tem sido usado com eficiência na análise numérica de estruturas planares nas frequências de microondas e ondas milimétricas [2],[53]. O método de Galerkin consiste em um caso particular do método dos momentos, onde as funções peso são iguais às funções de expansão.

Nas equações (2.46) e (2.47),  $\bar{J}_x(\alpha)$ ,  $\bar{J}_z(\alpha)$ ,  $\bar{E}_x(\alpha)$  e  $\bar{E}_z(\alpha)$  são funções desconhecidas. Como os campos elétricos e as correntes são diferentes de zero em regiões complementares na interface  $y = H$  (Fig. 2.1), torna-se possível eliminar  $\bar{E}_x(\alpha)$  e  $\bar{E}_z(\alpha)$  através do método dos momentos e de Galerkin, com o teorema de Parseval [2],[6]. Por sua vez,  $\bar{J}_x(\alpha)$  e  $\bar{J}_z(\alpha)$  são expandidas em termos de funções de base conhecidas,  $\bar{J}_{xm}(\alpha)$  e  $\bar{J}_{zn}(\alpha)$ , com coeficientes de expansão,  $c_m$  e  $d_n$ , desconhecidos, de acordo com:

$$\tilde{J}_x(\alpha) = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{xm}(\alpha) \quad (2.51)$$

$$\tilde{J}_z(\alpha) = \sum_{n=1}^N d_n \tilde{J}_{zn}(\alpha) \quad (2.52)$$

As funções de base representam as características físicas das distribuições de corrente na fita condutora, devendo ser escolhidas de tal modo que as suas transformadas inversas de Fourier sejam não-nulas somente na fita, isto é, em  $-\frac{w}{2} < x < \frac{w}{2}$  onde  $w$  representa a largura da fita condutora.

O sistema matricial pode agora ser formado pela substituição de (2.51) e (2.52) em (2.46) e (2.47). Efetuando-se, em seguida, os produtos internos com as funções de expansão que, pelo método de Galerkin, são tomadas iguais às funções de base  $\tilde{J}_{xm}$  e  $\tilde{J}_{zn}$ , para diferentes valores de  $m$  e  $n$ , obtemos :

$$\sum_{m=1}^M K_{im}^{xx} c_m + \sum_{n=1}^N K_{in}^{xz} d_n = 0 \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (2.53)$$

$$\sum_{m=1}^M K_{jm}^{zx} c_m + \sum_{n=1}^N K_{jn}^{zz} d_n = 0 \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (2.54)$$

onde

$$K_{im}^{xx} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xi}(\alpha) \tilde{Z}_{xx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_{xm}(\alpha) d\alpha \quad (2.55)$$

$$K_{in}^{xz} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xi}(\alpha) \tilde{Z}_{xz}(\alpha, \beta) \tilde{J}_{zn}(\alpha) d\alpha \quad (2.56)$$

$$K_{jm}^{zx} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zj}(\alpha) \tilde{Z}_{zx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_{xm}(\alpha) d\alpha \quad (2.57)$$

$$K_{jn}^{zz} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zj}(\alpha) \tilde{Z}_{zz}(\alpha, \beta) \tilde{J}_{zn}(\alpha) d\alpha \quad (2.58)$$

Anulando o determinante da matriz associada às equações simultâneas (2.53) e (2.54), obtemos a equação característica, cuja solução fornece o valor da constante de propagação,  $\beta$ , do modo dominante e dos modos de ordem superior.

Analogamente, a análise numérica da linha de lâminas bilaterais é efetuada com a aplicação do método dos momentos e de Galerkin. Neste caso, as componentes tangenciais de campo elétrico,  $\tilde{E}_x(\alpha_n)$  e  $\tilde{E}_z(\alpha_n)$ , são expandidas em termos de funções de base conhecidas,  $\tilde{E}_{xm}(\alpha_n)$  e  $\tilde{E}_{zn}(\alpha_n)$ , com coeficientes de expansão,  $c_m$  e  $d_n$ , desconhecidos. Temos que :

$$\tilde{E}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{E}_{xm}(\alpha_n) \quad (2.59)$$

$$\tilde{E}_z(\alpha_n) = \sum_{n=1}^N d_n \tilde{E}_{zn}(\alpha_n) \quad (2.60)$$

onde  $\tilde{E}_{xm}(\alpha_n)$  e  $\tilde{E}_{zn}(\alpha_n)$  são as transformadas de Fourier de  $E_{xm}(x)$  e  $E_{zn}(x)$ , respectivamente. As funções de base devem ser escolhidas de modo que as suas transformadas inversas de Fourier sejam não-nulas apenas para  $\|x\| < s$ .

Substituindo (2.59) e (2.60) em (2.49) e (2.50) e seguindo o procedimento usual do domínio espectral, conforme foi descrito para a linha de microfita, determina-se a equação matricial homogênea para os coeficientes de expansão desconhecidos. As constantes de propagação são as raízes dessa

equação quando o determinante da matriz de coeficientes iguala a zero.

A escolha das funções de base é importante para a eficiência numérica do método. A precisão dos resultados pode ser, sistematicamente, melhorada elevando-se os valores de M e N. Entretanto, quanto mais próxima a função de base for da distribuição de corrente (ou de campo), na estrutura analisada, isto é,  $J_{xm}$  de  $J_x$  e  $J_{zn}$  de  $J_z$  (ou  $E_{xm}$  de  $E_x$  e  $E_{zn}$  de  $E_z$ ), tanto menores serão os valores de M e N, tornando o método mais eficiente.

## CAPÍTULO 3

### ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE MICROFITA SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS

#### 3.1 INTRODUÇÃO

O método dos potenciais vetoriais de Hertz no domínio espectral, descrito no Capítulo 2, é usado na determinação das características de propagação de linhas de microfita ("microstrip lines") sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados.

São analisadas estruturas de linhas de microfita isoladas (Fig. 3.1) e de linhas de microfita acopladas (Fig. 3.2).

Supomos que o material ferrimagnético está operando sob pequenos sinais, em frequências distantes da ressonância giromagnética, magneticamente saturado pelo campo de polarização dc externo aplicado e que apresenta efeitos desmagnetizantes desprezíveis.

No estudo de linhas de microfita isoladas, a análise espectral é usada para calcular a dependência em frequência da constante de propagação normalizada e, a partir daí, obter o comportamento em frequência da impedância característica.

A análise de linhas de microfita acopladas sobre ferrita determina as características de dispersão e as impedâncias características dos modos par e ímpar. Estes modos correspondem às excitações de fase e antifase, respectivamente, de duas fitas condutoras por duas fontes idênticas.

#### 3.2 APLICAÇÃO DO MÉTODO DOS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ NA OBTENÇÃO DAS COMPONENTES DA FUNÇÃO DIÁDICA DE GREEN

Na Fig. 3.1 e na Fig. 3.2, o substrato ferrimagnético (região 1) possui permeabilidade tensorial  $\bar{\mu}$  e permissividade

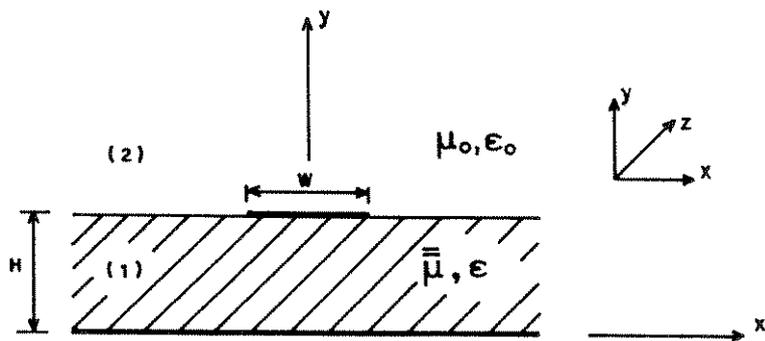


Fig. 3.1 Seção transversal de linha de microfita isolada sobre ferrita

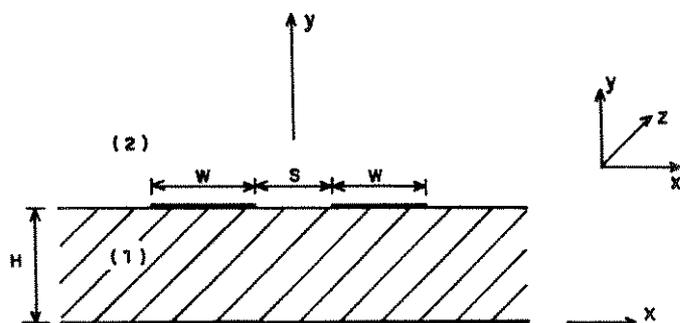


Fig. 3.2 Seção transversal de linha de microfita acoplada sobre ferrita

escalar  $\epsilon$ . A região 2 é o ar, com parâmetros  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$ . Os condutores e a ferrita são considerados perfeitos, sendo desprezadas as perdas e a espessura das fitas condutoras. Supomos que as estruturas se estendem indefinidamente nas direções  $x$  e  $z$ .

A ferrita é descrita pelo tensor de Polder que estabelece as propriedades magnéticas do material de acordo com a orientação do campo magnético estático de polarização aplicado.

As expressões para os campos elétrico e magnético no meio ferrimagnético são obtidas de (2.18) e (2.19). As expressões para os campos no meio 2 (ar) são obtidas como um caso particular daquelas referentes ao substrato ferrimagnético ( $\mu=\mu_0$  e  $k=0$ ).

Com todas as componentes de campo escritas no domínio espectral, as equações de onda são integradas e as constantes de integração são determinadas aplicando-se as condições de contorno em  $y=0$  e  $y=H$ , dadas por:

$$\hat{y} \times \bar{E}_1(x, 0) = 0, \text{ para todo } x. \quad (3.1)$$

$$\hat{y} \times [\bar{E}_1(x, H) - \bar{E}_2(x, H)] = 0, \text{ para } \|x\| > \frac{w}{2} \quad (3.2)$$

$$\hat{y} \times [\bar{H}_1(x, H) - \bar{H}_2(x, H)] = -\bar{J}_s(x, H), \text{ para } \|x\| < \frac{w}{2} \quad (3.3)$$

onde  $w$  é a largura da fita condutora e  $\bar{J}_s$  é a densidade superficial de corrente na fita condutora.

Aplicando-se as condições de contorno às estruturas analisadas, as componentes da função diádica de Green definidas em (2.46) e (2.47) são obtidas considerando-se que os potenciais vetoriais de Hertz estão orientados na direção de magnetização da ferrita, para campos eletromagnéticos propagando-se nas direções positiva e negativa de  $z$ . Assim, investigamos as propriedades não-recíprocas da estrutura.

### 3.2.1 OS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ ESTÃO ORIENTADOS AO LONGO DO EIXO X

Considerando-se que a ferrita está magneticamente saturada, magnetizada segundo a direção de x, o tensor permeabilidade magnética da ferrita,  $\bar{\mu}$ , é definido por [19]:

$$\bar{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu & jk \\ 0 & -jk & \mu \end{vmatrix} \quad (3.4)$$

cujas componentes são dadas por:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \frac{f_M \cdot f_L}{f_L^2 - f^2} \quad (3.5)$$

$$\frac{k}{\mu_0} = - \frac{f_M \cdot f}{f_L^2 - f^2} \quad (3.6)$$

onde

$$f_M = \gamma(4\pi M_s) \text{ , em GHz} \quad (3.7)$$

$$f_L = \gamma H_0 \text{ , em GHz} \quad (3.8)$$

f : frequência de operação, em GHz.

Temos ainda que  $H_0$  é o campo magnético estático externo aplicado, em Oe,  $4\pi M_s$  é a magnetização de saturação da ferrita, em G, e  $\gamma$  é a razão giromagnética dada por  $\gamma=1,4g$  , em GHz/kOe, onde g é o fator de Landé.

Os potenciais vetoriais de Hertz elétrico,  $\bar{\Pi}_e$ , e magnético,  $\bar{\Pi}_h$ , são agora expressos na forma:

$$\bar{\Pi}_e = \Pi_e \hat{x} \quad (3.9)$$

$$\bar{\Pi}_h = \Pi_h \hat{x} \quad (3.10)$$

Desenvolvendo as equações (2.18) e (2.19), e com os índices 1 e 2 denotando, respectivamente, grandezas no meio 1 (ferrita,  $y < H$ ) e no meio 2 (ar,  $y > H$ ), obtemos as componentes de campo, ao longo das direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ , para campos eletromagnéticos propagando-se na direção positiva do eixo  $z$ ,  $\exp(-j\beta z)$ , dadas por:

$$E_{1x} = \frac{\mu_o}{\mu} \left[ \frac{\partial^2 \Pi_{e1}}{\partial x^2} + k_2^2 \Pi_{e1} \right] \quad (3.11)$$

$$E_{1y} = \frac{\mu_o}{\mu} \frac{\partial^2 \Pi_{e1}}{\partial x \partial y} - j\omega\mu \frac{\partial \Pi_{h1}}{\partial z} \quad (3.12)$$

$$E_{1z} = \frac{\mu_o}{\mu} \frac{\partial^2 \Pi_{e1}}{\partial x \partial z} + j\omega\mu \frac{\partial \Pi_{h1}}{\partial y} \quad (3.13)$$

$$H_{1x} = \frac{\partial^2 \Pi_{h1}}{\partial x^2} + k_3^2 \Pi_{h1} \quad (3.14)$$

$$H_{1y} = \frac{\partial^2 \Pi_{h1}}{\partial x \partial y} + j\omega \frac{\mu_o}{\mu} \epsilon \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial z} - \omega \frac{\mu_o}{\mu} \frac{k}{\mu} \epsilon \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial y} \quad (3.15)$$

$$H_{1z} = \frac{\partial^2 \Pi_{h1}}{\partial x \partial z} - j\omega \frac{\mu_o}{\mu} \epsilon \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial y} - \omega \frac{\mu_o}{\mu} \frac{k}{\mu} \epsilon \frac{\partial \Pi_{e1}}{\partial z} \quad (3.16)$$

$$E_{2x} = \frac{\partial^2 \Pi_{e2}}{\partial x^2} + k_o^2 \Pi_{e2} \quad (3.17)$$

$$E_{2y} = \frac{\partial^2 \Pi_{e2}}{\partial x \partial y} - j\omega\mu_o \frac{\partial \Pi_{h2}}{\partial z} \quad (3.18)$$

$$E_{2z} = \frac{\partial^2 \Pi_{e2}}{\partial x \partial z} + j\omega\mu_0 \frac{\partial \Pi_{h2}}{\partial y} \quad (3.19)$$

$$H_{2x} = \frac{\partial^2 \Pi_{h2}}{\partial x^2} + k_0^2 \Pi_{h2} \quad (3.20)$$

$$H_{2y} = \frac{\partial^2 \Pi_{h2}}{\partial x \partial y} + j\omega\epsilon_0 \frac{\partial \Pi_{e2}}{\partial z} \quad (3.21)$$

$$H_{2z} = \frac{\partial^2 \Pi_{h2}}{\partial x \partial z} - j\omega\epsilon_0 \frac{\partial \Pi_{e2}}{\partial y} \quad (3.22)$$

com

$$k_3^2 = \omega^2 \mu \epsilon \quad (3.23)$$

sendo  $\Pi_{h1}$ ,  $\Pi_{e1}$ ,  $k_0^2$  e  $k_2^2$  dados por (2.26), (2.27), (2.43) e (2.45), respectivamente.

Considerando-se (2.24) a (2.27), as componentes de campo descritas em (3.11) a (3.22), no domínio espectral, são escritas na forma:

$$\tilde{E}_{1x}(\alpha, y) = \frac{\mu_0}{\mu} (k_2^2 - \alpha^2) \tilde{g}_1(\alpha, y) \quad (3.24)$$

$$\tilde{E}_{1y}(\alpha, y) = -\omega\mu\beta \tilde{f}_1(\alpha, y) + j\alpha \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\partial}{\partial y} \tilde{g}_1(\alpha, y) \quad (3.25)$$

$$\tilde{E}_{1z}(\alpha, y) = j\omega\mu \frac{\partial}{\partial y} \tilde{f}_1(\alpha, y) + \alpha\beta \frac{\mu_0}{\mu} \tilde{g}_1(\alpha, y) \quad (3.26)$$

$$\tilde{H}_{1x}(\alpha, y) = (k_3^2 - \alpha^2) \tilde{f}_1(\alpha, y) \quad (3.27)$$

$$\tilde{H}_{1y}(\alpha, y) = j\alpha \frac{\partial}{\partial y} \tilde{f}_1(\alpha, y) + \omega \frac{\mu_0}{\mu} \epsilon \left[ \beta \tilde{g}_1(\alpha, y) - \frac{k}{\mu} \frac{\partial}{\partial y} \tilde{g}_1(\alpha, y) \right] \quad (3.28)$$

$$\tilde{H}_{1z}(\alpha, Y) = \alpha\beta\tilde{f}_1(\alpha, Y) - j\omega\frac{\mu_0}{\mu}\epsilon\left[\frac{\partial}{\partial Y}\tilde{g}_1(\alpha, Y) - \beta\frac{k}{\mu}\tilde{g}_1(\alpha, Y)\right] \quad (3.29)$$

$$\tilde{E}_{2x}(\alpha, Y) = (k_0^2 - \alpha^2)\tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.30)$$

$$\tilde{E}_{2y}(\alpha, Y) = -\omega\mu_0\beta\tilde{f}_2(\alpha, Y) + j\alpha\frac{\partial}{\partial Y}\tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.31)$$

$$\tilde{E}_{2z}(\alpha, Y) = j\omega\mu_0\frac{\partial}{\partial Y}\tilde{f}_2(\alpha, Y) + \alpha\beta\tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.32)$$

$$\tilde{H}_{2x}(\alpha, Y) = (k_0^2 - \alpha^2)\tilde{f}_2(\alpha, Y) \quad (3.33)$$

$$\tilde{H}_{2y}(\alpha, Y) = j\alpha\frac{\partial}{\partial Y}\tilde{f}_2(\alpha, Y) + \omega\epsilon_0\beta\tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.34)$$

$$\tilde{H}_{2z}(\alpha, Y) = \alpha\beta\tilde{f}_2(\alpha, Y) - j\omega\epsilon_0\frac{\partial}{\partial Y}\tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.35)$$

onde as funções  $\tilde{f}_1(\alpha, Y)$ ,  $\tilde{g}_1(\alpha, Y)$ ,  $\tilde{f}_2(\alpha, Y)$  e  $\tilde{g}_2(\alpha, Y)$  obedecem, respectivamente, às equações:

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2}\tilde{f}_1(\alpha, Y) - \gamma_h^2\tilde{f}_1(\alpha, Y) = 0 \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2}\tilde{g}_1(\alpha, Y) - \gamma_e^2\tilde{g}_1(\alpha, Y) = 0 \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2}\tilde{f}_2(\alpha, Y) - \gamma_0^2\tilde{f}_2(\alpha, Y) = 0 \quad (3.38)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2}\tilde{g}_2(\alpha, Y) - \gamma_0^2\tilde{g}_2(\alpha, Y) = 0 \quad (3.39)$$

onde  $\gamma_o^2$ ,  $\gamma_e^2$  e  $\gamma_h^2$  estão definidas em (2.38) a (2.42).

No domínio espectral, as condições de contorno definidas em (3.1) a (3.3) que devem ser obedecidas pelos campos são dadas por:

$$\tilde{E}_{1x}(\alpha, 0) = 0 \quad (3.40)$$

$$\tilde{E}_{1z}(\alpha, 0) = 0 \quad (3.41)$$

$$\tilde{E}_{1x}(\alpha, H) = \tilde{E}_{2x}(\alpha, H) \quad (3.42)$$

$$\tilde{E}_{1z}(\alpha, H) = \tilde{E}_{2z}(\alpha, H) \quad (3.43)$$

$$\tilde{H}_{2z}(\alpha, H) - \tilde{H}_{1z}(\alpha, H) = \tilde{J}_x(\alpha, H) \quad (3.44)$$

$$\tilde{H}_{2x}(\alpha, H) - \tilde{H}_{1x}(\alpha, H) = -\tilde{J}_z(\alpha, H) \quad (3.45)$$

Após substituir (2.30) a (2.33) em (3.24) a (3.35) e impor as condições de contorno definidas em (3.40) a (3.45), obtemos  $A'(\alpha)=C'(\alpha)=0$ , eliminando, assim, duas constantes de integração que aparecem em (2.30) e (2.31). As equações para a determinação de  $A(\alpha)$ ,  $B(\alpha)$ ,  $C(\alpha)$  e  $D(\alpha)$  em termos de  $\tilde{J}_x(\alpha, H)$  e  $\tilde{J}_z(\alpha, H)$ , na forma matricial, são escritas como:

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A(\alpha) \\ B(\alpha) \\ C(\alpha) \\ D(\alpha) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{J}_x(\alpha, H) \\ -\tilde{J}_z(\alpha, H) \end{vmatrix} \quad (3.46)$$

onde

$$a_{11} = a_{12} = a_{43} = a_{44} = 0 \quad (3.47)$$

$$a_{13} = \frac{\mu_o}{\mu} (k_2^2 - \alpha^2) \sinh(\gamma_e H) \quad (3.48)$$

$$a_{14} = -a_{42} = -(k_0^2 - \alpha^2) \quad (3.49)$$

$$a_{21} = j\omega\mu\gamma_h \sinh(\gamma_h H) \quad (3.50)$$

$$a_{22} = \frac{\epsilon_0}{\mu_0} a_{34} = j\omega\mu_0\gamma_0 \quad (3.51)$$

$$a_{23} = \alpha\beta \frac{\mu_0}{\mu} \sinh(\gamma_e H) \quad (3.52)$$

$$a_{24} = -a_{32} = -\alpha\beta \quad (3.53)$$

$$a_{31} = -\alpha\beta \cosh(\gamma_h H) \quad (3.54)$$

$$a_{33} = j\omega \frac{\mu_0}{\mu} \epsilon \left[ -\beta \frac{k}{\mu} \sinh(\gamma_e H) + \gamma_e \cosh(\gamma_e H) \right] \quad (3.55)$$

$$a_{41} = -(k_3^2 - \alpha^2) \cosh(\gamma_h H) \quad (3.56)$$

Com a solução de (3.46) obtemos, após manipulações algébricas, as constantes de integração expressas como seguem:

$$A(\alpha) = - \frac{1}{(k_3^2 - \alpha^2) \cosh(\gamma_h H) \Delta} \left[ (k_0^2 - \alpha^2) g_1 \bar{J}_x + (\alpha\beta g_1 + j\omega\mu_0\gamma_0 g_2) \bar{J}_z \right] \quad (3.57)$$

$$B(\alpha) = - \frac{1}{\Delta} \left\{ g_1 \bar{J}_x + \left[ \frac{\alpha\beta}{(k_3^2 - \alpha^2)} g_1 - \frac{j\omega\mu\gamma_h}{(k_3^2 - \alpha^2)} g_2 \tanh(\gamma_h H) \right] \bar{J}_z \right\} \quad (3.58)$$

$$C(\alpha) = \frac{\mu}{\mu_0} \frac{(k_0^2 - \alpha^2)}{(k_2^2 - \alpha^2) \sinh(\gamma_e H) \Delta} \left[ g_3 \bar{J}_x - \frac{\alpha\beta}{(k_3^2 - \alpha^2)} g_4 \bar{J}_z \right] \quad (3.59)$$

$$D(\alpha) = \frac{1}{\Delta} \left[ g_3 \tilde{J}_x - \frac{\alpha\beta}{(k_3^2 - \alpha^2)} g_4 \tilde{J}_z \right] \quad (3.60)$$

sendo

$$g_1 = \alpha\beta \left[ 1 - \frac{(k_o^2 - \alpha^2)}{(k_2^2 - \alpha^2)} \right] \quad (3.61)$$

$$g_2 = j\omega\epsilon_o \left\{ \gamma_o + \left( \frac{k_1}{k_o} \right)^2 \frac{(k_o^2 - \alpha^2)}{(k_2^2 - \alpha^2)} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e H) - \beta \frac{k}{\mu} \right] \right\} \quad (3.62)$$

$$g_3 = -j\omega\mu_o \left[ \gamma_o + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_o} \frac{(k_o^2 - \alpha^2)}{(k_3^2 - \alpha^2)} \tanh(\gamma_h H) \right] \quad (3.63)$$

$$g_4 = j\omega\mu_o \left[ \gamma_o + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_o} \tanh(\gamma_h H) \right] \quad (3.64)$$

$$g_5 = \alpha\beta \left[ 1 - \frac{(k_o^2 - \alpha^2)}{(k_3^2 - \alpha^2)} \right] \quad (3.65)$$

$$\Delta = g_2 g_3 - g_1 g_5 \quad (3.66)$$

Substituindo (3.57) a (3.60) nas expressões para  $\tilde{E}_{1x}(\alpha, H)$  e  $\tilde{E}_{1z}(\alpha, H)$  [ou  $\tilde{E}_{2x}(\alpha, H)$  e  $\tilde{E}_{2z}(\alpha, H)$ ], encontramos duas equações na forma definida em (2.46) e (2.47) com as componentes da função diádica de Green dadas por:

$$\tilde{Z}_{xx}(\alpha, \beta) = F_1/\Delta \quad (3.67)$$

$$\tilde{Z}_{xz}(\alpha, \beta) = F_2/\Delta \quad (3.68)$$

$$\bar{Z}_{zx}(\alpha, \beta) = \left[ \frac{\alpha\beta}{(k_2^2 - \alpha^2)} F_1 - j\omega\mu\gamma_h F_3 \right] / \Delta \quad (3.69)$$

$$\bar{Z}_{zz}(\alpha, \beta) = \left[ \frac{\alpha\beta}{(k_2^2 - \alpha^2)} F_2 - j\omega\mu\gamma_h F_4 \right] / \Delta \quad (3.70)$$

onde

$$F_1 = (k_0^2 - \alpha^2) g_3 \quad (3.71)$$

$$F_2 = -\alpha\beta \frac{(k_0^2 - \alpha^2)}{(k_3^2 - \alpha^2)} g_4 \quad (3.72)$$

$$F_3 = \frac{(k_0^2 - \alpha^2)}{(k_3^2 - \alpha^2)} g_1 \tanh(\gamma_h H) \quad (3.73)$$

$$F_4 = (\alpha\beta g_1 + j\omega\mu_0\gamma_0 g_2) \frac{\tanh(\gamma_h H)}{(k_3^2 - \alpha^2)} \quad (3.74)$$

sendo que as constantes  $g_1, g_2, g_3, g_4, g_5$  e  $\Delta$  foram definidas em (3.61) a (3.66), respectivamente.

Para campos eletromagnéticos propagando-se na direção negativa do eixo  $z$ ,  $\exp(j\beta z)$ , verificamos que  $\bar{Z}'_{xx} = \bar{Z}_{xx}$ ,  $\bar{Z}'_{xz} = -\bar{Z}_{xz}$ ,  $\bar{Z}'_{zx} = -\bar{Z}_{zx}$  e  $\bar{Z}'_{zz} = \bar{Z}_{zz}$  com  $g_2$ , definido em (3.62), substituído por  $g'_2$ , expresso por:

$$g'_2 = j\omega\epsilon_0 \left\{ \gamma_0 + \left( \frac{k_1}{k_0} \right)^2 \frac{(k_0^2 - \alpha^2)}{(k_2^2 - \alpha^2)} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e H) + \beta \frac{k}{\mu} \right] \right\} \quad (3.75)$$

### 3.2.2 OS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ ESTÃO ORIENTADOS AO LONGO DO EIXO Y

Se o campo de polarização é aplicado na direção do eixo y, então o tensor de Polder é dado por:

$$\bar{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & 0 & jk \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -jk & 0 & \mu \end{vmatrix} \quad (3.76)$$

e os potenciais vetoriais de Hertz são considerados na forma:

$$\bar{\Pi}_e = \Pi_e \hat{Y} \quad (3.77)$$

$$\bar{\Pi}_h = \Pi_h \hat{Y} \quad (3.78)$$

As componentes de campo nas direções x, y, e z, no domínio espectral, para campos eletromagnéticos propagando-se na direção positiva do eixo z,  $\exp(-j\beta z)$ , são obtidas de (2.18) e (2.19), considerando-se (2.24) a (2.27), sendo escritas como seguem:

$$\bar{E}_{1x}(\alpha, Y) = \omega\mu\beta\bar{f}_1(\alpha, Y) + j\alpha \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\partial}{\partial Y} \bar{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.79)$$

$$\bar{E}_{1y}(\alpha, Y) = \frac{\mu_0}{\mu} \left[ \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + k_2^2 \right] \bar{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.80)$$

$$\bar{E}_{1z}(\alpha, Y) = \omega\mu\alpha\bar{f}_1(\alpha, Y) - j\beta \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\partial}{\partial Y} \bar{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.81)$$

$$\bar{H}_{1x}(\alpha, Y) = j\alpha \frac{\partial}{\partial Y} \bar{f}_1(\alpha, Y) + \omega \frac{\mu_0}{\mu} \varepsilon \left( j\alpha \frac{k}{\mu} - \beta \right) \bar{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.82)$$

$$\tilde{H}_{1y}(\alpha, Y) = \left[ \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + k_3^2 \right] \tilde{f}_1(\alpha, Y) \quad (3.83)$$

$$\tilde{H}_{1z}(\alpha, Y) = -j\beta \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_1(\alpha, Y) - \omega \frac{\mu_0}{\mu} \varepsilon \left[ j\beta \frac{k}{\mu} + \alpha \right] \tilde{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.84)$$

$$\tilde{E}_{2x}(\alpha, Y) = \omega \mu_0 \beta \tilde{f}_2(\alpha, Y) + j\alpha \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.85)$$

$$\tilde{E}_{2y}(\alpha, Y) = \left[ \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + k_0^2 \right] \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.86)$$

$$\tilde{E}_{2z}(\alpha, Y) = \omega \mu_0 \alpha \tilde{f}_2(\alpha, Y) - j\beta \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.87)$$

$$\tilde{H}_{2x}(\alpha, Y) = j\alpha \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_2(\alpha, Y) - \omega \varepsilon_0 \beta \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.88)$$

$$\tilde{H}_{2y}(\alpha, Y) = \left[ \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + k_0^2 \right] \tilde{f}_2(\alpha, Y) \quad (3.89)$$

$$\tilde{H}_{2z}(\alpha, Y) = -j\beta \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_2(\alpha, Y) - \omega \varepsilon_0 \alpha \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.90)$$

com as funções  $\tilde{f}_1$  e  $\tilde{g}_1$  dadas por (2.30) a (2.33) e obedecendo às equações (3.36) a (3.39). Utilizando o mesmo procedimento adotado no caso anterior, as condições de contorno são aplicadas em  $y=0$  e na interface ar/ferrita obtendo-se  $A(\alpha)=C(\alpha)=0$  e quatro equações para a determinação dos parâmetros  $A'(\alpha)$ ,  $B(\alpha)$ ,  $C'(\alpha)$  e  $D(\alpha)$  em termos de  $\tilde{J}_x(\alpha, H)$  e  $\tilde{J}_z(\alpha, H)$ . A solução destas equações é mais simples quando comparada com (3.46), obtendo-se as seguintes expressões para as constantes de integração:

$$A'(\alpha) = \frac{\mu_0}{\mu} \frac{1}{\sinh(\gamma_h H)} B(\alpha) \quad (3.91)$$

$$B(\alpha) = \frac{-(j\beta g_7 + \alpha g_8) \bar{J}_x(\alpha, H) + (-j\alpha g_7 + \beta g_8) \bar{J}_z(\alpha, H)}{(\alpha^2 + \beta^2) g_6 g_7} \quad (3.92)$$

$$C'(\alpha) = -\frac{\mu}{\mu_0} \frac{\gamma_0}{\gamma_e \sinh(\gamma_e H)} D(\alpha) \quad (3.93)$$

$$D(\alpha) = -\frac{[\alpha \bar{J}_x(\alpha, H) - \beta \bar{J}_z(\alpha, H)]}{\omega(\alpha^2 + \beta^2) g_7} \quad (3.94)$$

com

$$g_6 = \left[ \gamma_0 + \frac{\mu_0}{\mu} \gamma_h \coth(\gamma_h H) \right] \quad (3.95)$$

$$g_7 = \left[ \epsilon_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_e} \epsilon \coth(\gamma_e H) \right] \quad (3.96)$$

$$g_8 = \left[ \frac{k}{\mu} \frac{\gamma_0}{\gamma_e} \epsilon \coth(\gamma_e H) \right] \quad (3.97)$$

Para esta orientação, com o substrato ferrimagnético polarizado ao longo do eixo  $y$ , os modos TE e TM estão desacoplados, conforme pode ser facilmente deduzido das equações (3.91) e (3.93).

As componentes da função diádica de Green definidas em (2.46) e (2.47) são dadas por:

$$\bar{Z}_{xx}(\alpha, \beta) = j \frac{\alpha\beta}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ -\frac{\beta}{\alpha} F_5 + F_6 + \frac{\alpha}{\beta} F_7 \right] \quad (3.98)$$

$$\bar{Z}_{xz}(\alpha, \beta) = -j \frac{\alpha\beta}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ F_5 + \frac{\beta}{\alpha} F_6 + F_7 \right] \quad (3.99)$$

$$\bar{Z}_{zx}(\alpha, \beta) = -j \frac{\alpha\beta}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ F_5 - \frac{\alpha}{\beta} F_6 + F_7 \right] \quad (3.100)$$

$$\tilde{Z}_{zz}(\alpha, \beta) = j \frac{\alpha\beta}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left( -\frac{\alpha}{\beta} F_5 - F_6 + \frac{\beta}{\alpha} F_7 \right) \quad (3.101)$$

onde

$$F_5 = \omega^2 \mu_0 / g_6 \quad (3.102)$$

$$F_6 = j\omega^2 \mu_0 g_8 / g_6 g_7 \quad (3.103)$$

$$F_7 = \gamma_0 / g_7 \quad (3.104)$$

Para campos eletromagnéticos propagando-se na direção negativa do eixo  $z$ ,  $\exp(j\beta z)$ , as componentes da função diádica de Green são  $\tilde{Z}'_{xx} = \tilde{Z}_{xx}$ ,  $\tilde{Z}'_{xz} = -\tilde{Z}_{xz}$ ,  $\tilde{Z}'_{zx} = -\tilde{Z}_{zx}$  e  $\tilde{Z}'_{zz} = \tilde{Z}_{zz}$  com  $F'_5 = F_5$ ,  $F'_6 = -F_6$  e  $F'_7 = F_7$ .

### 3.2.3 OS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ ESTÃO ORIENTADOS AO LONGO DO EIXO Z

Considerando-se que os potenciais vetoriais de Hertz são definidos por:

$$\bar{\Pi}_e = \Pi_e \hat{z} \quad (3.105)$$

$$\bar{\Pi}_h = \Pi_h \hat{z} \quad (3.106)$$

então, o substrato ferrimagnético, magneticamente saturado pelo campo de polarização externo aplicado na direção  $z$ , apresenta permeabilidade tensorial dada por:

$$\bar{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & jk & 0 \\ -jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{vmatrix} \quad (3.107)$$

As componentes de campo elétrico e magnético, no domínio espectral, são determinadas a partir de (2.18) e (2.19), repetindo-se o procedimento descrito nos casos anteriores. Assim, obtemos:

$$\tilde{E}_{1x}(\alpha, Y) = -j\omega\mu \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_1(\alpha, Y) + \alpha\beta \frac{\mu_0}{\mu} \tilde{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.108)$$

$$\tilde{E}_{1y}(\alpha, Y) = -\omega\mu\alpha\tilde{f}_1(\alpha, Y) - j\beta \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.109)$$

$$\tilde{E}_{1z}(\alpha, Y) = \frac{\mu_0}{\mu} (k_2^2 - \beta^2) \tilde{g}_1(\alpha, Y) \quad (3.110)$$

$$\tilde{H}_{1x}(\alpha, Y) = \alpha\beta\tilde{f}_1(\alpha, Y) + j\omega \frac{\mu_0}{\mu} \epsilon \left( \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_1(\alpha, Y) - \alpha \frac{k}{\mu} \tilde{g}_1(\alpha, Y) \right) \quad (3.111)$$

$$\tilde{H}_{1y}(\alpha, Y) = -j\beta \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_1(\alpha, Y) + \omega \frac{\mu_0}{\mu} \epsilon \left( \alpha\tilde{g}_1(\alpha, Y) - \frac{k}{\mu} \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_1(\alpha, Y) \right) \quad (3.112)$$

$$\tilde{H}_{1z}(\alpha, Y) = (k_3^2 - \beta^2) \tilde{f}_1(\alpha, Y) \quad (3.113)$$

$$\tilde{E}_{2x}(\alpha, Y) = -j\omega\mu_0 \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_2(\alpha, Y) + \alpha\beta \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.114)$$

$$\tilde{E}_{2y}(\alpha, Y) = -\omega\mu_0\alpha\tilde{f}_2(\alpha, Y) - j\beta \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.115)$$

$$\tilde{E}_{2z}(\alpha, Y) = (k_0^2 - \beta^2) \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.116)$$

$$\tilde{H}_{2x}(\alpha, Y) = \alpha\beta\tilde{f}_2(\alpha, Y) + j\omega\epsilon_0 \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.117)$$

$$\tilde{H}_{2y}(\alpha, Y) = -j\beta \frac{\partial}{\partial Y} \tilde{f}_2(\alpha, Y) + \omega\epsilon_0\alpha\tilde{g}_2(\alpha, Y) \quad (3.118)$$

$$\tilde{H}_{2z}(\alpha, y) = (k_o^2 - \beta^2) \tilde{f}_2(\alpha, y) \quad (3.119)$$

Aplicando as condições de contorno a serem atendidas pelos campos, encontramos  $A'(\alpha)=C'(\alpha)=0$  e um sistema de equações, como indicado em (3.46), com

$$a_{11} = -j\omega\mu\gamma_h \sinh(\gamma_h H) \quad (3.120)$$

$$a_{12} = \frac{\epsilon_o}{\mu_o} a_{44} = -j\omega\mu_o\gamma_o \quad (3.121)$$

$$a_{13} = \alpha\beta \frac{\mu_o}{\mu} \sinh(\gamma_e H) \quad (3.122)$$

$$a_{14} = -a_{42} = -\alpha\beta \quad (3.123)$$

$$a_{21} = a_{22} = a_{33} = a_{34} = 0 \quad (3.124)$$

$$a_{23} = \frac{\mu_o}{\mu} (k_2^2 - \beta^2) \sinh(\gamma_e H) \quad (3.125)$$

$$a_{24} = -a_{32} = -(k_o^2 - \beta^2) \quad (3.126)$$

$$a_{31} = -(k_3^2 - \beta^2) \cosh(\gamma_h H) \quad (3.127)$$

$$a_{41} = -\alpha\beta \cosh(\gamma_h H) \quad (3.128)$$

$$a_{43} = j\omega \frac{\mu_o}{\mu} \epsilon \left[ \alpha \frac{k}{\mu} - \gamma_e \coth(\gamma_e H) \right] \sinh(\gamma_e H) \quad (3.129)$$

Procedendo-se de maneira análoga aos casos anteriores, obtemos as seguintes expressões para as constantes de integração:

$$A(\alpha) = \frac{1}{(k_3^2 - \beta^2) \cosh(\gamma_h H) \Delta} \left[ (j\omega\mu_0\gamma_0 g_9 + \alpha\beta g_{10}) \bar{J}_x + (k_0^2 - \beta^2) g_{10} \bar{J}_z \right] \quad (3.130)$$

$$B(\alpha) = -\frac{1}{\Delta} \left\{ [j\omega\mu\gamma_h \tanh(\gamma_h H) g_9 - \alpha\beta g_{10}] \frac{\bar{J}_x}{(k_3^2 - \beta^2)} - g_{10} \bar{J}_z \right\} \quad (3.131)$$

$$C(\alpha) = -\frac{\mu}{\mu_0} \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_2^2 - \beta^2) \sinh(\gamma_e H) \Delta} \left[ \frac{\alpha\beta}{(k_3^2 - \beta^2)} g_{13} \bar{J}_x - g_{12} \bar{J}_z \right] \quad (3.132)$$

$$D(\alpha) = \frac{1}{\Delta} \left[ -\frac{\alpha\beta}{(k_3^2 - \beta^2)} g_{13} \bar{J}_x + g_{12} \bar{J}_z \right] \quad (3.133)$$

$$\Delta = g_9 g_{12} - g_{10} g_{11} \quad (3.134)$$

onde

$$g_9 = j\omega\epsilon_0 \left\{ \gamma_0 + \left( \frac{k_1}{k_0} \right)^2 \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_2^2 - \beta^2)} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e H) - \alpha \frac{k}{\mu} \right] \right\} \quad (3.135)$$

$$g_{10} = \alpha\beta \left[ 1 - \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_2^2 - \beta^2)} \right] \quad (3.136)$$

$$g_{11} = \alpha\beta \left[ 1 - \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} \right] \quad (3.137)$$

$$g_{12} = -j\omega\mu_0 \left[ \gamma_0 + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_0} \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} \tanh(\gamma_h H) \right] \quad (3.138)$$

$$g_{13} = j\omega\mu_0 \left[ \gamma_0 + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_0} \tanh(\gamma_h H) \right] \quad (3.139)$$

As funções de impedância definidas em (2.46) e (2.47) correspondem a:

$$\bar{Z}_{xx}(\alpha, \beta) = \left[ -j\omega\mu\gamma_h F_8 + \frac{\alpha\beta}{(k_2^2 - \beta^2)} F_9 \right] / \Delta \quad (3.140)$$

$$\bar{Z}_{xz}(\alpha, \beta) = \left[ -j\omega\mu\gamma_h F_{10} + \frac{\alpha\beta}{(k_2^2 - \beta^2)} F_{11} \right] / \Delta \quad (3.141)$$

$$\bar{Z}_{zx}(\alpha, \beta) = F_9 / \Delta \quad (3.142)$$

$$\bar{Z}_{zz}(\alpha, \beta) = F_{11} / \Delta \quad (3.143)$$

com

$$F_8 = \left( j\omega\mu_0\gamma_0 g_9 + \alpha\beta g_{10} \right) \frac{\tanh(\gamma_h H)}{(k_3^2 - \beta^2)} \quad (3.144)$$

$$F_9 = -\alpha\beta \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} g_{13} \quad (3.145)$$

$$F_{10} = \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} g_{10} \tanh(\gamma_h H) \quad (3.146)$$

$$F_{11} = (k_0^2 - \beta^2) g_{12} \quad (3.147)$$

Quando os campos eletromagnéticos se propagam na direção negativa do eixo  $z$ ,  $\exp(j\beta z)$ , as componentes da função diádica de Green são:  $\bar{Z}'_{xx} = \bar{Z}_{xx}$ ,  $\bar{Z}'_{xz} = -\bar{Z}_{xz}$ ,  $\bar{Z}'_{zx} = -\bar{Z}_{zx}$  e  $\bar{Z}'_{zz} = \bar{Z}_{zz}$ .

### 3.3 CONCLUSÕES

O método dos potenciais vetoriais de Hertz, no domínio da transformada de Fourier, foi usado na análise de linhas de

microfita isoladas e de linhas de microfita acopladas sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados. Neste método, os campos elétricos e magnéticos são obtidos a partir dos potenciais vetoriais de Hertz com componentes apenas segundo a direção de magnetização da ferrita. Para cada caso considerado, foram obtidas as expressões das componentes da matriz impedância na interface ar/ferrita. O conhecimento das funções de impedância  $\tilde{Z}_{xx}$ ,  $\tilde{Z}_{xz}$ ,  $\tilde{Z}_{zx}$  e  $\tilde{Z}_{zz}$  conduz, com a aplicação do método de Galerkin, à determinação da permissividade efetiva e da impedância característica. Resultados numéricos são apresentados, a seguir, no Capítulo 4.

## CAPÍTULO 4

### RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE MICROFITA ISOLADAS E LINHAS DE MICROFITA ACOPLADAS SOBRE FERRITAS

#### 4.1 INTRODUÇÃO

A formulação do problema para a determinação das componentes da função diádica de Green no estudo de linhas de microfita, conforme indicada em (2.46) e (2.47), foi efetuada, para cada orientação considerada, seguindo um procedimento teórico.

Entretanto, a obtenção das características de propagação das estruturas em análise envolve um problema numérico cuja solução é implementada através da aplicação do método de Galerkin, no domínio da transformada de Fourier [3], [9].

A utilização da técnica numérica do método dos momentos permite que as densidades de corrente elétrica sejam expandidas em séries infinitas, usando funções de base adequadas e com as funções de teste iguais às funções de base (método de Galerkin), gerando uma equação matricial homogênea com coeficientes desconhecidos, conforme descrito no Capítulo 2.

Assim, conhecidas as componentes da função diádica de Green, a constante de fase normalizada é então determinada, usando o método de Galerkin. Em seguida, é possível determinar a impedância característica, uma vez que os campos estão bem definidos. Por conseguinte, a estrutura em estudo pode ter o seu comportamento analisado através destes parâmetros.

Neste capítulo, apresentaremos curvas de dispersão da constante de fase normalizada e da impedância característica para estruturas de linhas de microfita isoladas e de linhas de microfita acopladas sobre substratos ferrimagnéticos com polarização segundo as três direções principais do sistema de coordenadas cartesianas.

## 4.2 DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE FASE NORMALIZADA

Para a obtenção dos resultados numéricos apresentados e discutidos neste capítulo, foram elaborados programas e subrotinas computacionais, em linguagem FORTRAN-77, para microcomputador, de forma a permitir a solução da equação característica associada às equações simultâneas (2.53) e (2.54). As raízes da equação foram determinadas através de uma subrotina numérica usando o método de Muller. As constantes de propagação normalizadas,  $\beta/k_0$ , são as raízes da equação característica quando o determinante da matriz de coeficientes iguala a zero. Nas vizinhanças da frequência de ressonância, os resultados numéricos foram obtidos dentro dos limites de convergência impostos pelas subrotinas utilizadas.

Na expansão das componentes de densidade de corrente na fita condutora,  $J_x$  e  $J_z$ , indicadas em (2.46) e (2.47), consideramos as funções de base definidas por [54]:

$$J_x(x) = \begin{cases} \frac{\text{sen} \left[ m\pi \left( \frac{2x}{w} + 1 \right) \right]}{[1 - (2x/w)^2]^{1/2}} & , \text{ para } \|x\| < \frac{w}{2} \\ 0 & , \text{ para } \|x\| > \frac{w}{2} \end{cases} \quad (4.1)$$

$$J_z(x) = \begin{cases} \frac{\cos \left[ (m-1)\pi \left( \frac{2x}{w} + 1 \right) \right]}{[1 - (2x/w)^2]^{1/2}} & , \text{ para } \|x\| < \frac{w}{2} \\ 0 & , \text{ para } \|x\| > \frac{w}{2} \end{cases} \quad (4.2)$$

onde  $m = 1, 2, 3, \dots$  e  $w$  é a largura da fita condutora.

As transformadas de Fourier correspondentes a (4.1) e (4.2) são dadas, respectivamente, por:

$$\tilde{J}_x(\alpha) = j\Pi \frac{w}{4} (-1)^m \left[ J_0 \left( \alpha \frac{w}{2} + m\Pi \right) - J_0 \left( \alpha \frac{w}{2} - m\Pi \right) \right] \quad (4.3)$$

$$\tilde{J}_z(\alpha) = \Pi \frac{w}{4} (-1)^{(m-1)} \left\{ J_0 \left[ \alpha \frac{w}{2} + (m-1)\Pi \right] + J_0 \left[ \alpha \frac{w}{2} - (m-1)\Pi \right] \right\} \quad (4.4)$$

onde  $J_0(x)$  é a função de Bessel de ordem zero e argumento  $x$ .

As técnicas analíticas usadas para análise de onda completa de linhas de microfita isoladas podem ser empregadas na análise de linhas de microfita acopladas. Sua aplicação difere na escolha das funções de base utilizadas para representar as densidades de corrente na estrutura [6].

No estudo de linhas de microfita paralelas acopladas sobre ferrita, consideramos as funções de base definidas por [6] para representar as densidades de corrente em cada fita, no domínio da transformada de Fourier, dadas por:

$$\tilde{J}_x(\alpha) = \begin{cases} 0,5 & , \text{ para modo par.} \\ j0,5 & , \text{ para modo ímpar.} \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\tilde{J}_z(\alpha) = \begin{cases} J_0(\alpha w/2) \cos \alpha \left( \frac{w+s}{2} \right) & , \text{ para modo par.} \\ J_0(\alpha w/2) \sin \alpha \left( \frac{w+s}{2} \right) & , \text{ para modo ímpar.} \end{cases} \quad (4.6)$$

onde  $w$  representa a largura da fita condutora e  $s$  representa a separação entre as fitas.

No estudo de linhas de microfita isoladas e acopladas, a escolha das funções de base é fundamental tendo em vista a eficiência numérica do método adotado. Resultados bastante precisos podem ser obtidos, desprezando-se a densidade superficial de corrente transversal ( $\tilde{J}_x \approx 0$ ) e considerando-se

somente a densidade superficial de corrente longitudinal,  $\tilde{J}_z$ . [3], [6].

#### 4.3 DETERMINAÇÃO DA IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA

Uma solução rigorosa para a determinação da impedância característica de uma linha de microfita é obtida com a aplicação do método de Galerkin no domínio da transformada de Fourier.

Conhecendo-se o valor da constante de propagação, a impedância característica,  $Z_0$ , é obtida usando-se a definição que relaciona o fluxo de potência,  $P$ , no plano transversal à direção de propagação e a corrente longitudinal,  $I$ , na estrutura considerada. Temos que [9], [30]:

$$Z_0 = 2P/I^2 \quad (4.7)$$

A potência média é obtida do vetor de Poynting complexo, sendo dada por [30]:

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \iint (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dy dx \quad (4.8)$$

onde  $\bar{E}(\bar{H})$  representa o campo elétrico (magnético), e " \* " significa complexo conjugado. Esta relação pode ser escrita no domínio da transformada de Fourier, usando-se o teorema de Parseval como segue:

$$P = \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \iint [\tilde{E}_x(\alpha, \gamma) \tilde{H}_y^*(\alpha, \gamma) - \tilde{E}_y(\alpha, \gamma) \tilde{H}_x^*(\alpha, \gamma)] dy d\alpha \quad (4.9)$$

e a integração com respeito a  $y$  pode ser resolvida analiticamente. Isto fornece uma equação que é calculada numericamente para cada região considerada.

O estudo para o cálculo da impedância característica é efetuado, separadamente, considerando-se o campo magnético do externo aplicado segundo as três orientações principais da microfita.

Todas as componentes de campo em (4.9) podem ser obtidas através das expressões (3.24)-(3.35), (3.79)-(3.90) ou (3.108)-(3.119), dependendo da orientação considerada.

A corrente definida em (4.7) é obtida integrando-se a componente x da corrente longitudinal, sendo dada por:

$$I = \int_{-w/2}^{w/2} J_z(x) dx \quad (4.10)$$

Considerando-se, como exemplo, uma linha de microfita sobre ferrita magnetizada na direção y e substituindo-se (3.79), (3.80), (3.82) e (3.83) em (4.9), obtemos o fluxo de potência no plano transversal à direção de propagação na região 1 (ferrita) da Fig.3.1. Da mesma forma, substituindo-se (3.85), (3.86), (3.88) e (3.89) em (4.9), obtemos o fluxo de potência no plano transversal à direção de propagação na região 2 (ar) da Fig.3.1.

A potência na região 1 (ferrita), após vários desenvolvimentos matemáticos, é dada por:

$$P_1 = \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} (P_{11} + P_{12} + P_{13} + P_{14}) d\alpha \quad (4.11)$$

onde

$$P_{11} = C'(\alpha) A'^*(\alpha) j\alpha \frac{\mu_0}{\mu} \gamma_e \frac{[(\gamma_h^*)^2 + k_3^2]}{[\gamma_e^2 - (\gamma_h^*)^2]} F_{11} \quad (4.12)$$

$$P_{12} = A'(\alpha) A'^*(\alpha) \omega\mu\beta \frac{[(\gamma_h^*)^2 + k_3^2]}{[\gamma_h^2 - (\gamma_h^*)^2]} F_{12} \quad (4.13)$$

$$P_{13} = C'(\alpha)A'^*(\alpha)j\alpha \frac{\mu_o}{\mu} \gamma_h^* \frac{(\gamma_e^2 + k_2^2)}{[\gamma_e^2 - (\gamma_h^*)^2]} F_{13} \quad (4.14)$$

$$P_{14} = C'(\alpha)C'^*(\alpha)(j\alpha \frac{k}{\mu} + \beta)\omega \left[ \frac{\mu_o}{\mu} \right]^2 \epsilon \frac{(\gamma_e^2 + k_2^2)}{[\gamma_e^2 - (\gamma_e^*)^2]} F_{14} \quad (4.15)$$

com

$$F_{11} = \gamma_e \cosh(\gamma_e H) \sinh(\gamma_h^* H) - \gamma_h^* \sinh(\gamma_e H) \cosh(\gamma_h^* H) \quad (4.16)$$

$$F_{12} = \gamma_h \cosh(\gamma_h H) \sinh(\gamma_h^* H) - \gamma_h^* \sinh(\gamma_h H) \cosh(\gamma_h^* H) \quad (4.17)$$

$$F_{13} = \gamma_e \sinh(\gamma_e H) \cosh(\gamma_h^* H) - \gamma_h^* \cosh(\gamma_e H) \sinh(\gamma_h^* H) \quad (4.18)$$

$$F_{14} = \gamma_e \sinh(\gamma_e H) \cosh(\gamma_e^* H) - \gamma_e^* \cosh(\gamma_e H) \sinh(\gamma_e^* H) \quad (4.19)$$

A potência na região 2 (ar) é obtida como segue:

$$P_2 = \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} (P_{21} + P_{22} + P_{23} + P_{24}) d\alpha \quad (4.20)$$

onde

$$P_{21} = B(\alpha)B^*(\alpha)\omega\mu_o\beta \frac{[k_o^2 + (\gamma_o^*)^2]}{(\gamma_o + \gamma_o^*)} \quad (4.21)$$

$$P_{22} = D(\alpha)D^*(\alpha)\omega\epsilon_o\beta \frac{(k_o^2 + \gamma_o^2)}{(\gamma_o + \gamma_o^*)} \quad (4.22)$$

$$P_{23} = -D(\alpha)B^*(\alpha)j\alpha\gamma_o \frac{[k_o^2 + (\gamma_o^*)^2]}{(\gamma_o + \gamma_o^*)} \quad (4.23)$$

$$P_{24} = -D(\alpha)B^*(\alpha)j\alpha\gamma_o^* \frac{(k_o^2 + \gamma_o^2)}{(\gamma_o + \gamma_o^*)} \quad (4.24)$$

Os parâmetros que aparecem em (4.12) a (4.24) já foram definidos nas seções anteriores do Capítulo 2 e do Capítulo 3 deste trabalho.

O fluxo total de potência na estrutura é determinado, resolvendo-se numericamente as equações (4.11) e (4.20).

Em seguida, a impedância característica para o modo fundamental é determinada na equação (4.7) cujos resultados são obtidos através do cálculo computacional.

Um procedimento análogo ao que foi descrito é adotado no estudo de linhas de microfita sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados segundo as direções x e z do sistema de coordenadas cartesianas.

Na análise de linhas de microfita acopladas, as impedâncias características para os modos par e ímpar são também determinadas a partir da definição potência-corrente como indicado em (4.7) para linhas de microfita isoladas [6], [39]. Neste caso, P representa a potência média transportada ao longo da estrutura analisada e I é a corrente longitudinal em cada fita.

#### 4.4 RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE MICROFITA ISOLADAS SOBRE FERRITAS

Nesta seção, os resultados numéricos para a constante de fase normalizada,  $\beta/k_o$ , e para a impedância característica,  $Z_o$ , usando o método dos potenciais vetoriais de Hertz e o método de Galerkin, no domínio espectral, foram obtidos em função de vários parâmetros estruturais e da orientação do campo magnético externo de polarização da ferrita.

Consideramos como substrato, uma ferrita comercial [25]

com permissividade elétrica relativa  $\epsilon_r = 12,7$ , magnetização de saturação  $4\pi M_s = 2150$  G e fator de Landé  $g = 2,04$ .

Os resultados foram obtidos considerando-se 300 termos espectrais,  $M = N = 300$  nas eqs. (2.53) e (2.54), uma componente de corrente  $\bar{J}_x$  e uma componente de corrente  $\bar{J}_z$ ,  $m = 1$  nas eqs. (4.1)-(4.4). Verificamos, numericamente, que esta escolha conduz a resultados precisos.

#### 4.4.1 LINHA DE MICROFITA ISOLADA SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO TRANSVERSAL PARALELA AO PLANO DE TERRA

As figs. 4.1 e 4.2 mostram a influência do campo magnético estático de polarização, aplicado na direção  $x$ , nas características de propagação da estrutura considerada. Observa-se que a constante de fase normalizada e a impedância característica crescem com a frequência, não só para frequências abaixo da frequência de ressonância, como também para frequências acima da frequência de ressonância. Para uma dada frequência, a inspeção das curvas indica que um aumento na intensidade do campo magnético provoca uma redução nos valores de constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e de impedância característica,  $Z_0$ .

A dependência da constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e da impedância característica,  $Z_0$ , com a frequência, tendo como parâmetro, a magnetização de saturação é ilustrada nas Figs. 4.3 e 4.4. As curvas foram traçadas para (1)  $4\pi M_s = 1200$  G, (2)  $4\pi M_s = 1720$  G e (3)  $4\pi M_s = 2150$  G. Um campo magnético estático de polarização com intensidade  $H_0 = 1290$  Oe é aplicado ao longo da direção  $x$ . Verifica-se que, aumentando-se o valor de  $4\pi M_s$ , os valores de constante de fase normalizada e de impedância característica crescem na região abaixo da ressonância e, por outro lado, decrescem na região acima da ressonância.

As Figs. 4.5 e 4.6 apresentam as curvas obtidas para a constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e para a impedância

característica,  $Z_0$ , em função do campo magnético estático normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para uma frequência  $f=10$  GHz. As curvas foram obtidas para três valores diferentes de largura da fita condutora: (1)  $w = 0,1$  cm, (2)  $w = 0,2$  cm e (3)  $w = 0,3$  cm. Podemos verificar que  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  decrescem com o campo magnético de polarização. Convém mencionar que  $\beta^+/k_0$  cresce à medida que se aumenta a largura da fita condutora, sendo que a impedância característica decresce com o aumento de  $w$ . A convergência para o limite isotrópico é facilmente deduzida para valores elevados de  $H_0$ .

As Figs. 4.7 e 4.8 mostram os resultados obtidos para uma linha de microfita sobre ferrita com características  $4\pi M_s=1400$ G,  $\epsilon_r=14$ ,  $w=0,1$  cm e  $H=0,1$  cm, quando magnetizada por um campo  $H_0=700$  Oe. Os resultados são obtidos para  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  quando a propagação ocorre no sentido positivo do eixo  $z$ . Os resultados demonstram uma boa convergência em relação aos obtidos por Lerer e outros [32]. As Figs. 4.9 e 4.10 mostram as curvas correspondentes para propagação no sentido negativo do eixo  $z$ . Podemos observar que a estrutura exhibe propriedades não-recíprocas para polarização do substrato transversalmente ao plano de terra. Para este caso, verifica-se uma boa concordância para baixas frequências, a qual se reduz à medida que a frequência é aumentada. Embora os resultados tenham apresentado uma concordância reduzida para frequências mais altas, uma boa concordância foi apresentada quando os resultados do método aqui desenvolvido foi comparado com os resultados de outros autores, como será mostrado nas seções seguintes deste trabalho.

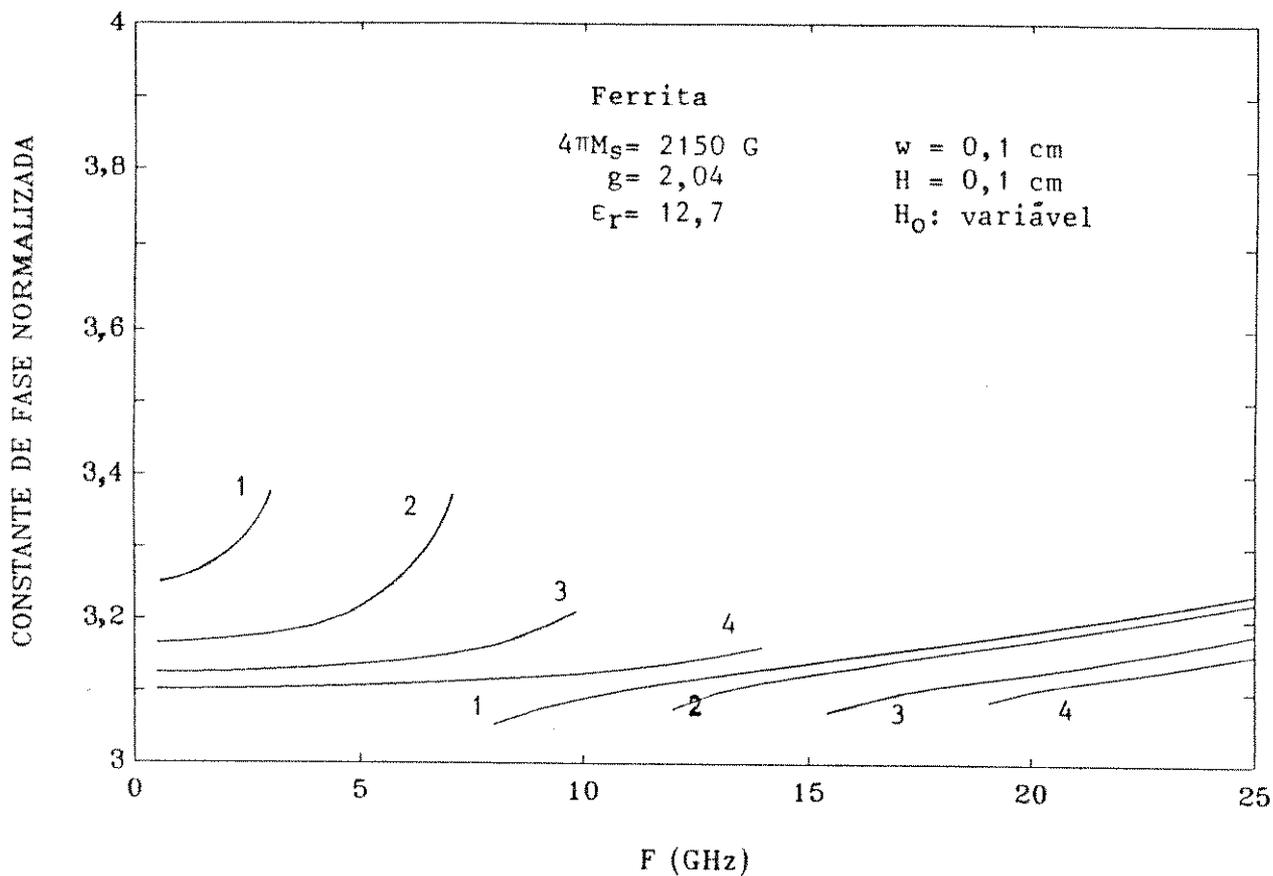
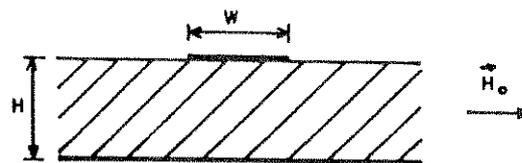


Fig.4.1 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0 = 2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0 = 3870 \text{ Oe}$ ; (4)  $H_0 = 5160 \text{ Oe}$ .

$H_0$  está aplicado na direção x.

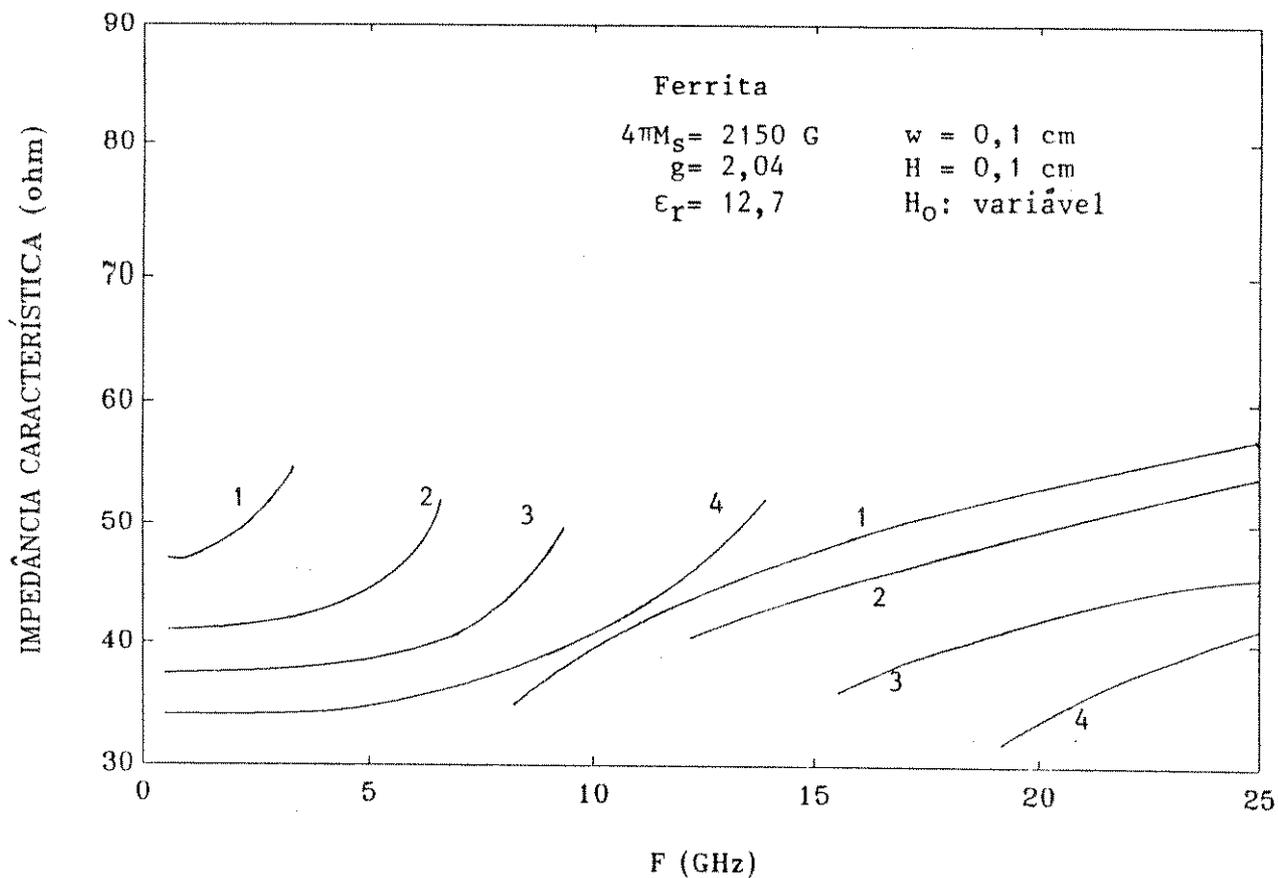
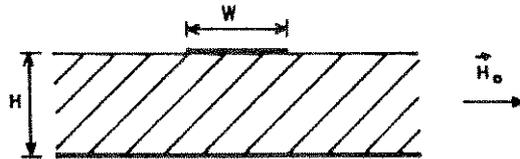


Fig.4.2 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0=3870 \text{ Oe}$ ; (4)  $H_0=5160 \text{ Oe}$ .  $H_0$  está aplicado na direção x.

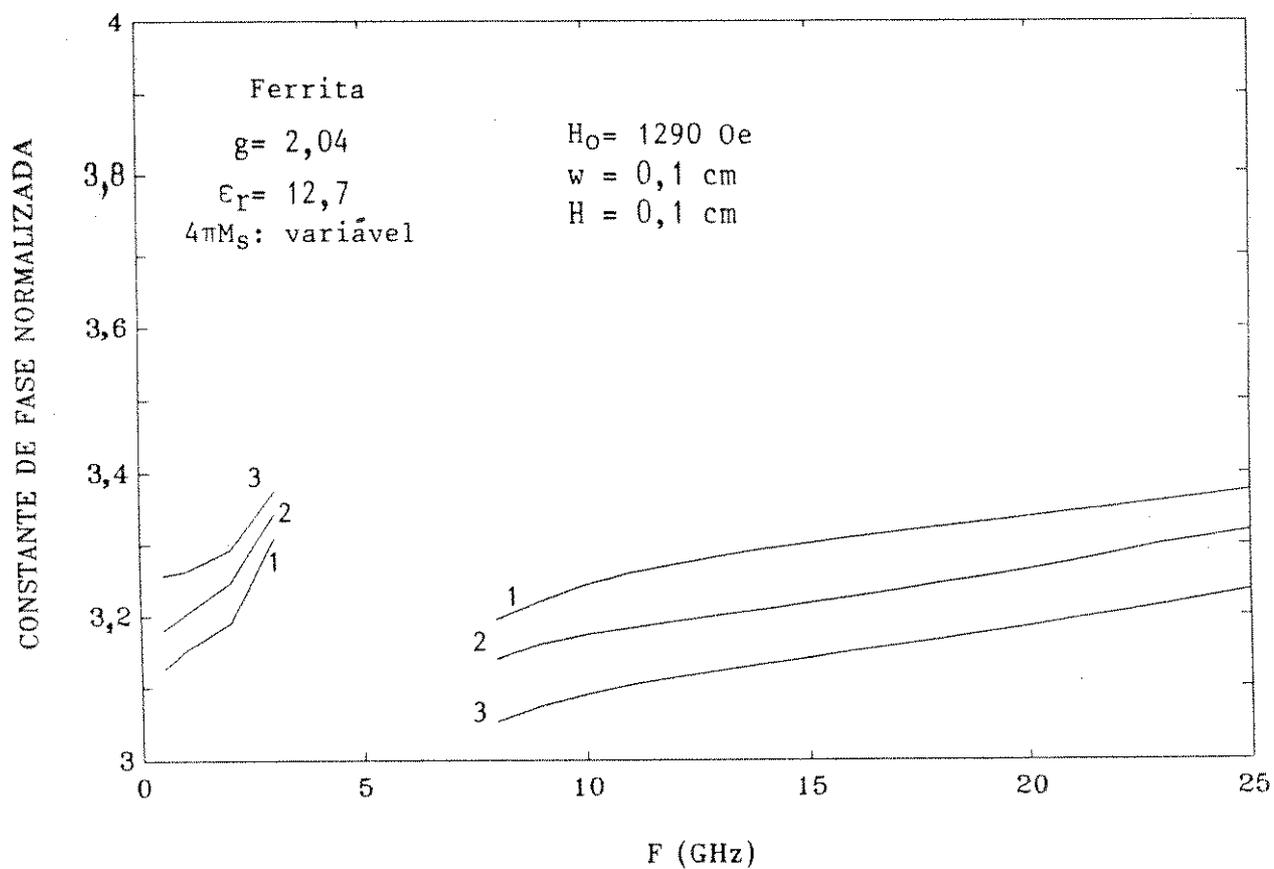
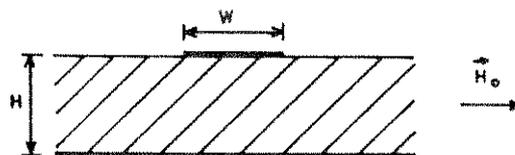
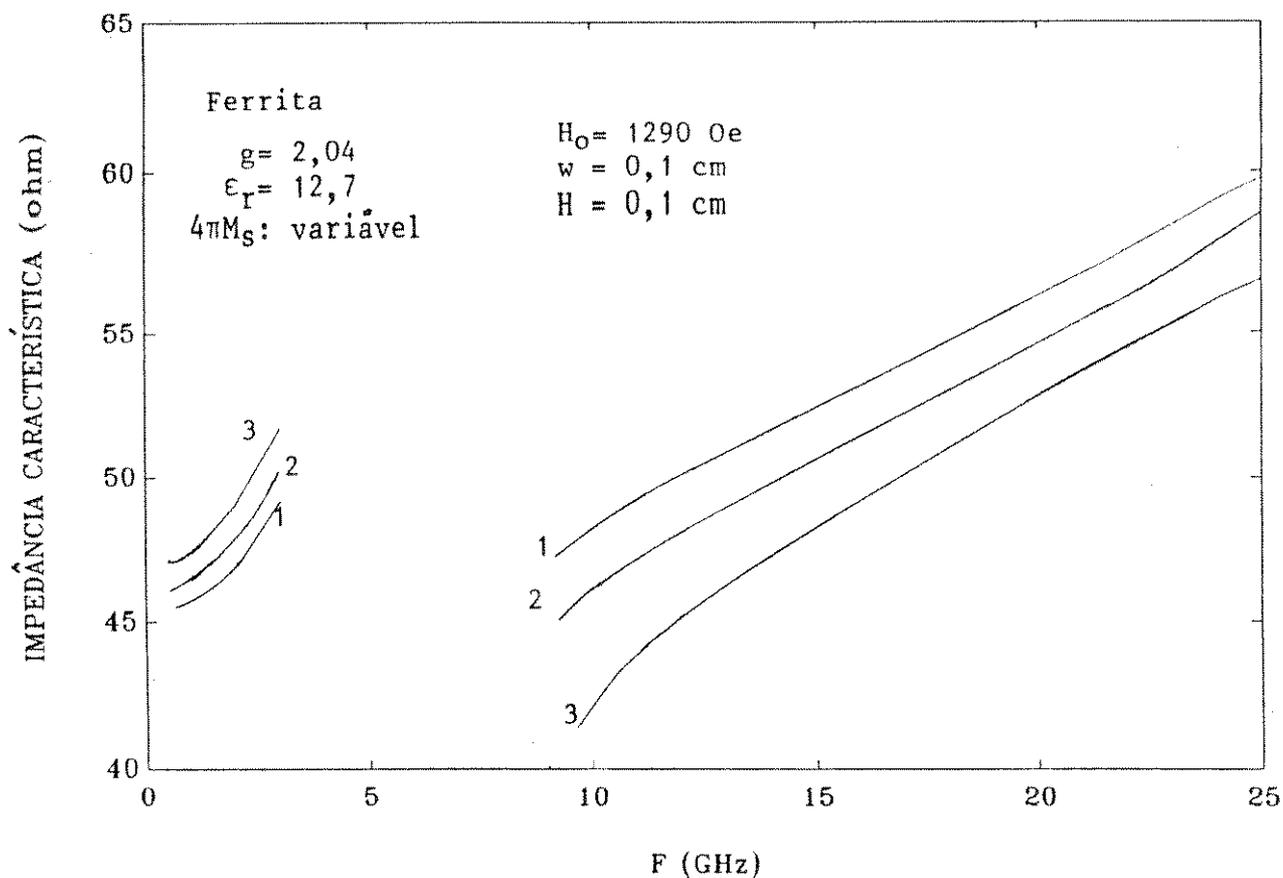
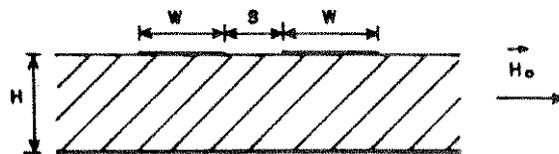


Fig.4.3 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de magnetização de saturação: (1)  $4\pi M_s = 1200 \text{ G}$ ; (2)  $4\pi M_s = 1720 \text{ G}$ ; (3)  $4\pi M_s = 2150 \text{ G}$ .  $H_0$  está aplicado na direção x.



**Fig. 4.4** Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de magnetização de saturação: (1)  $4\pi M_s = 1200 \text{ G}$ ; (2)  $4\pi M_s = 1720 \text{ G}$ ; (3)  $4\pi M_s = 2150 \text{ G}$ .  $H_0$  está aplicado na direção x.

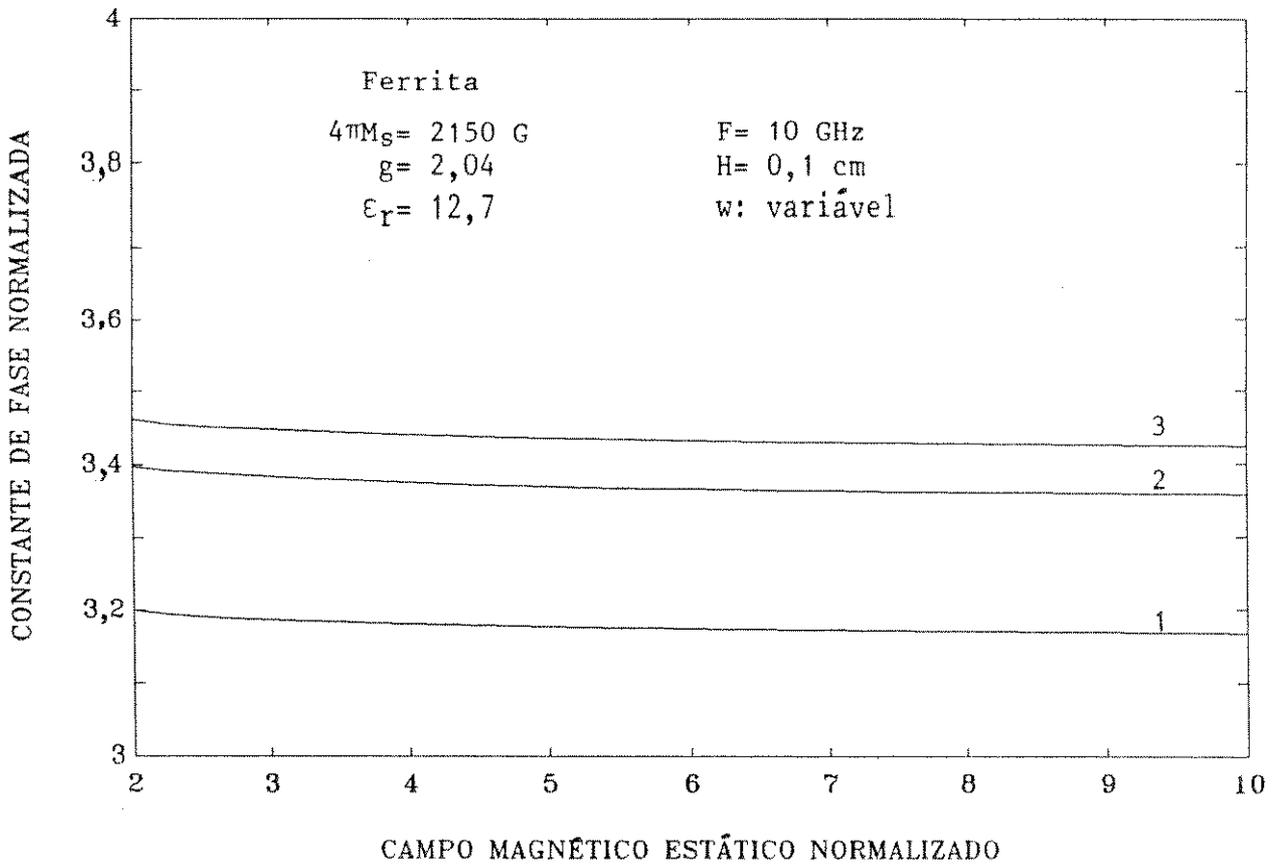
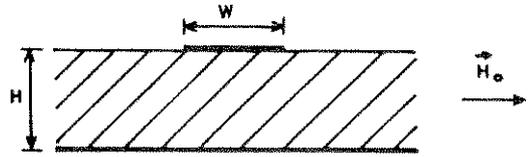
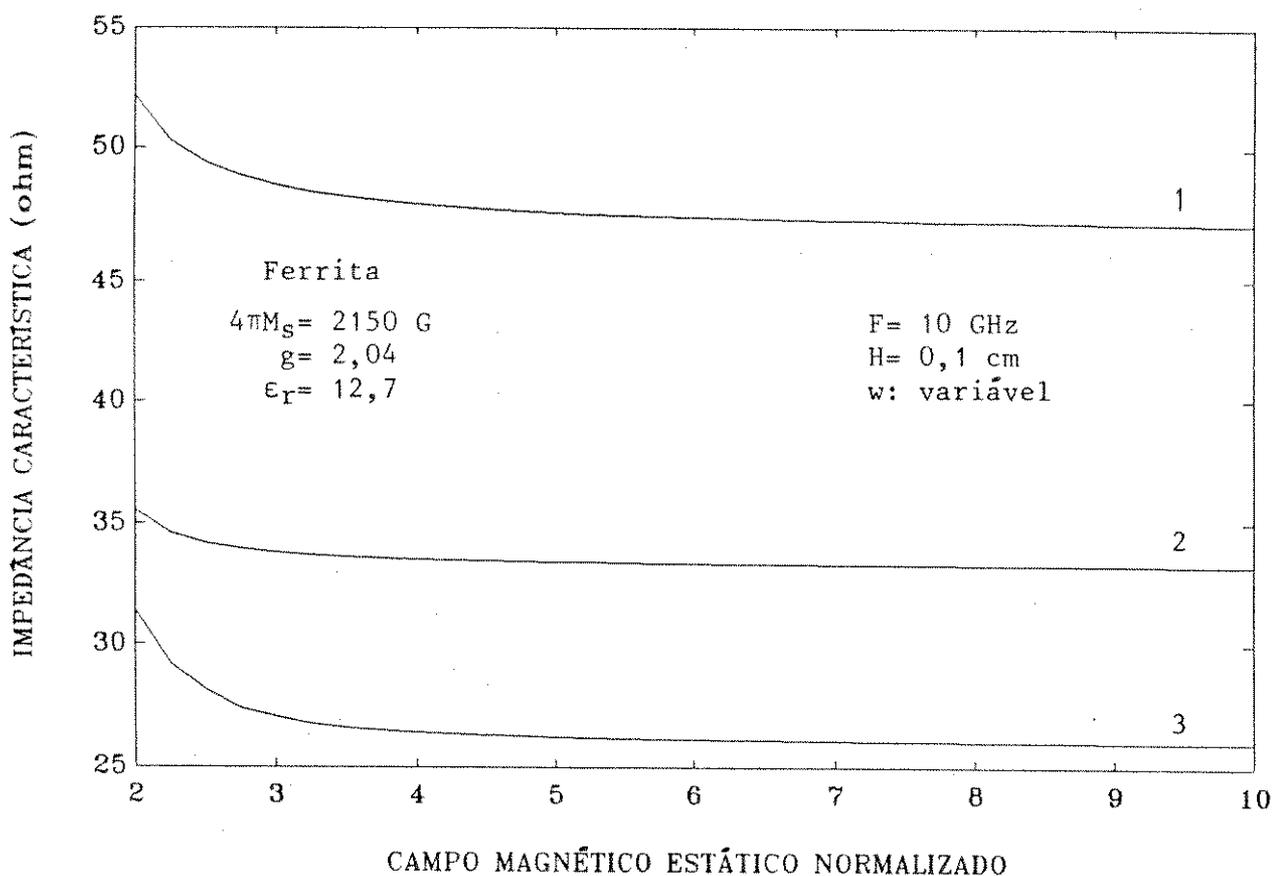
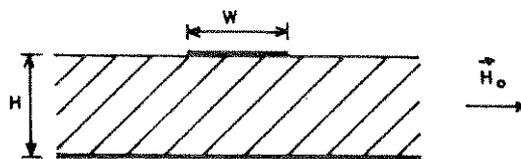


Fig.4.5 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1\text{cm}$ ; (2)  $w=0,2\text{cm}$ ; (3)  $w=0,3\text{cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $x$ .



**Fig.4.6** Impedância característica,  $Z_o$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,2 \text{ cm}$ ; (3)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção x.

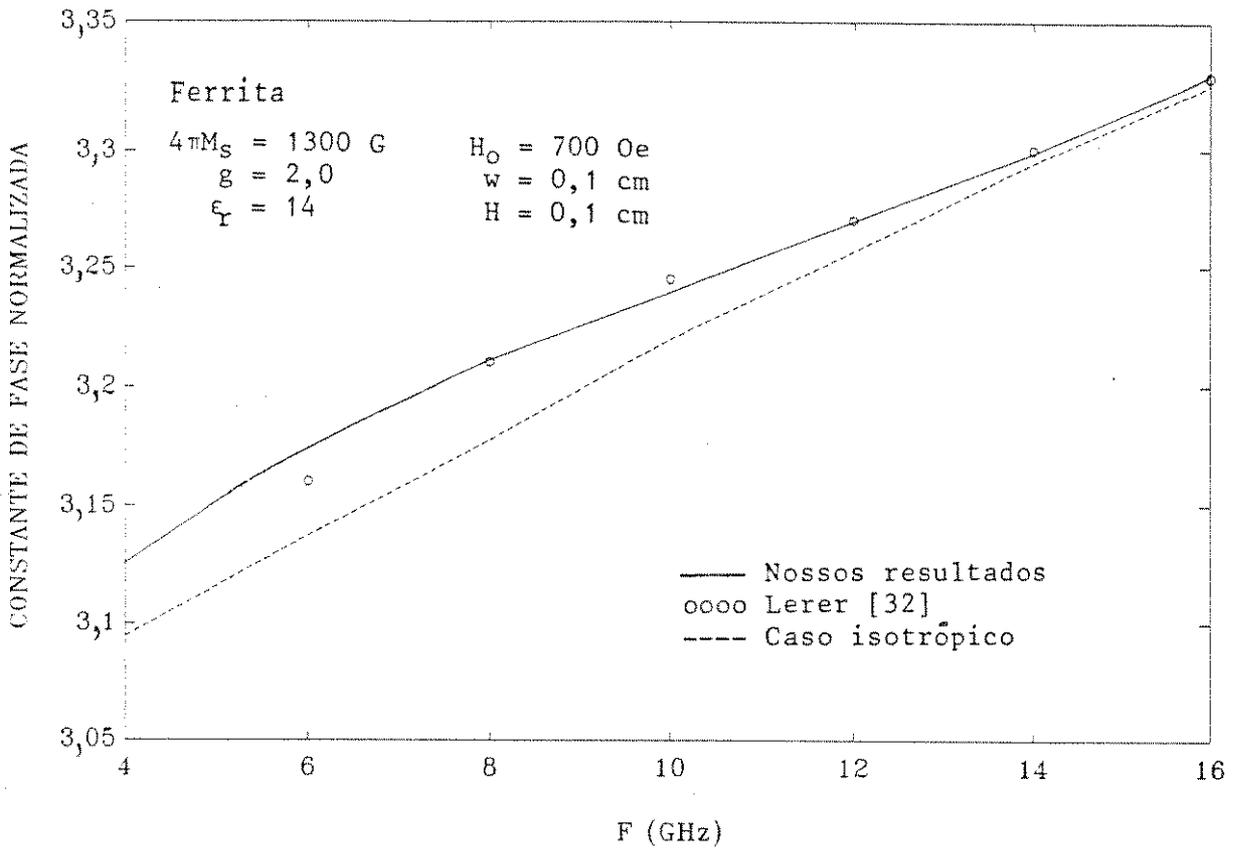
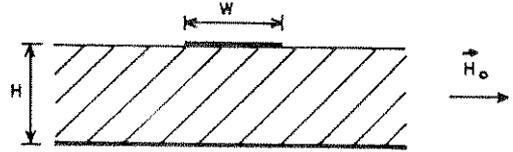


Fig.4.7 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

$H_0$  está aplicado na direção x.

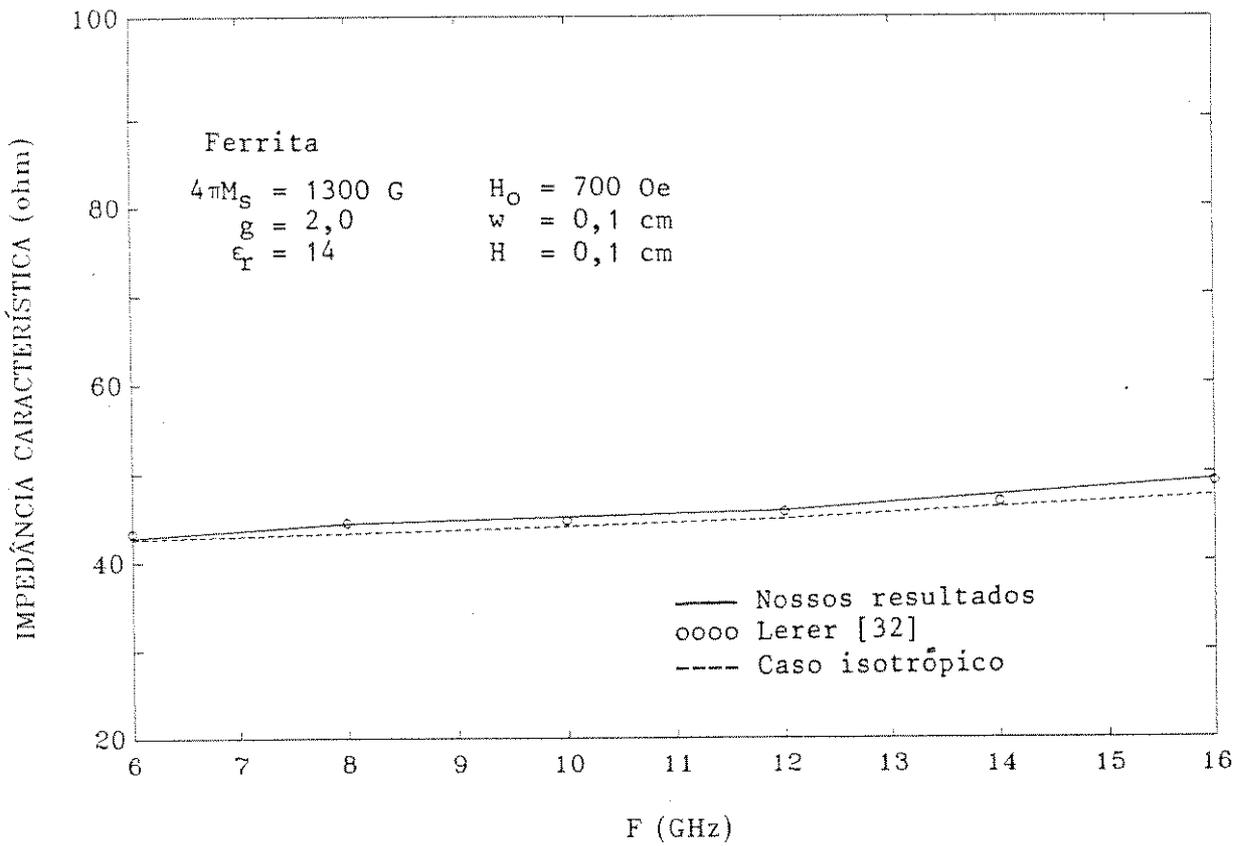
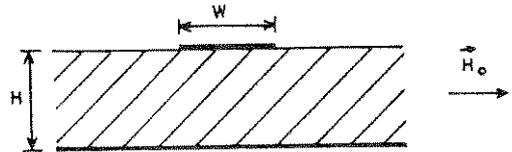


Fig. 4.8 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência.

$H_0$  está aplicado na direção x.

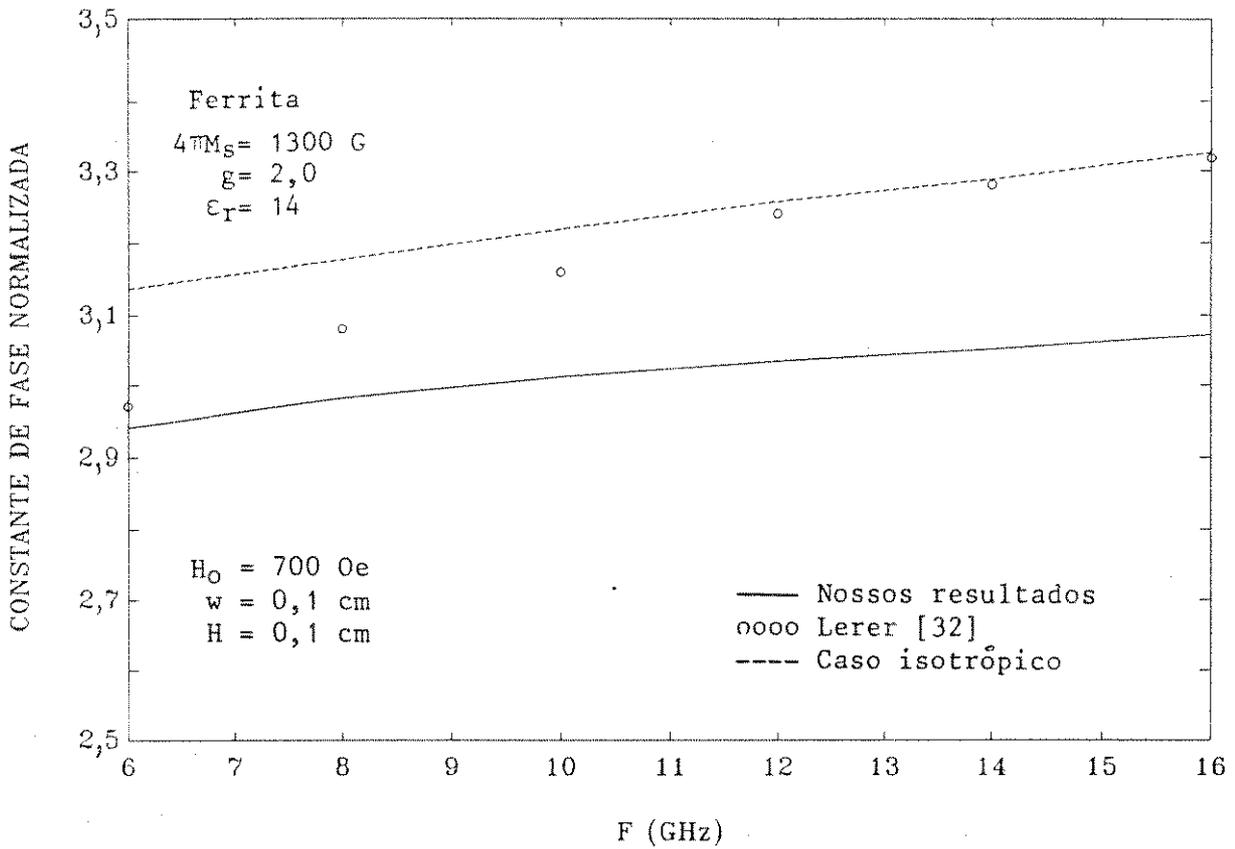
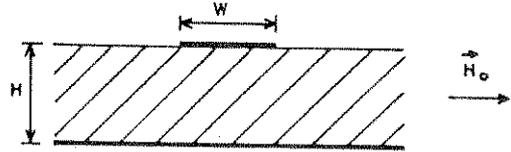


Fig.4.9 Constante de fase normalizada,  $\beta^-/k_0$ , em função da frequência, para propagação no sentido negativo do eixo x.  $H_0$  está aplicado na direção x.

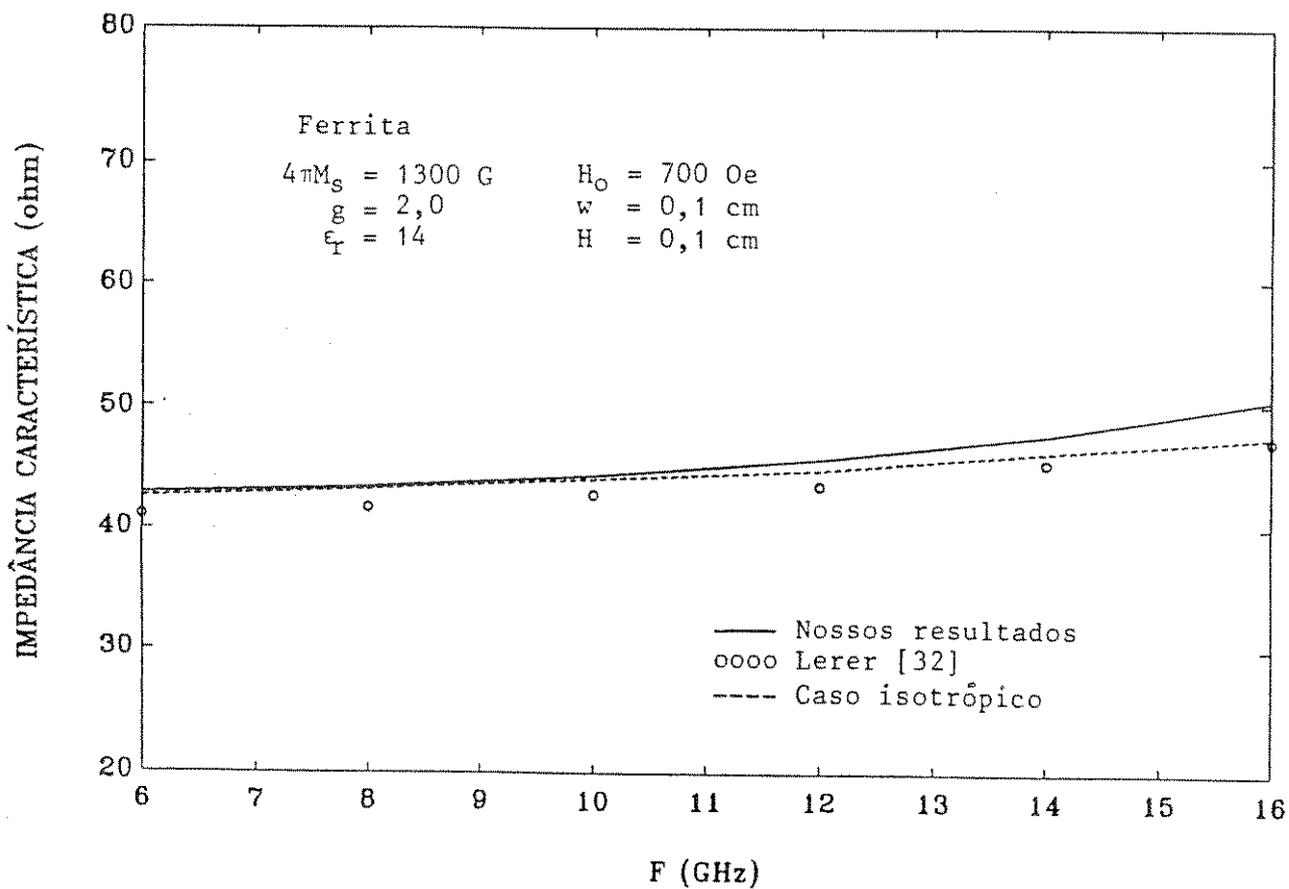
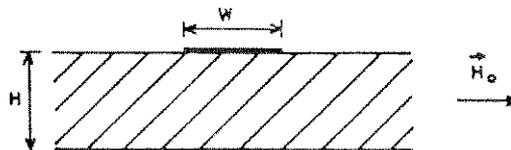


Fig. 4.10 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência, para propagação no sentido negativo do eixo  $z$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $x$ .

#### 4.4.2 LINHA DE MICROFITA ISOLADA SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO PERPENDICULAR AO PLANO DE TERRA

As Figs. 4.11 a 4.20 mostram as características de propagação de uma linha de microfita aberta sobre ferrita magnetizada ao longo da direção  $y$ .

As Figs. 4.11 e 4.12 mostram o comportamento em frequência da constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e da correspondente impedância característica,  $Z_0$ , tendo a intensidade do campo magnético externo de polarização,  $H_0$ , como parâmetro. Foram obtidas curvas para cinco valores de  $H_0$  : (1)  $H_0=1290$  Oe, (2)  $H_0=2580$  Oe, (3)  $H_0=3870$  Oe, (4)  $H_0=5160$  Oe e (5)  $H_0=10320$  Oe. Podemos verificar que os valores de  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  crescem com a frequência de operação, não só para frequências abaixo da frequência de ressonância, como também para frequências acima da frequência de ressonância. Para um dado valor de frequência,  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  decrescem à medida que  $H_0$  aumenta.

As Figs. 4.13 e 4.14 mostram a influência da largura da fita condutora nas características de dispersão do modo dominante. Observa-se que os valores da constante de fase normalizada, em função da frequência, crescem com a largura da fita. Para frequências acima da frequência de ressonância, observa-se um pequeno efeito, nas características de  $\beta^+/k_0$ , para uma mudança na largura da fita condutora. Na Fig. 4.14 podemos verificar que os valores de impedância característica diminuem com o aumento de largura da fita.

As Figs. 4.15 e 4.16 apresentam as curvas de constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e da correspondente impedância característica para três valores de magnetização de saturação : (1)  $4\pi M_s = 1200$  G, (2)  $4\pi M_s = 1720$  G e (3)  $4\pi M_s = 2150$  G. Para frequências abaixo da frequência de ressonância, os valores de  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  crescem à medida que  $4\pi M_s$  aumenta. Para frequências acima da frequência de ressonância, podemos notar que a constante de fase normalizada e a impedância característica

decrecem quando ocorre um aumento no valor da magnetização de saturação.

As Figs. 4.17 e 4.18 mostram as curvas de constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e de impedância característica,  $Z_0$ , em função do campo magnético estático normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora : (1)  $w=0,1$  cm, (2)  $w=0,2$  cm e (3)  $w=0,3$  cm. As curvas foram obtidas para uma frequência de 10GHz e mostram que  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  decrescem com o campo magnético estático normalizado. Por outro lado,  $\beta^+/k_0$  cresce com a largura da fita, enquanto que  $Z_0$  decresce. A convergência para o caso isotrópico para valores elevados do campo magnético é facilmente deduzida.

As Figs. 4.19 e 4.20 apresentam as curvas de constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e impedância característica,  $Z_0$ , para uma linha de microfita com substrato ferrimagnético polarizado ao longo da direção  $y$ . Os resultados foram obtidos considerando-se que  $4\pi M_s=1300$  G,  $\epsilon_r=13,1$ ,  $H_0=700$  Oe,  $w/H=1$ . Os resultados são comparados com os valores obtidos a partir de curvas publicadas por Lerer e outros [32] e mostram uma boa concordância. Embora os resultados na Fig. 4.20 tenham apresentado uma concordância reduzida, uma boa concordância foi observada quando os resultados do método aqui desenvolvido foi comparado com os resultados de outros autores, como será mostrado nas seções seguintes deste trabalho.

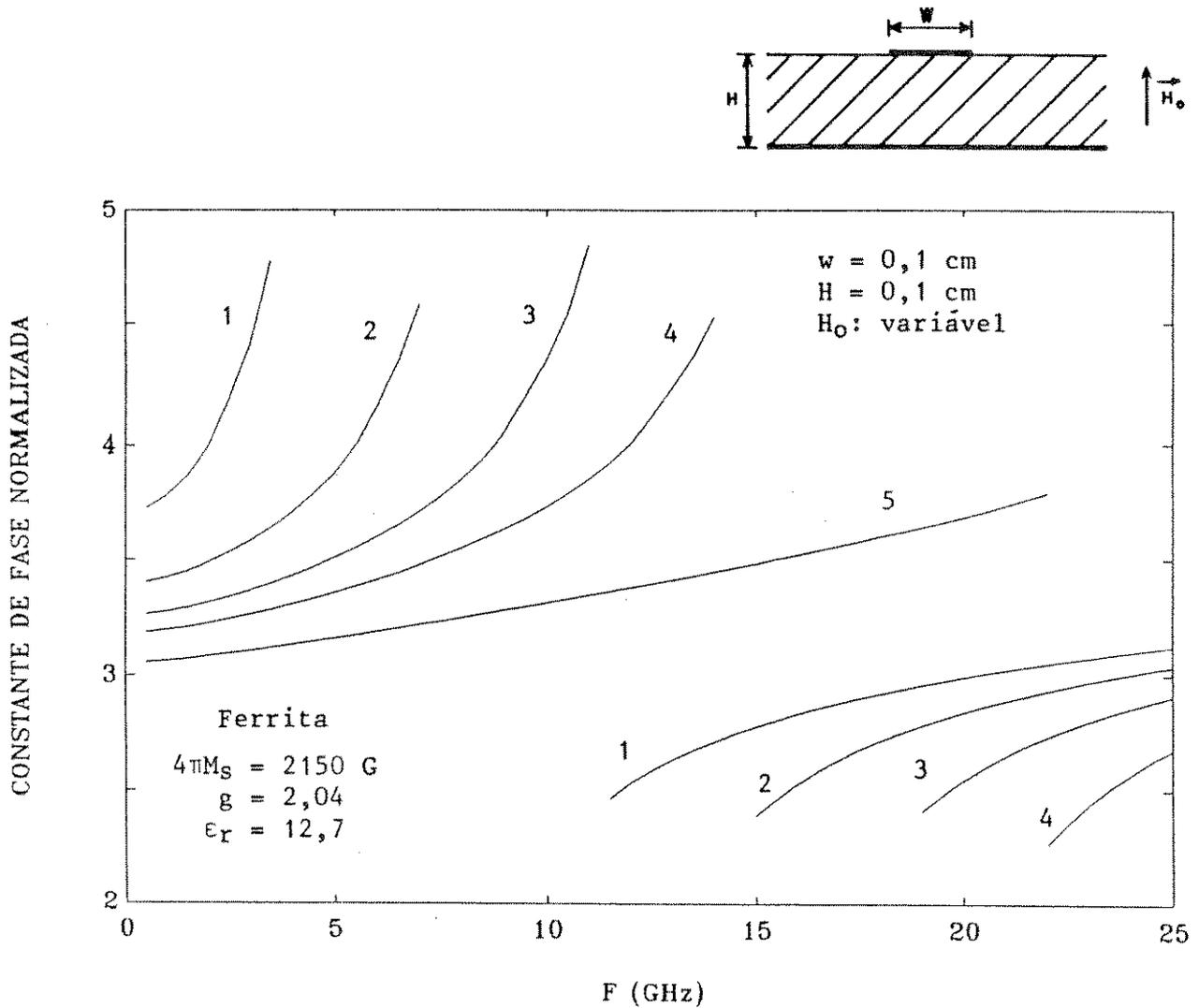


Fig.4.11 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290$  Oe; (2)  $H_0 = 2580$  Oe; (3)  $H_0 = 3870$  Oe; (4)  $H_0 = 5160$  Oe; (5)  $H_0 = 10320$  Oe.  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

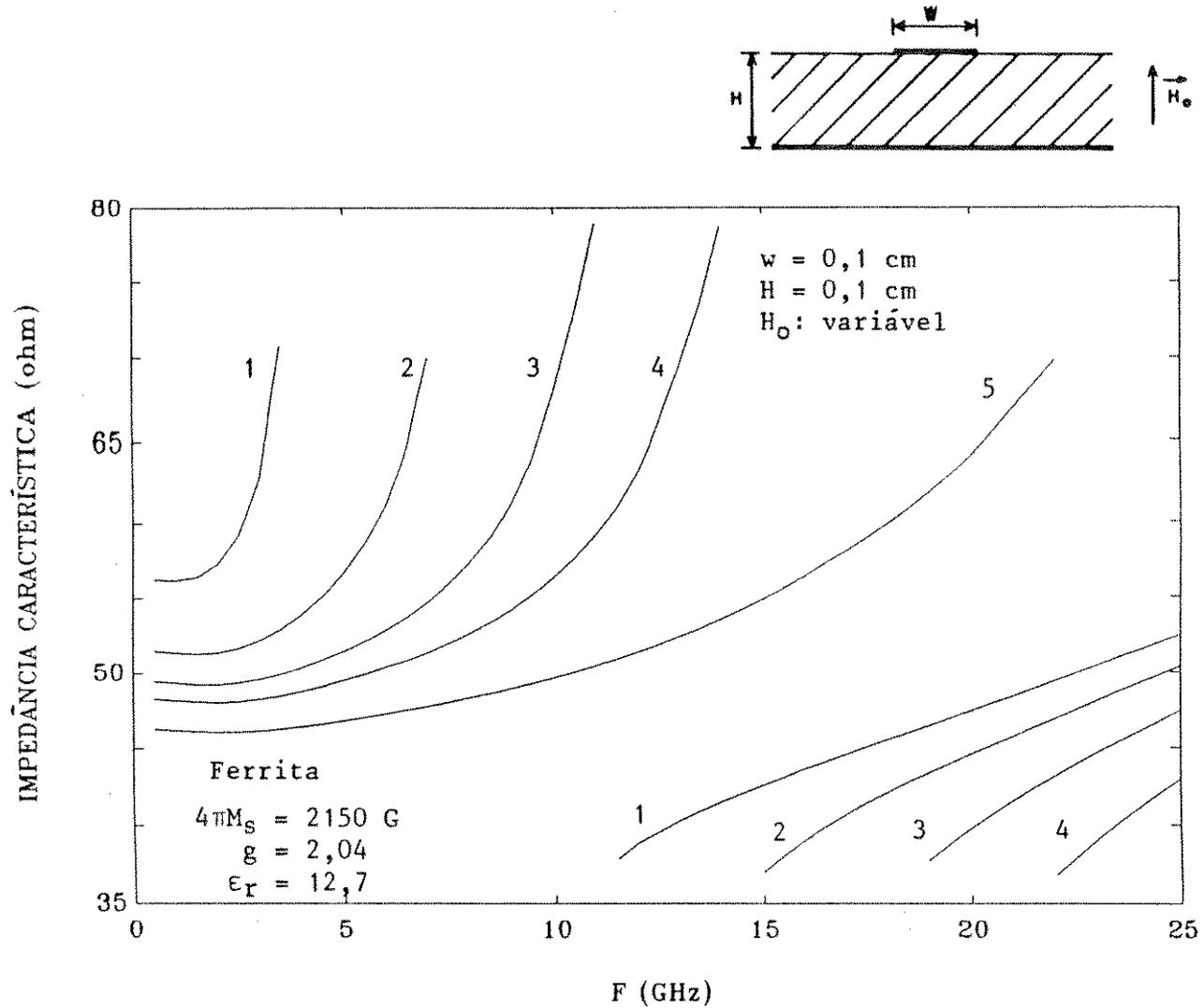


Fig.4.12 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290$  Oe; (2)  $H_0=2580$  Oe; (3)  $H_0=3870$  Oe; (4)  $H_0=5160$  Oe; (5)  $H_0=10320$  Oe.  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

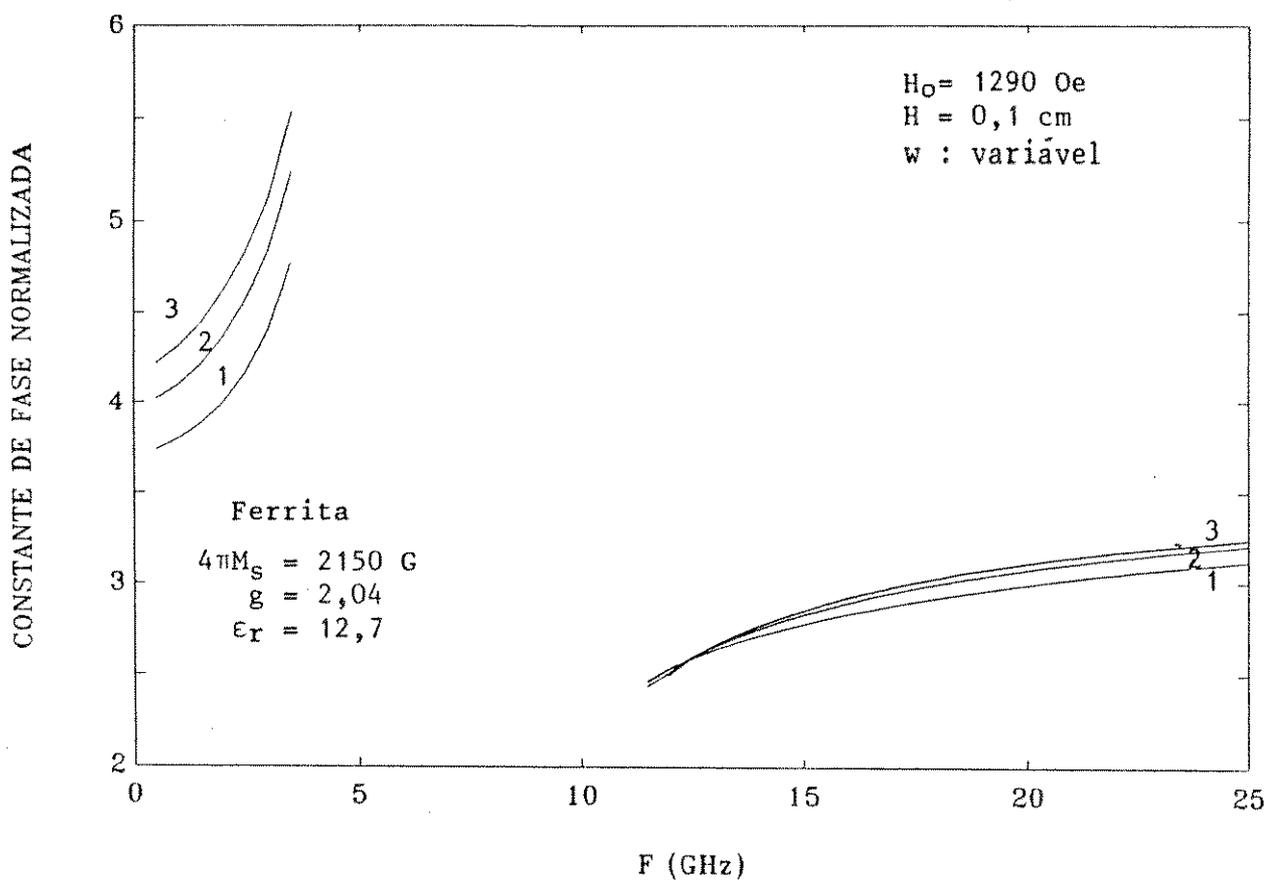
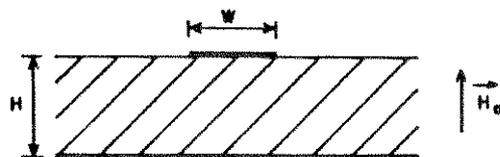


Fig.4.13 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,2 \text{ cm}$ ; (3)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

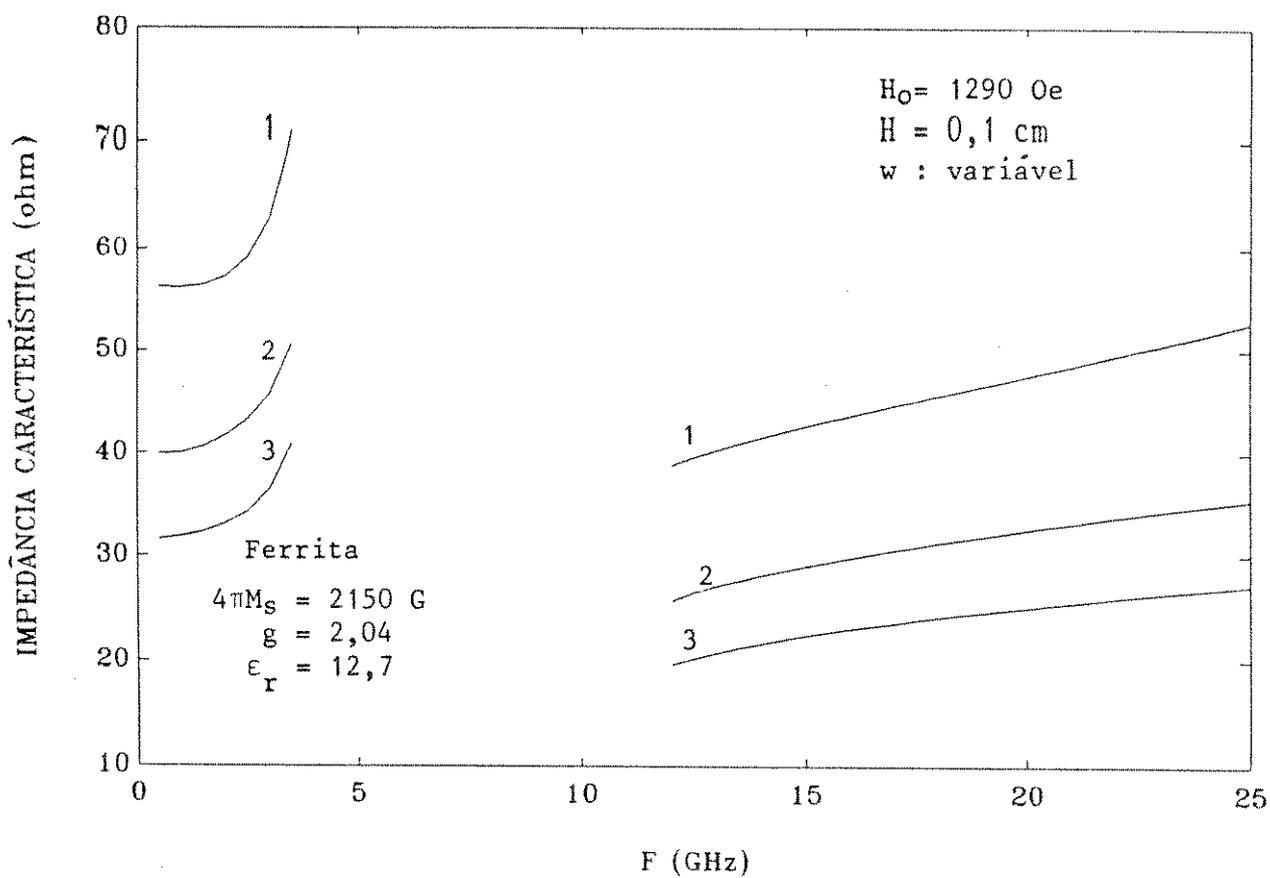
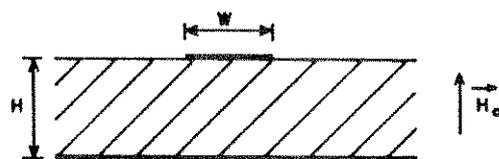


Fig.4.14 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1$  cm; (2)  $w=0,2$  cm; (3)  $w=0,3$  cm.  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

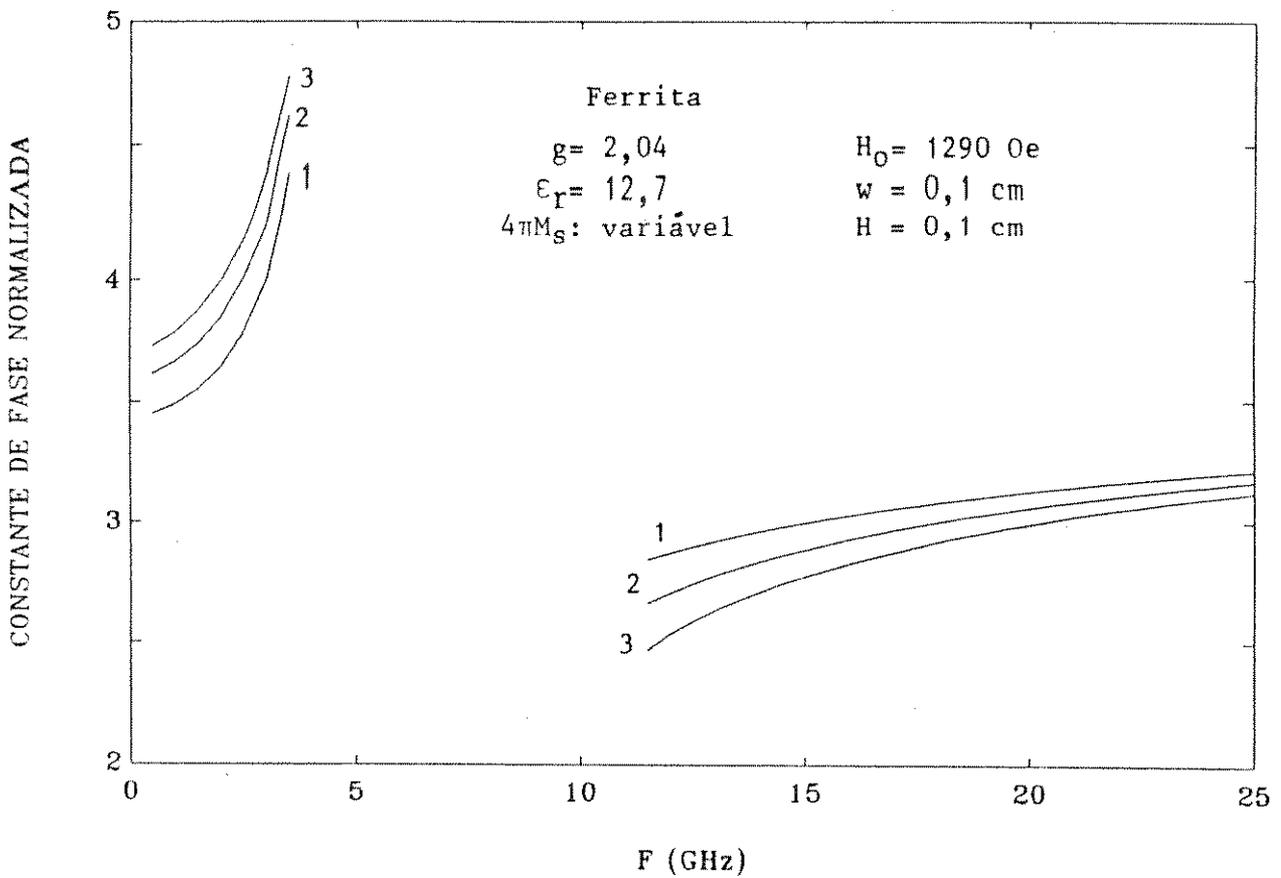
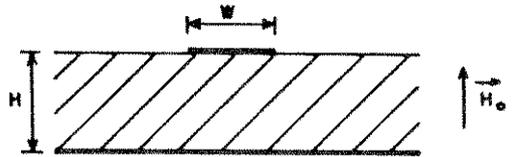


Fig.4.15 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de magnetização de saturação: (1)  $4\pi M_s = 1200 \text{ G}$ ; (2)  $4\pi M_s = 1720 \text{ G}$ ; (3)  $4\pi M_s = 2150 \text{ G}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

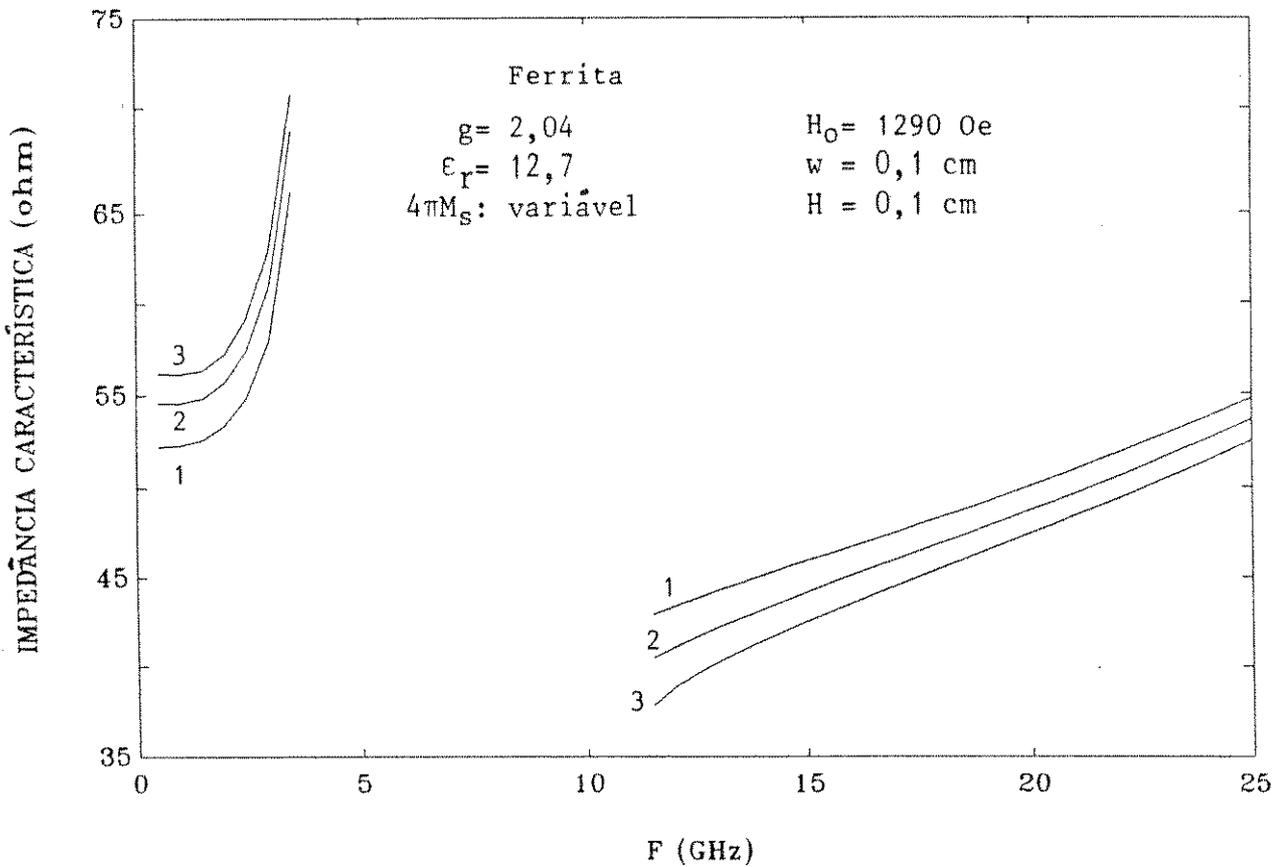
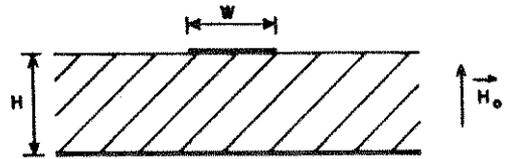


Fig.4.16 Impedância característica,  $Z_o$ , em função da frequência para diferentes valores de magnetização de saturação: (1)  $4\pi M_s=1200$  G; (2)  $4\pi M_s=1720$  G; (3)  $4\pi M_s=2150$  G.  $H_0$  está aplicado na direção y.

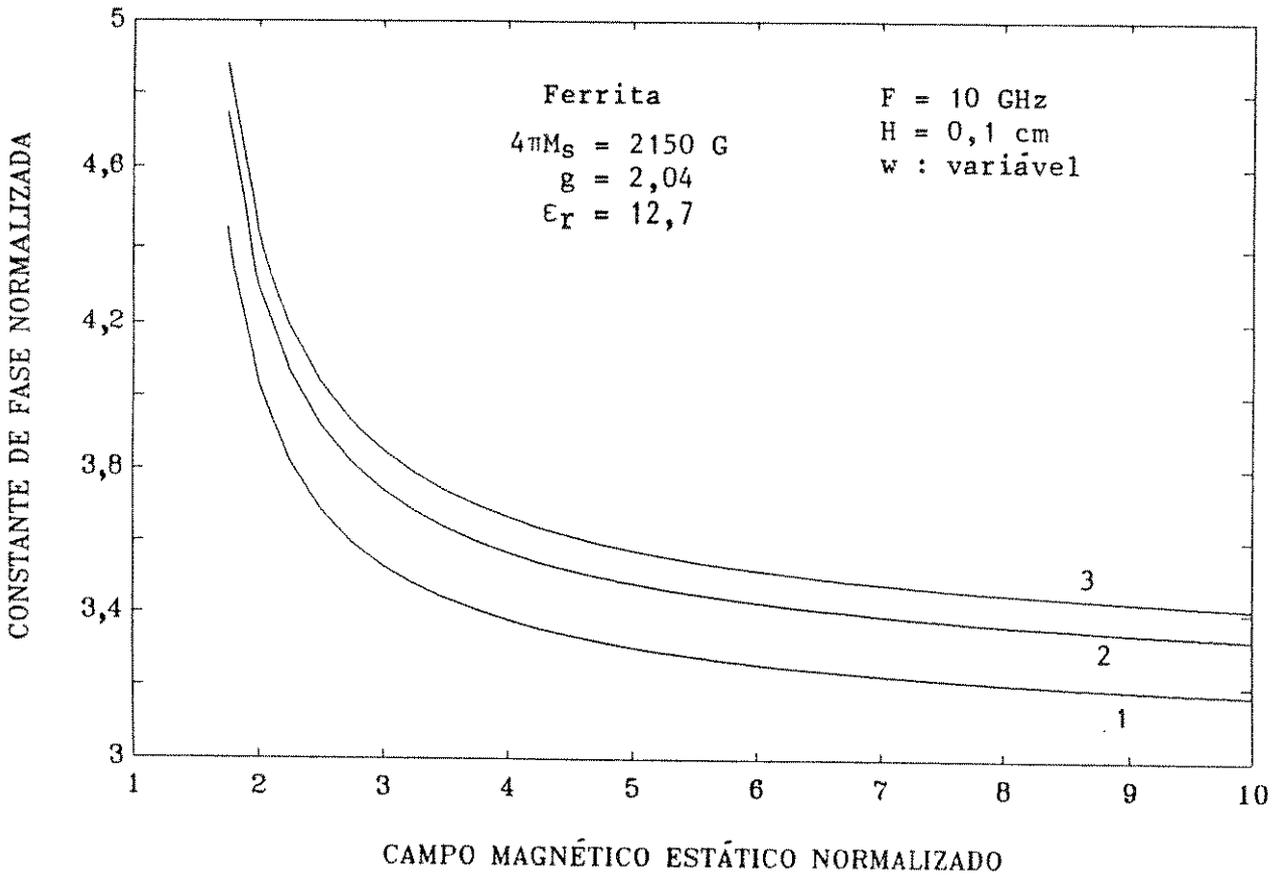
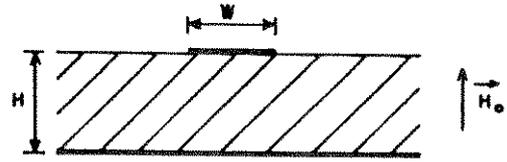
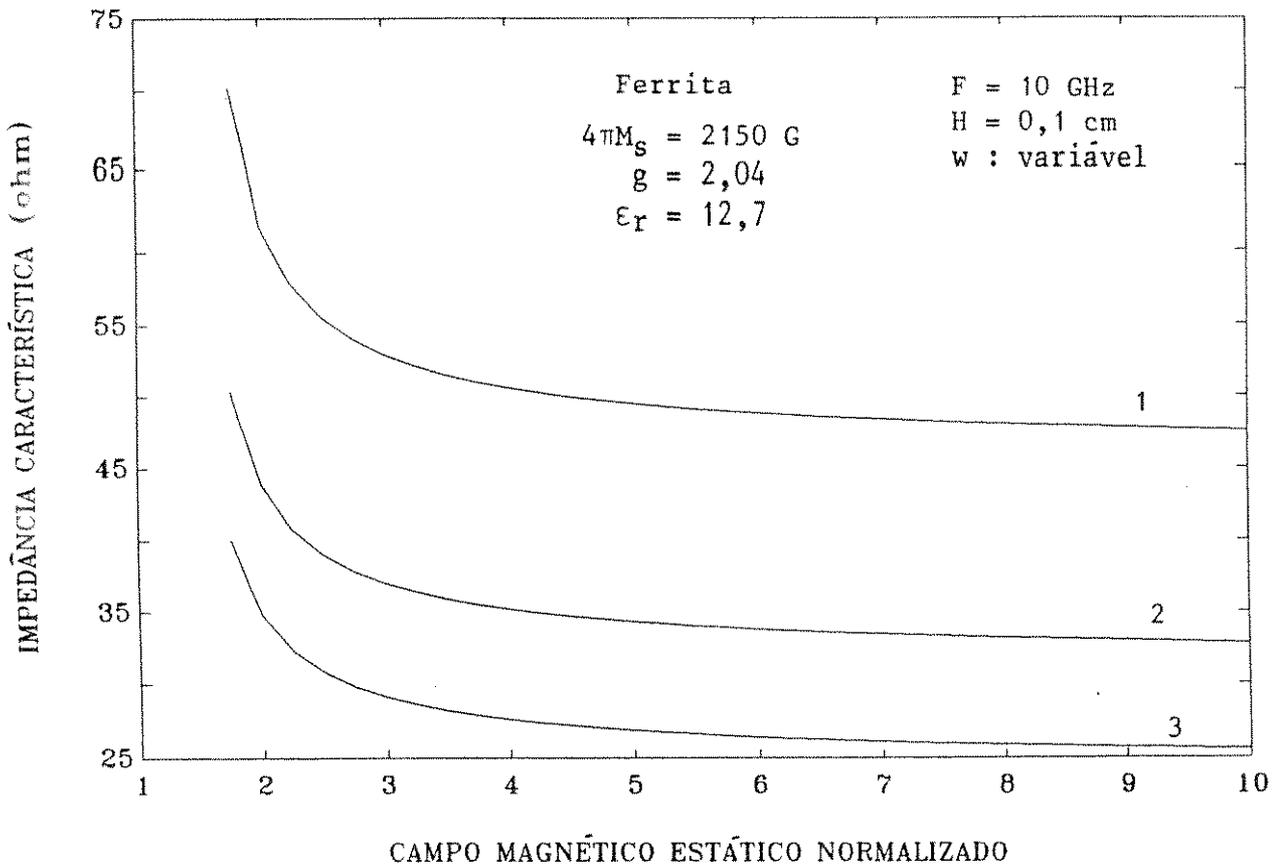
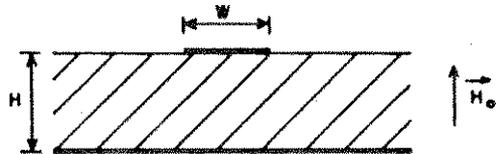


Fig.4.17 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1\text{cm}$ ; (2)  $w=0,2\text{cm}$ ; (3)  $w=0,3\text{cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .



**Fig.4.18** Impedância característica,  $Z_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,2 \text{ cm}$ ; (3)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

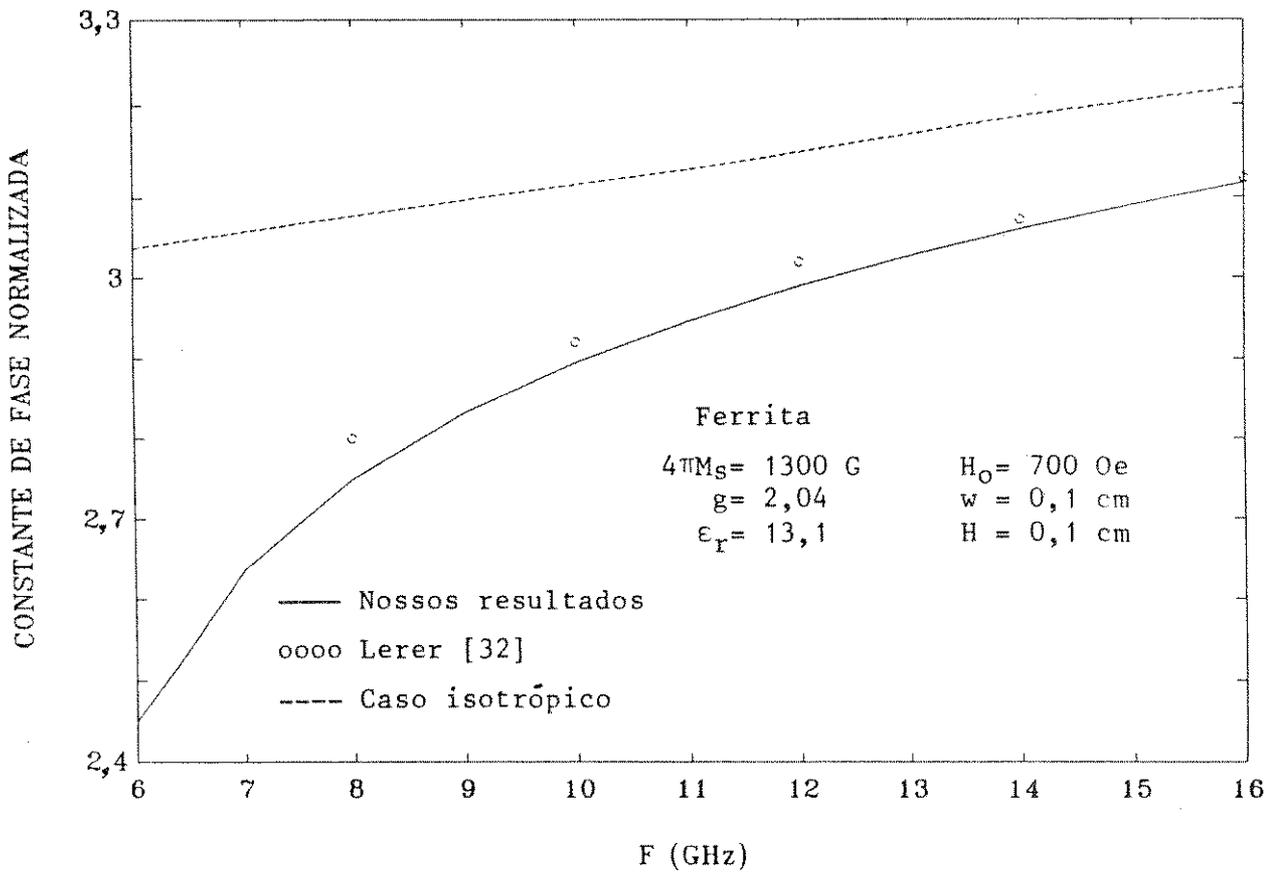
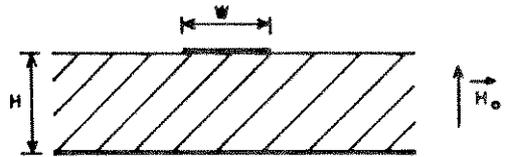


Fig.4.19 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.  
 $H_0$  está aplicado na direção y.

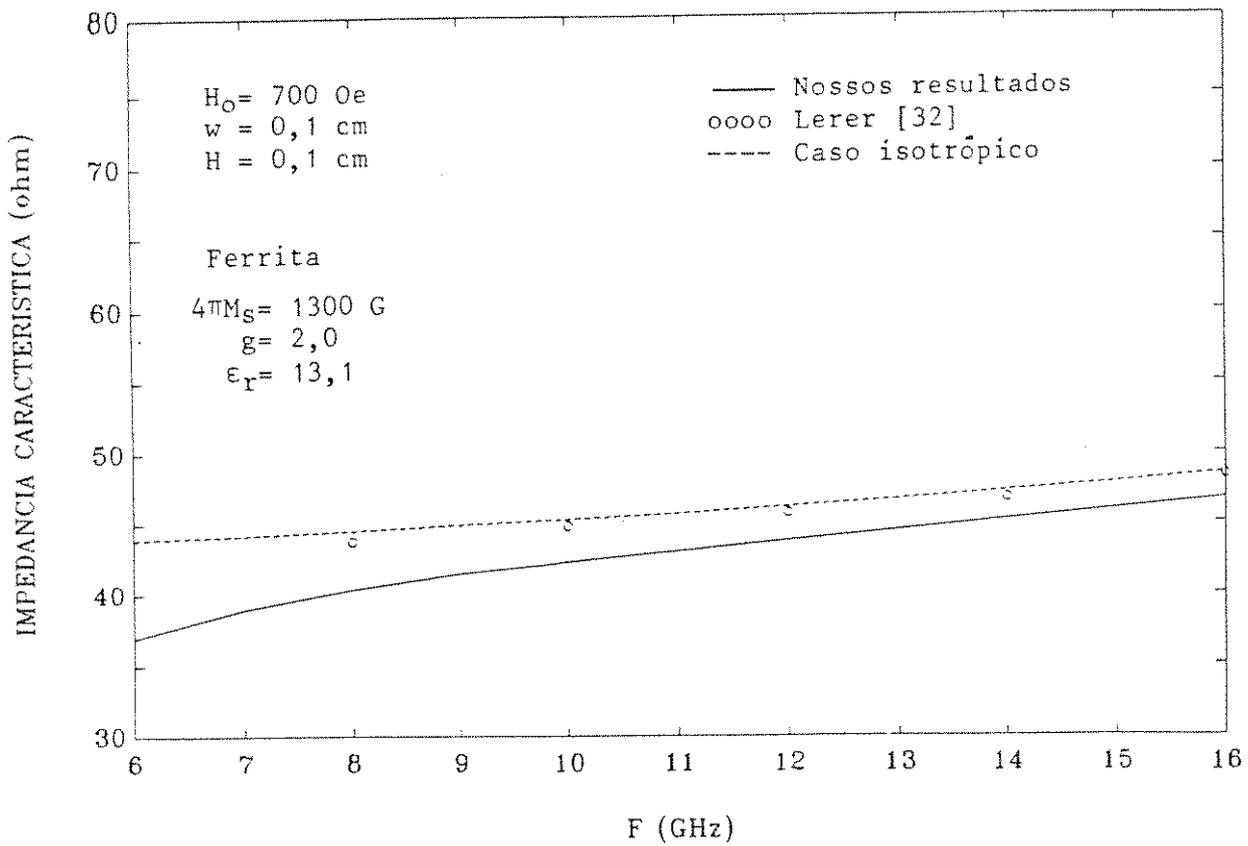
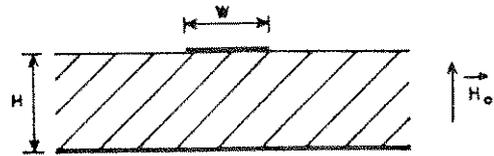


Fig.4.20 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência.

$H_0$  está aplicado na direção y.

### 4.4.3 LINHA DE MICROFITA ISOLADA SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO LONGITUDINAL

As Figs. 4.21 a 4.31 apresentam as características de propagação de uma linha de microfita isolada sobre ferrita com polarização ao longo do eixo z.

As Figs. 4.21 e 4.22 mostram o efeito da intensidade de campo magnético estático de polarização,  $H_0$ , nas curvas de dispersão da estrutura considerada. A inspeção das curvas mostra que as características de propagação são muito sensíveis às mudanças de  $H_0$ . Os valores de constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e de impedância característica,  $Z_0$ , crescem não só para frequências abaixo da frequência de ressonância, como também para frequências acima da frequência de ressonância. Por outro lado,  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  decrescem à medida que  $H_0$  cresce.

As Figs. 4.23 e 4.24 mostram a variação dos parâmetros de propagação com a frequência e com a largura da fita condutora. Os resultados foram obtidos para (1)  $w=0,1$  cm e (2)  $w=0,3$  cm. Um pequeno efeito pode ser observado nos valores de constante de fase normalizada com a variação de  $w$ . À medida que a largura da fita  $w$  cresce, a impedância característica decresce.

A dependência da constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e da impedância característica,  $Z_0$ , com o campo magnético estático externo normalizado é indicado nas Figs. 4.25 e 4.26. Verifica-se que as curvas decrescem com  $H_0/4\pi M_s$ . Os resultados foram obtidos para três valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1$  cm, (2)  $w=0,2$  cm e (3)  $w=0,3$  cm. A constante de fase normalizada cresce e a impedância característica decresce à medida que  $w$  aumenta.

As Figs. 4.27 e 4.28 mostram o comportamento em frequência da constante de fase normalizada e da impedância característica em função da magnetização de saturação. As curvas foram obtidas para: (1)  $4\pi M_s=1200$  G, (2)  $4\pi M_s=1720$  G e (3)  $4\pi M_s=2150$  G. Para frequências abaixo da frequência de ressonância, as curvas

indicam um crescimento de  $\beta^*/k_0$  e  $Z_0$  com a magnetização de saturação. Por outro lado, para frequências acima da frequência de ressonância, as curvas se deslocam para baixo evidenciando um decréscimo de  $\beta^*/k_0$  e  $Z_0$  com o crescimento do valor de magnetização,  $4\pi M_s$ .

Nas Figs. 4.29 e 4.30 estão apresentados os resultados para linhas de microfita com substrato ferrimagnético magnetizado, na direção z, através da aplicação de um campo magnético  $H_0=700$  Oe. A ferrita apresenta  $4\pi M_s=1300$  G,  $\epsilon_r=14$ ,  $w=0,1$  cm e  $H=0,1$  cm. Nossos resultados concordam com os resultados apresentados por Lerer e outros [32].

Na Fig. 4.31 nossos resultados são comparados com os resultados experimentais deduzidos a partir das curvas publicadas por Warnkross e Severin [28]. É considerada uma linha de microfita sobre ferrita com magnetização: (1) ao longo da direção x; (2) ao longo da direção y e (3) ao longo da direção z. A intensidade do campo magnético de polarização é  $H_0=2512$  Oe. O substrato é uma ferrita comercial com magnetização de saturação  $4\pi M_s=1200$  G, permissividade elétrica  $\epsilon_r=15,2$ , fator de Landé  $g=1,99$  e espessura  $H=0,127$  cm. A largura da fita condutora é  $w=0,156$  cm. As curvas são apresentadas nas regiões abaixo e acima da frequência de ressonância. Os resultados desta análise apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais apresentados em [28].

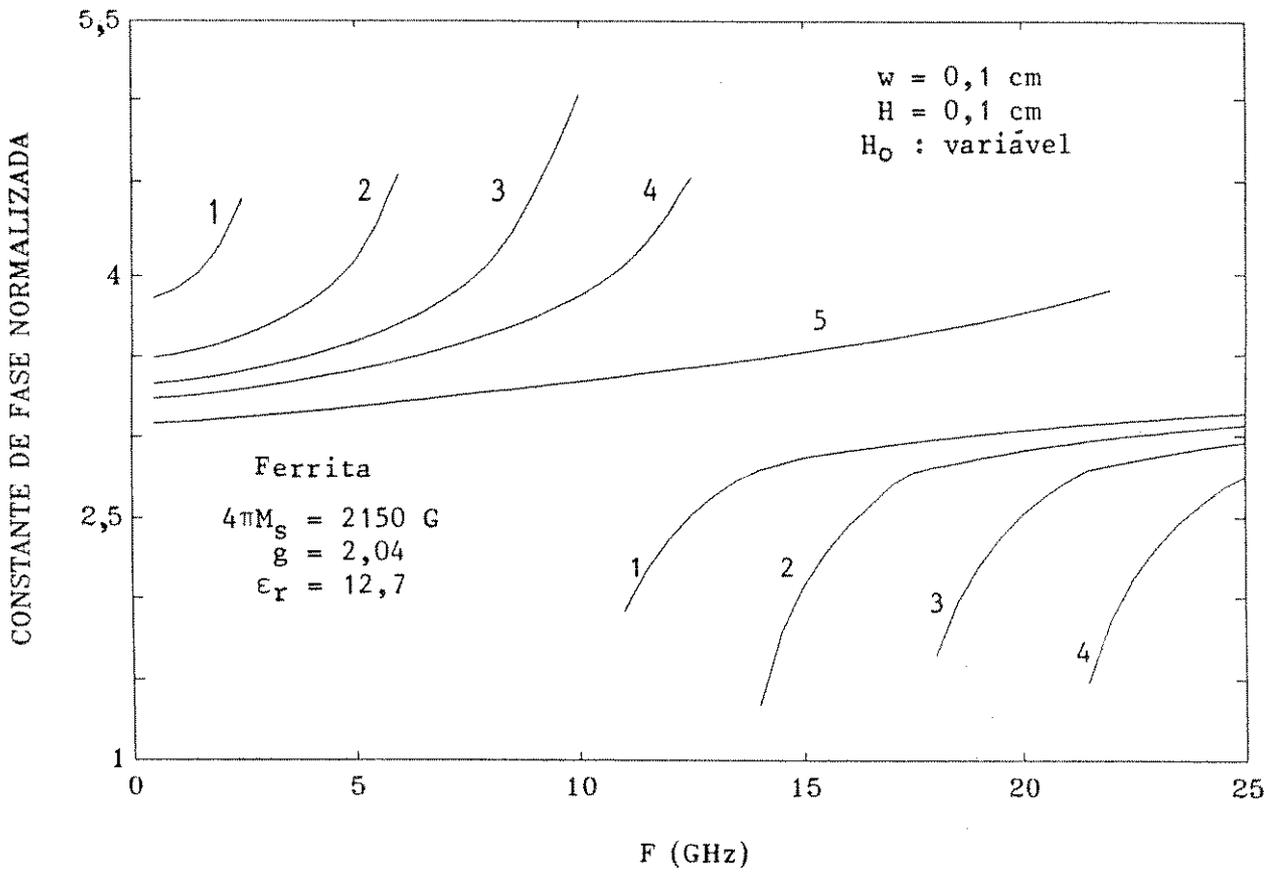
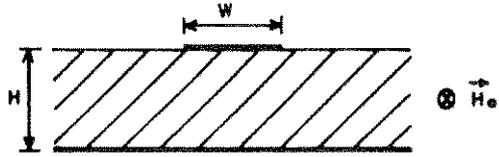


Fig.4.21 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0 = 2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0 = 3870 \text{ Oe}$ ; (4)  $H_0 = 5160 \text{ Oe}$ ; (5)  $H_0 = 10320 \text{ Oe}$ .  $H_0$  está aplicado na direção z.

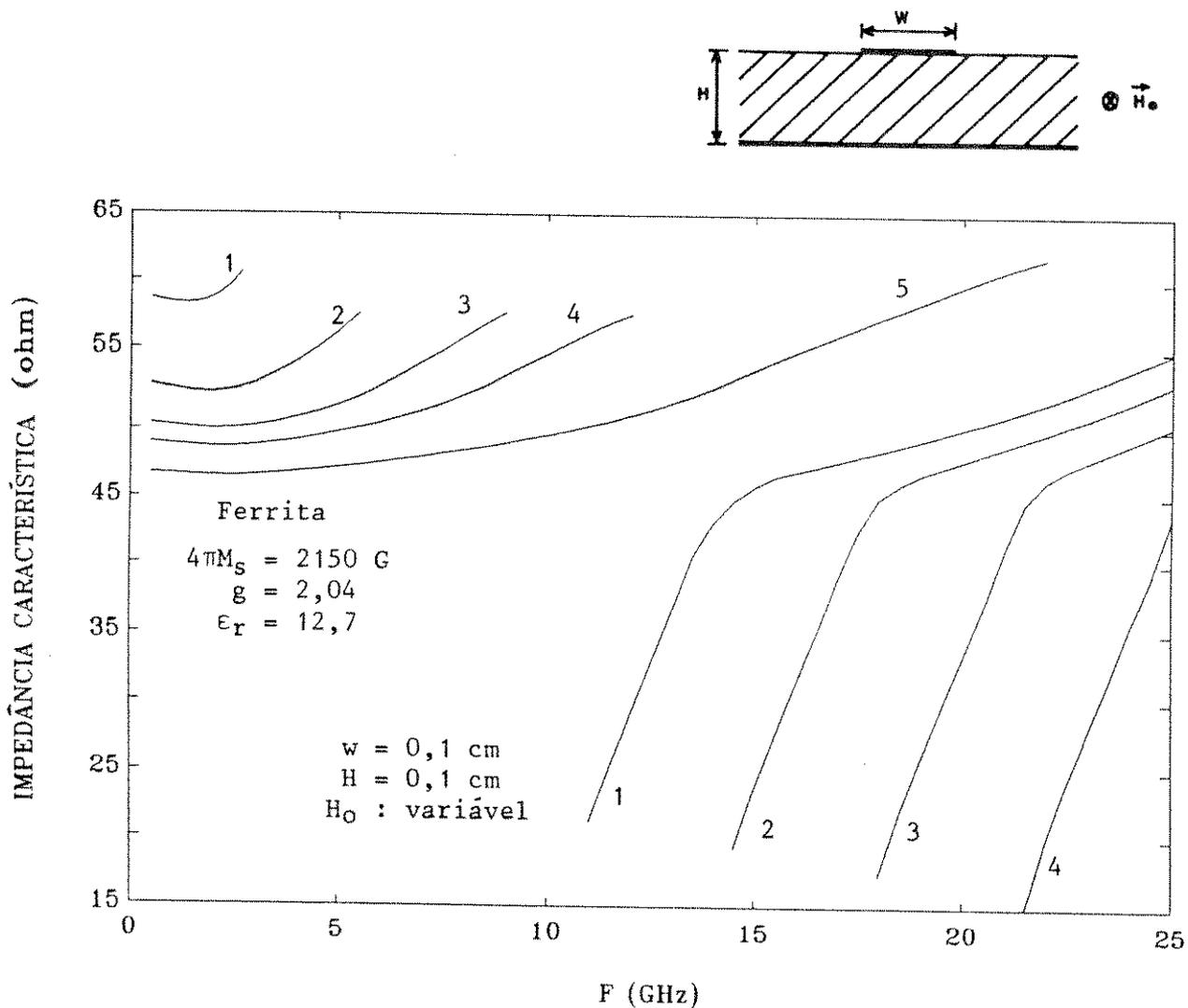


Fig. 4.22 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0=3870 \text{ Oe}$ ; (4)  $H_0=5160 \text{ Oe}$ ; (5)  $H_0=10320 \text{ Oe}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

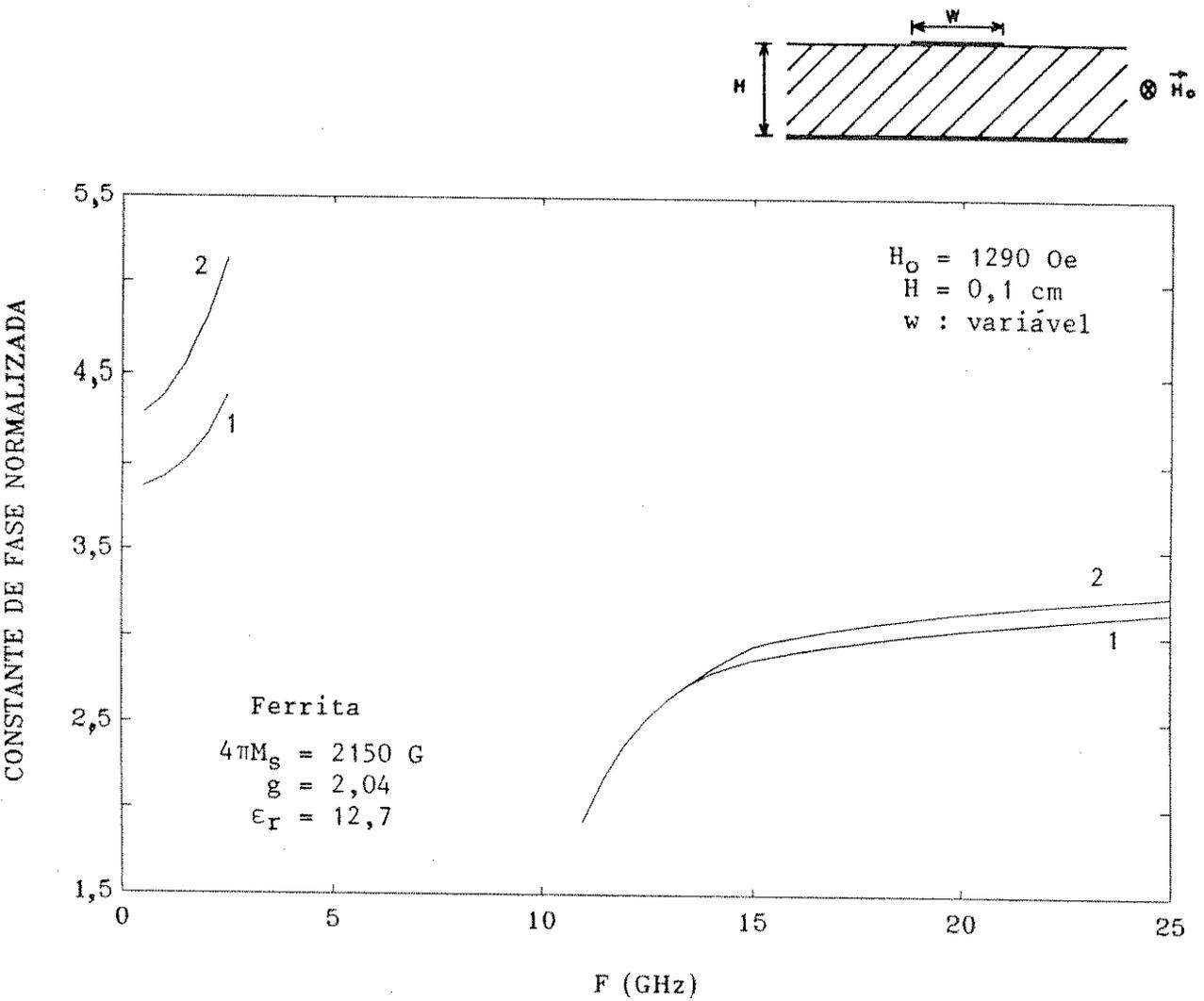


Fig.4.23 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

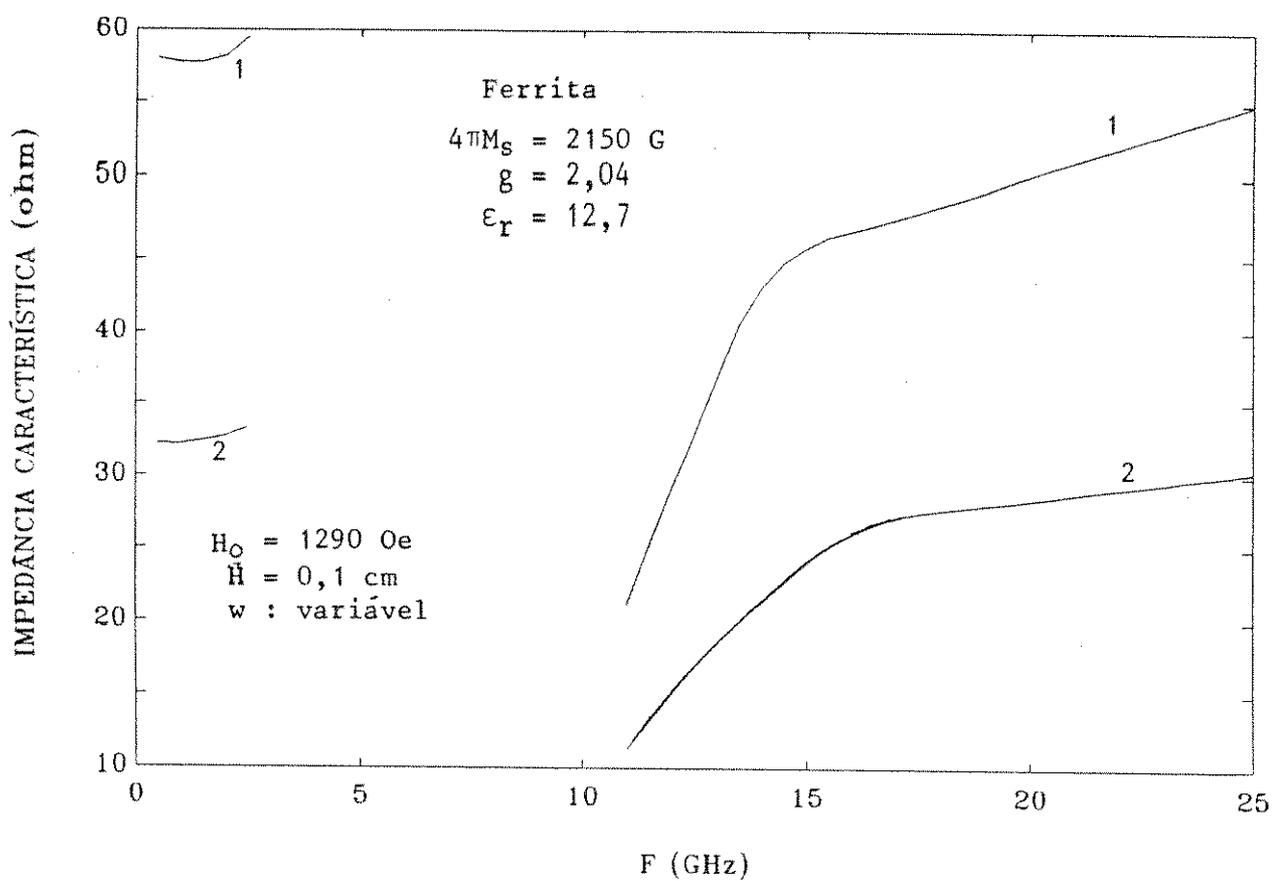
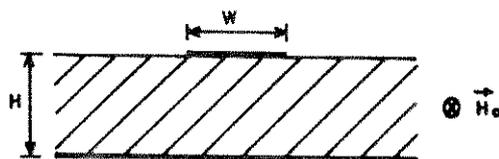


Fig. 4.24 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

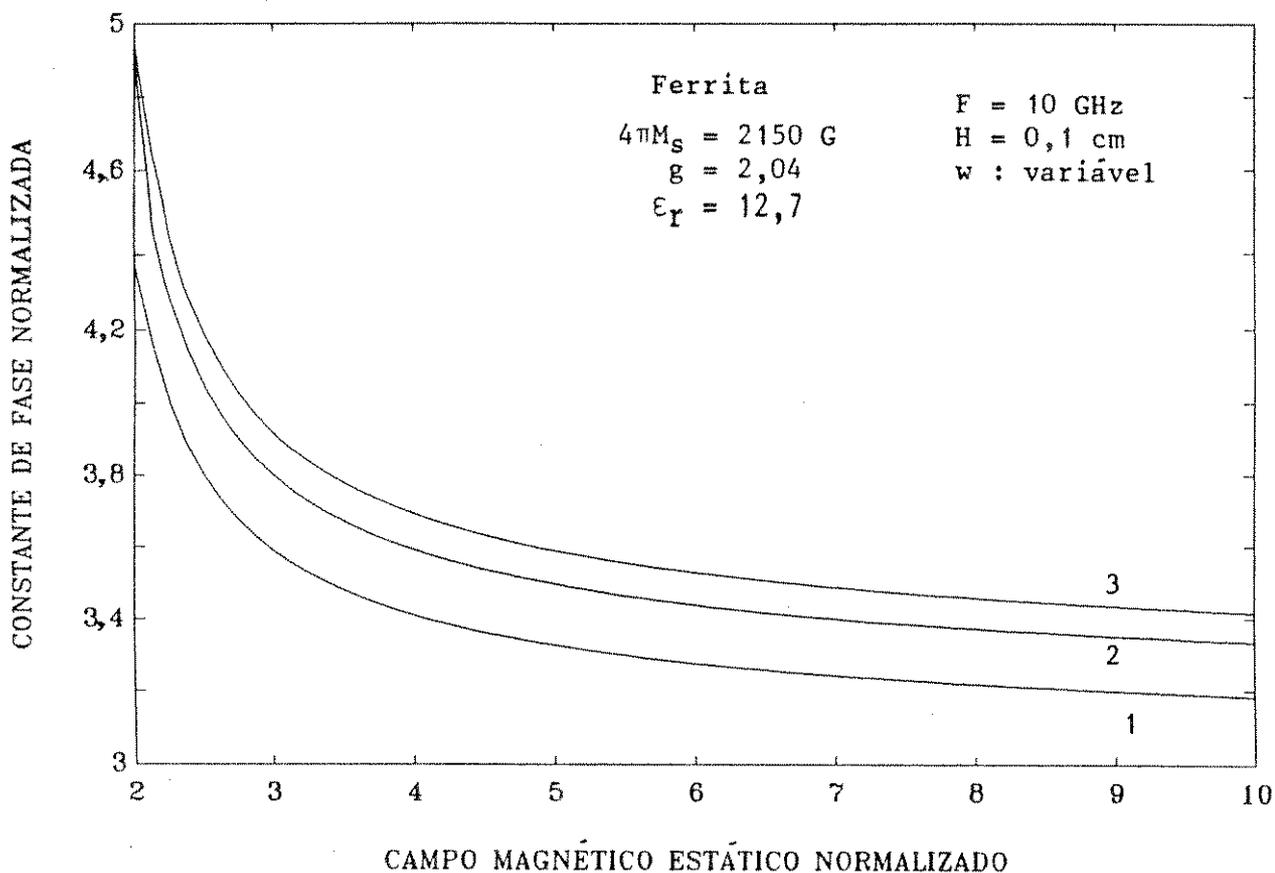
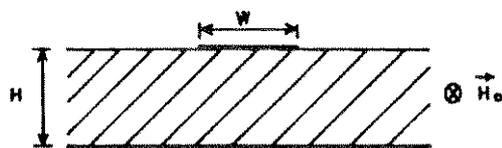


Fig.4.25 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1\text{cm}$ ; (2)  $w=0,2\text{cm}$ ; (3)  $w=0,3\text{cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

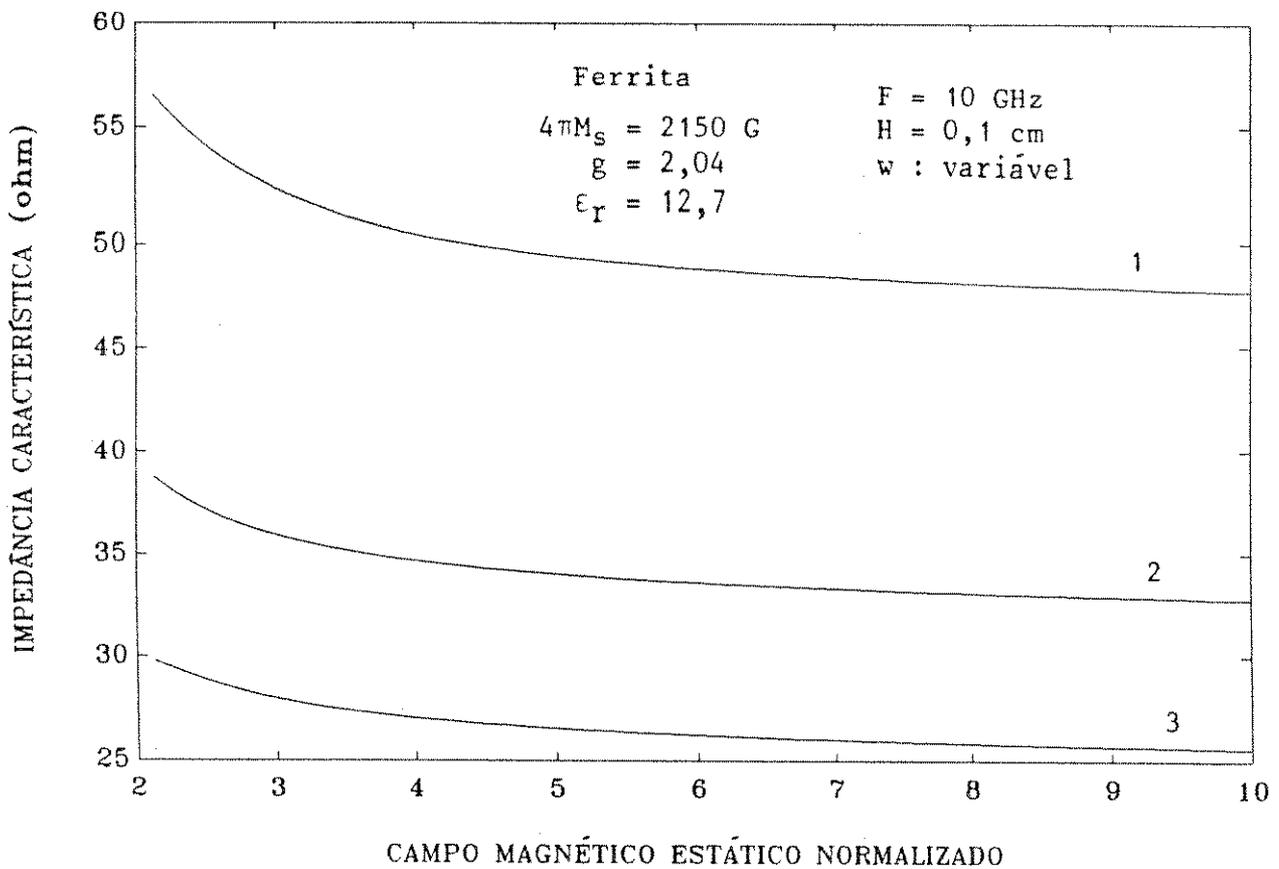
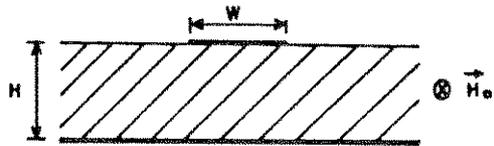


Fig. 4.26 Impedância característica,  $Z_o$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,2 \text{ cm}$ ; (3)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

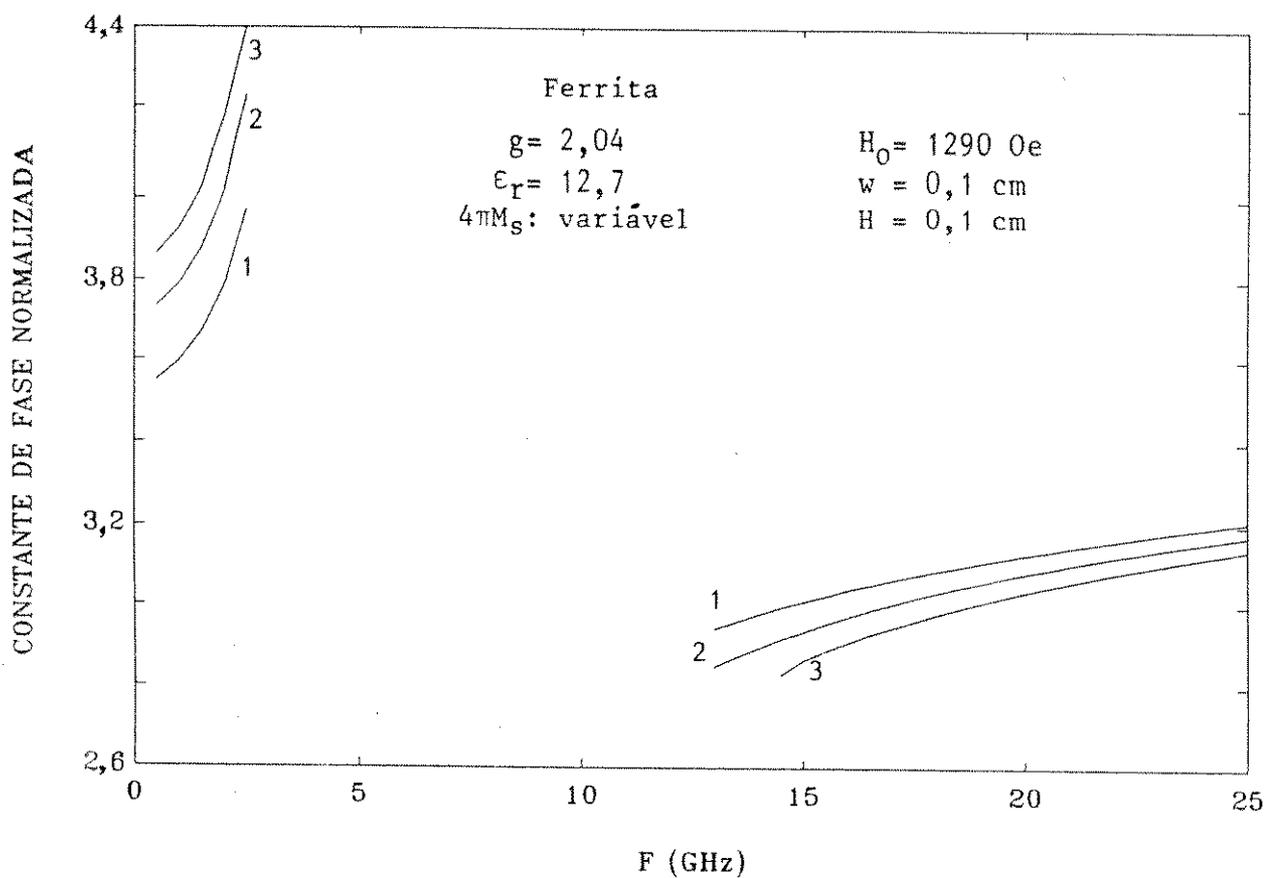
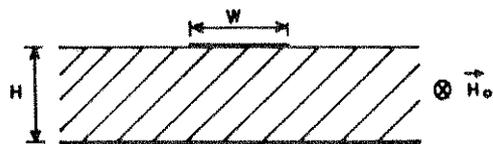


Fig.4.27 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de magnetização de saturação: (1)  $4\pi M_s = 1200$  G; (2)  $4\pi M_s = 1720$  G; (3)  $4\pi M_s = 2150$  G.  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

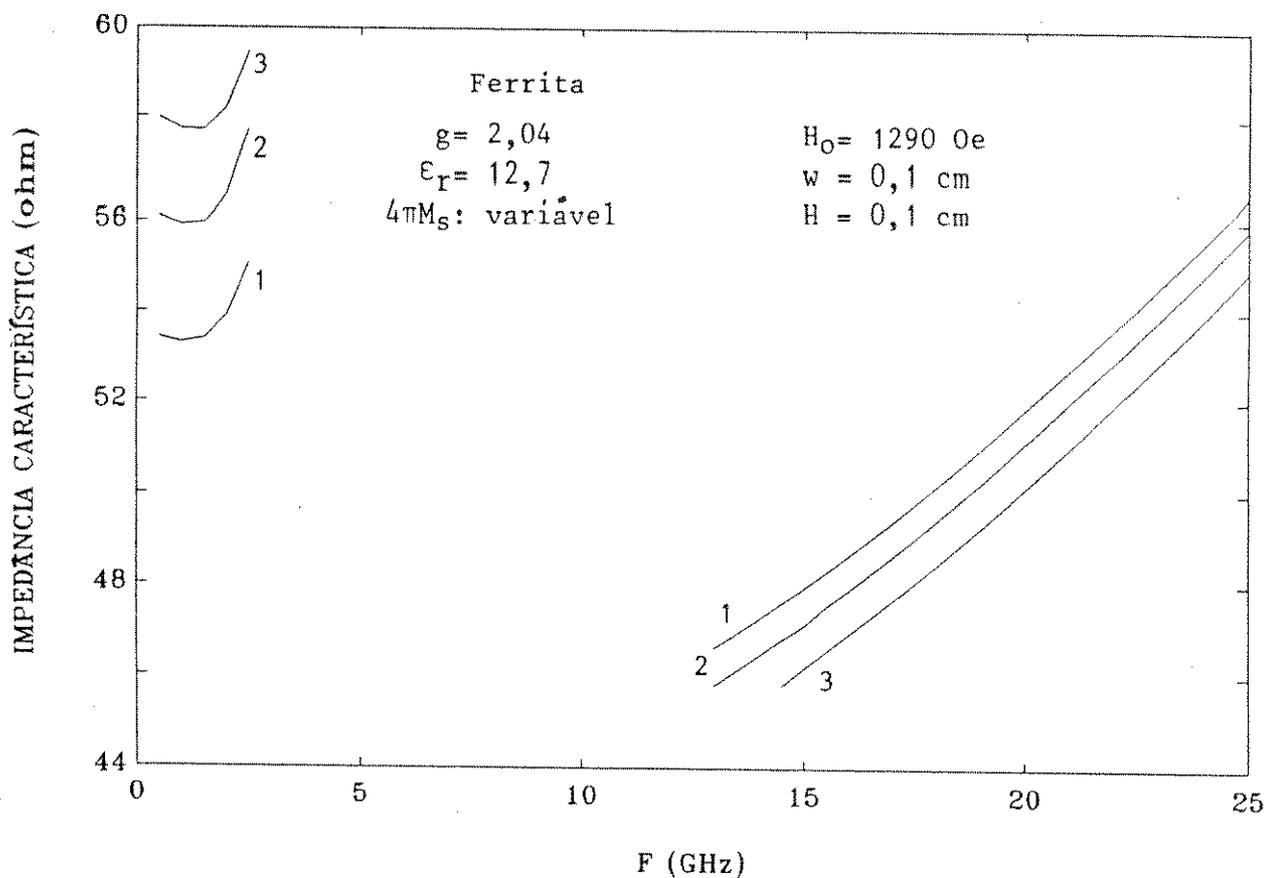
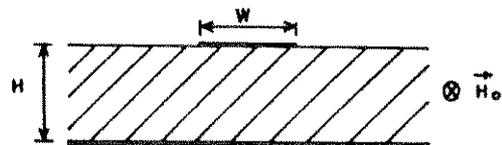


Fig. 4.28 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de magnetização de saturação: (1)  $4\pi M_s = 1200$  G; (2)  $4\pi M_s = 1720$  G; (3)  $4\pi M_s = 2150$  G.  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

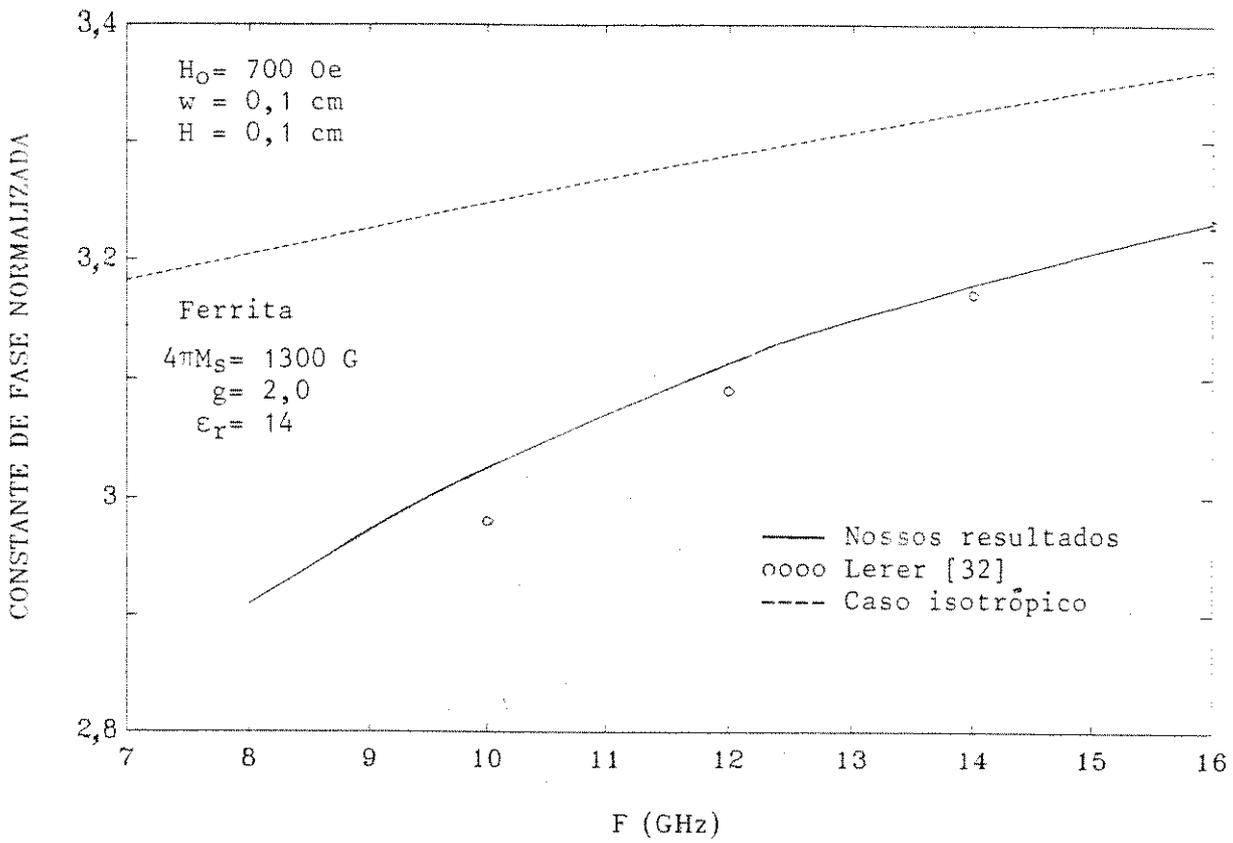
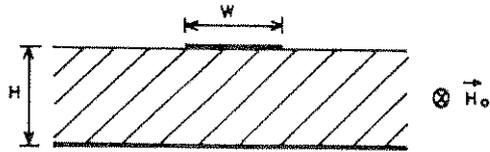


Fig.4.29 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

$H_0$  está aplicado na direção z.

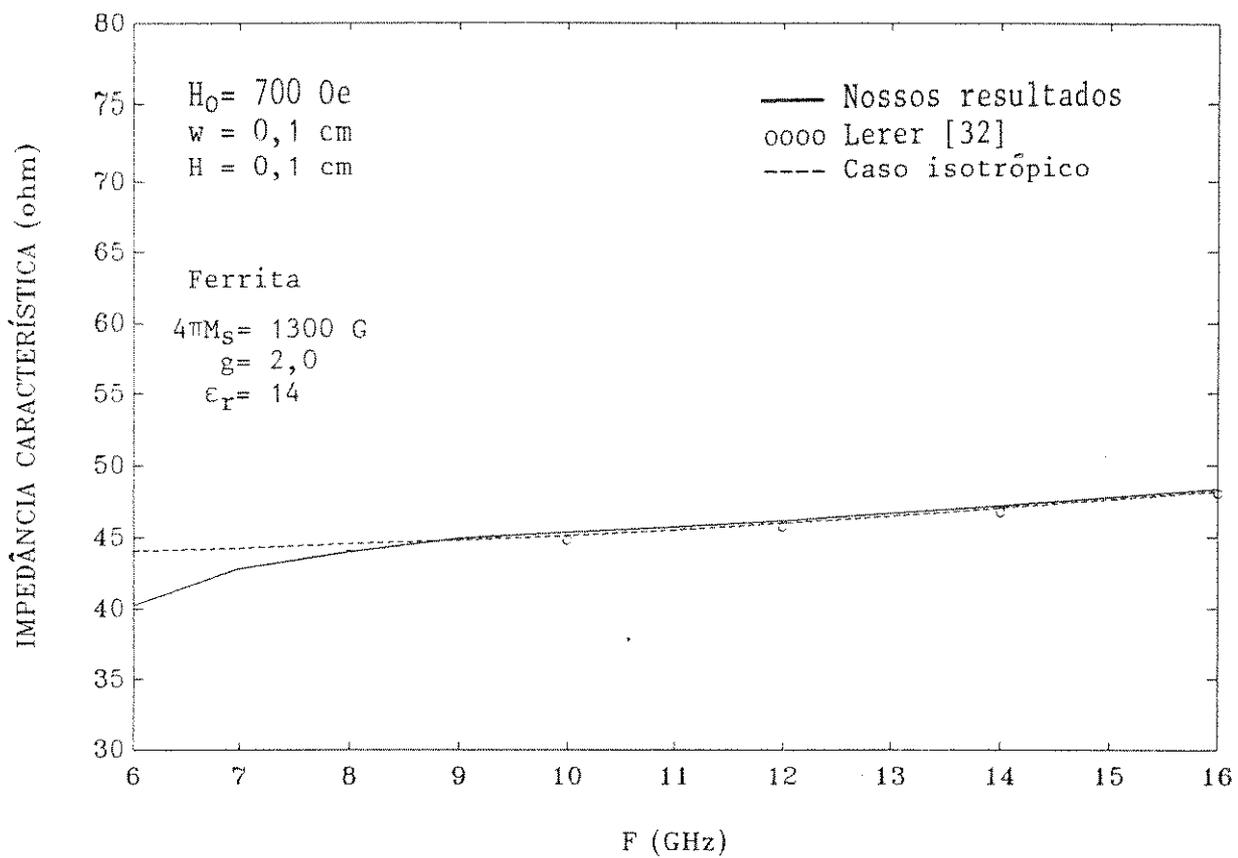
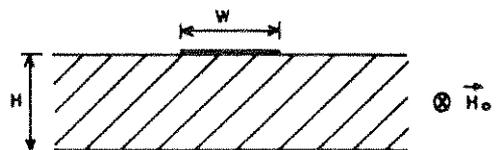


Fig.4.30 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência.  
 $H_0$  está aplicado ao longo do eixo z.

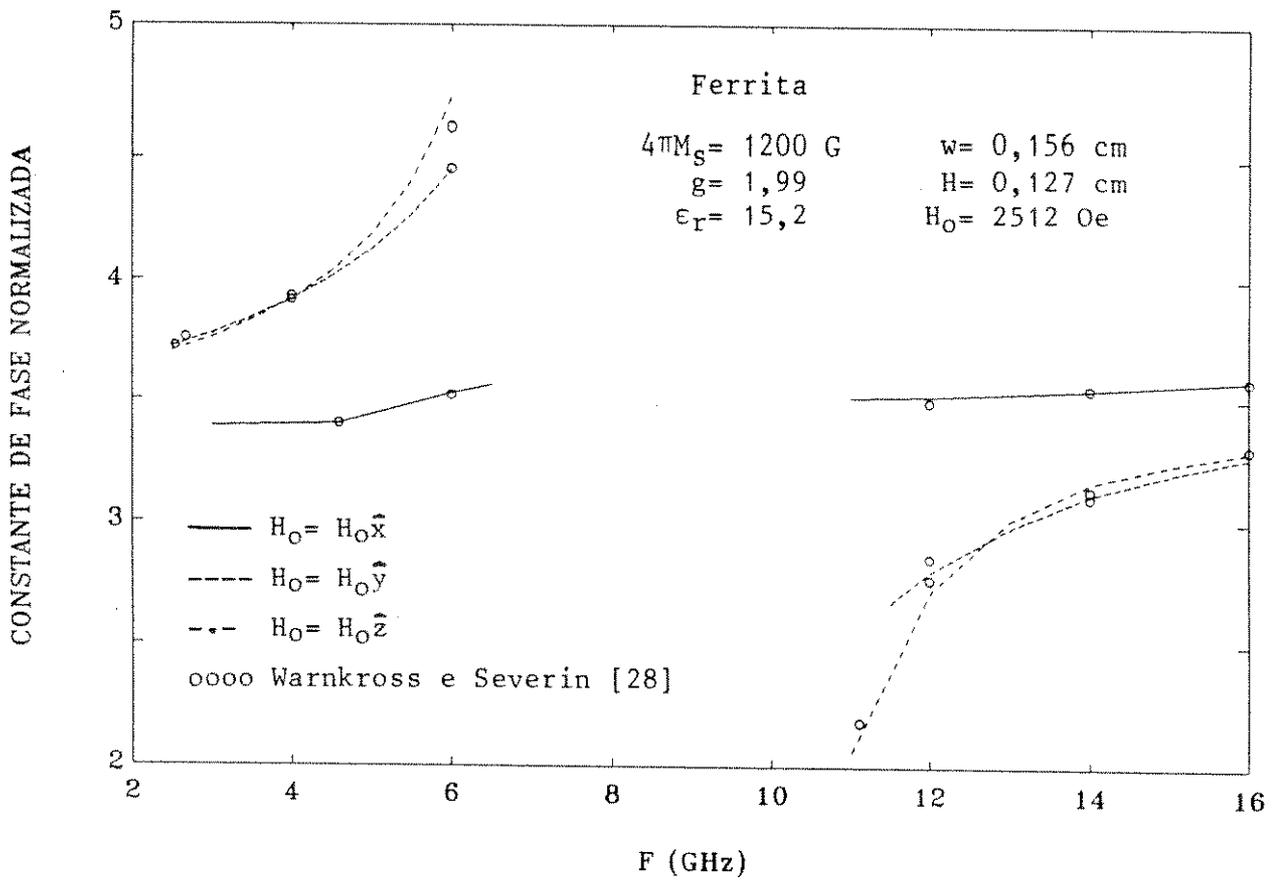
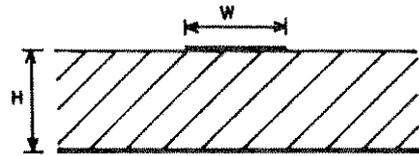


Fig.4.31 Comportamento em frequência da constante de fase normalizada com polarização da ferrita nas direções x, y e z.

## 4.5 RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE MICROFITA ACOPLADAS SOBRE FERRITAS

A teoria desenvolvida é usada no cálculo das características de propagação de linhas de microfita acopladas sobre ferritas.

Na obtenção dos resultados, nós consideramos uma estrutura sobre substrato ferrimagnético com permissividade elétrica relativa  $\epsilon_r=12,7$ , magnetização de saturação  $4\pi M_s=2150$  G, fator de Landé  $g=2,04$  e espessura  $H=0,1$  cm. As curvas sólidas representam as características dos modos pares, enquanto as curvas tracejadas representam as características dos modos ímpares.

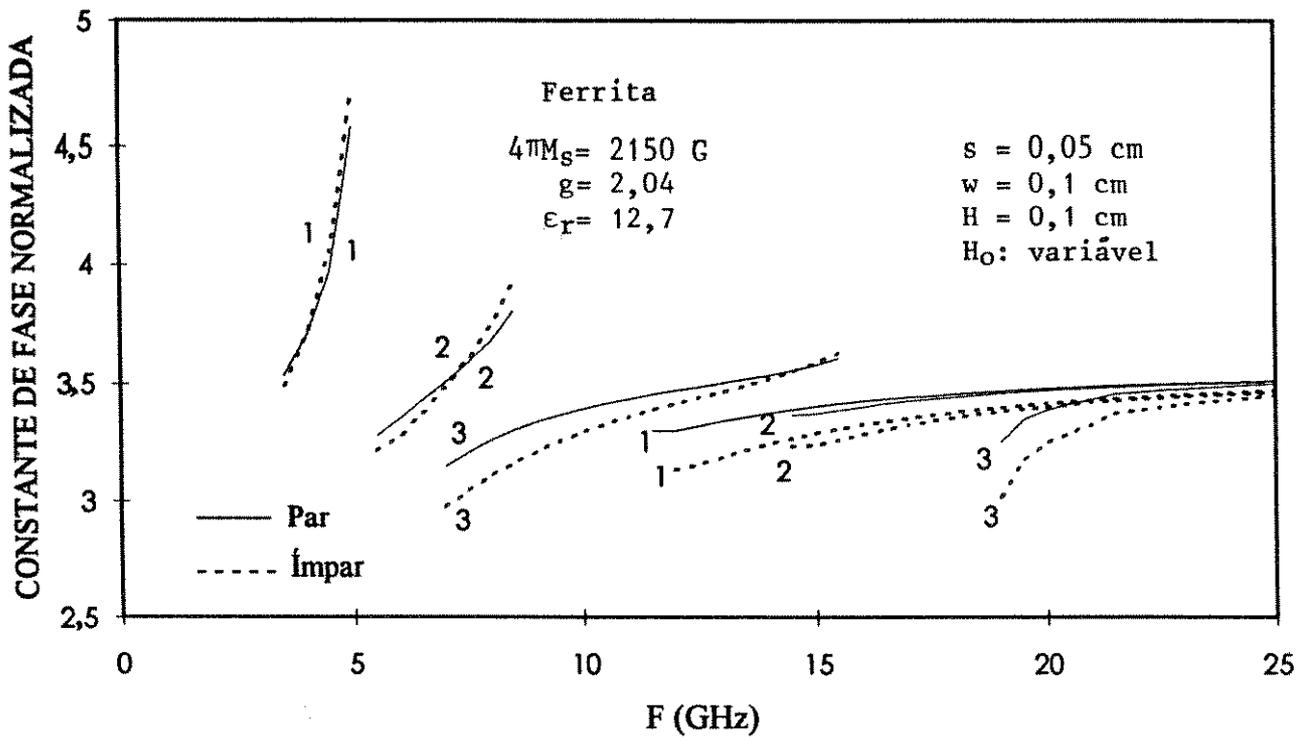
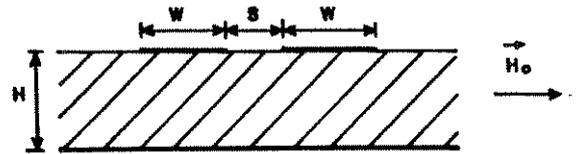
### 4.5.1 LINHA DE MICROFITA ACOPLADA SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO TRANSVERSAL PARALELA AO PLANO TERRA

O comportamento em frequência das constantes de fase normalizadas dos modos par e ímpar, tendo como parâmetro, o campo magnético estático de polarização é mostrado na Fig. 4.32. As impedâncias características correspondentes estão apresentadas na Fig. 4.33. Os resultados foram obtidos para três valores de intensidade de campo magnético: (1)  $H_0=1290$  Oe, (2)  $H_0=2580$  Oe e (3)  $H_0=5160$  Oe. As características mostram que quando  $H_0$  cresce, as constantes de fase normalizadas,  $\beta^+/k_0$ , e as impedâncias características,  $Z_0$ , decrescem.

As Figs. 4.34 e 4.35 mostram o efeito do campo magnético de polarização na constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e na impedância característica,  $Z_0$ . Os resultados foram obtidos na frequência  $f=10$ GHz e considerando-se dois valores de separação entre as fitas: (1)  $s=0,025$  cm e (2)  $s=0,10$  cm. À medida que a separação entre as fitas aumenta, as características correspondentes às constantes de fase normalizadas dos modos pares se diferenciam, enquanto aquelas para os modos ímpares

permanecem praticamente inalteradas. Na Fig. 4.35, o comportamento das impedâncias características dos modos pares e ímpares é determinado. A convergência para o limite isotrópico pode ser deduzida para campos magnéticos elevados.

A Fig. 4.36 mostra as características de dispersão das ondas se propagando na direção positiva e na direção negativa do eixo  $z$ . Podemos observar que, para esta orientação do campo magnético de polarização, o modo ímpar de propagação apresenta característica não-recíproca mais acentuada que o modo par de propagação.



**Fig.4.32** Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0=5160 \text{ Oe}$ .

$H_0$  está aplicado na direção x.

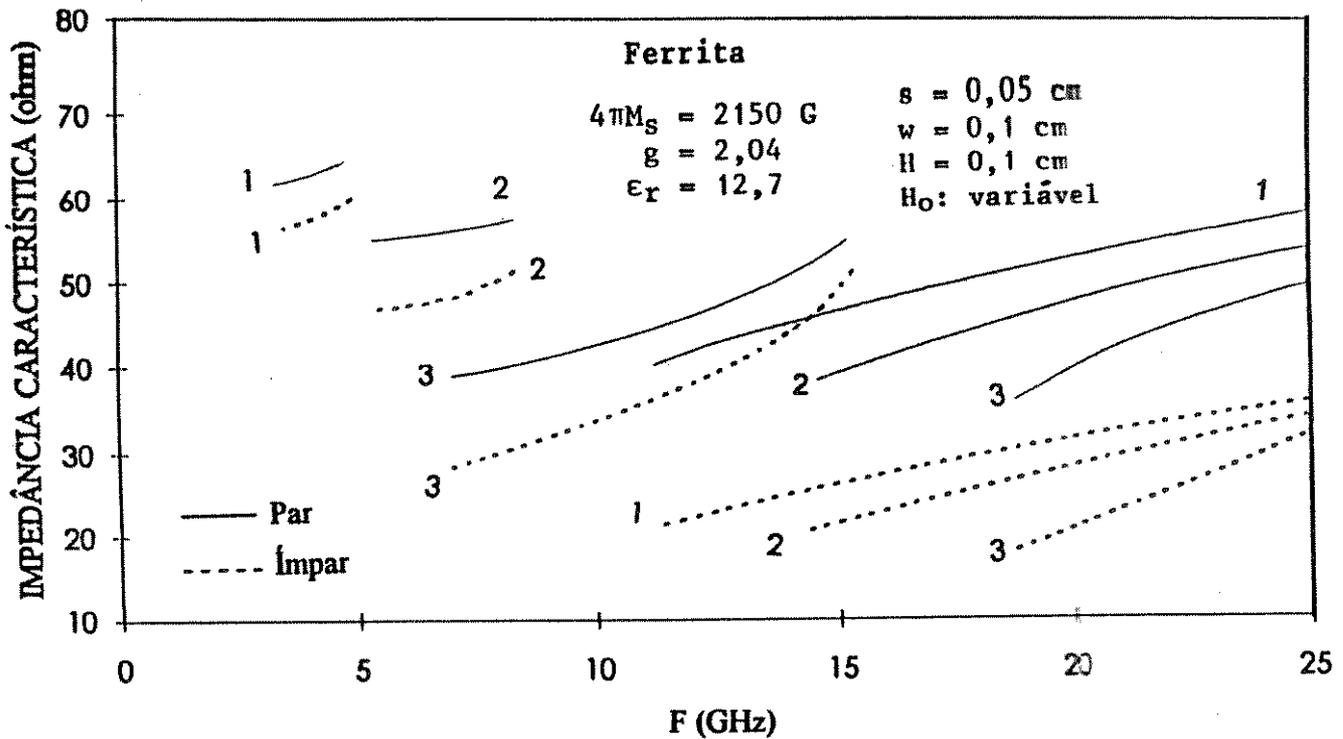
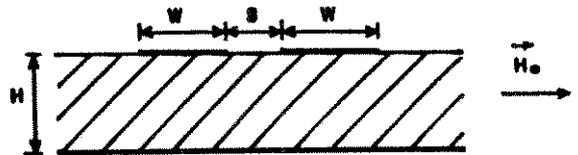
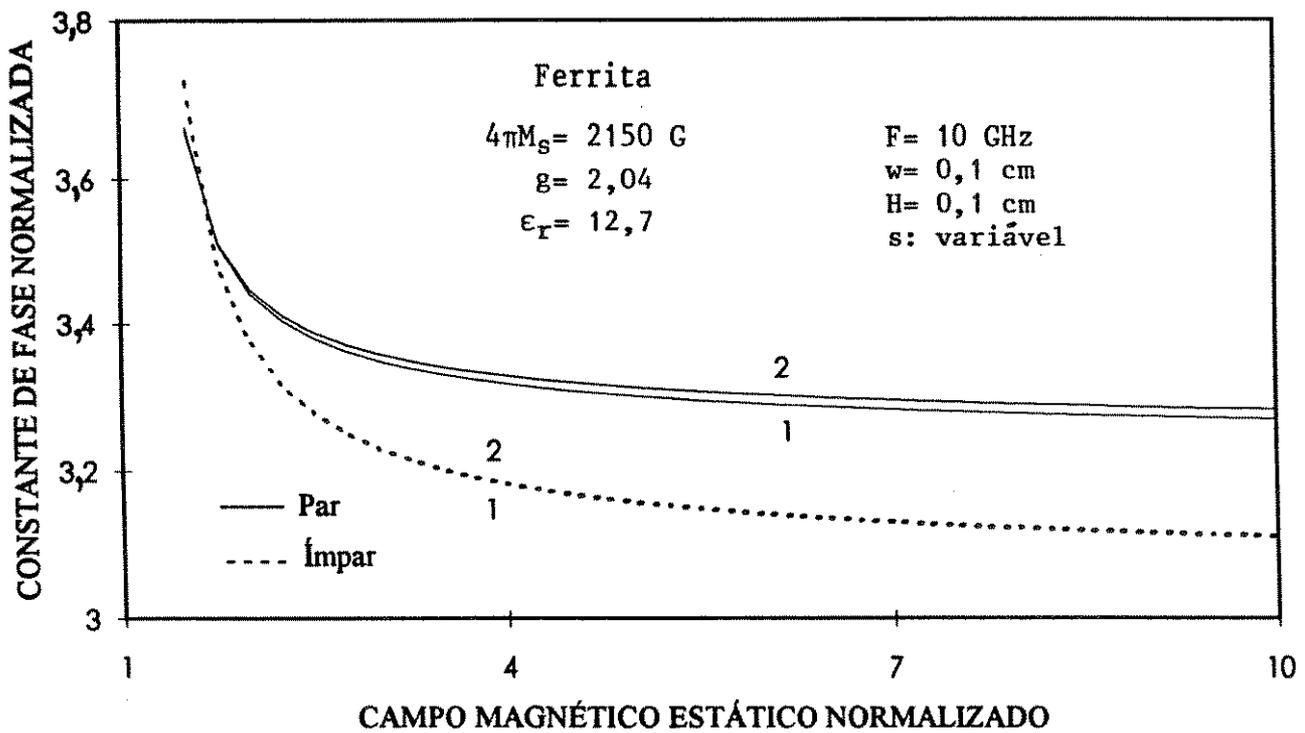
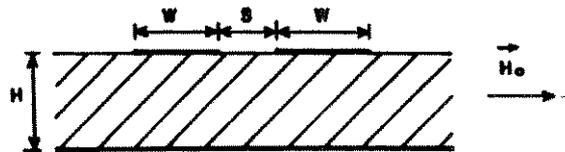


Fig.4.33 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0= 5160 \text{ Oe}$ .  
 $H_0$  está aplicado na direção x.



**Fig.4.34** Constante de fase normalizada,  $\beta^*/k_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção x.

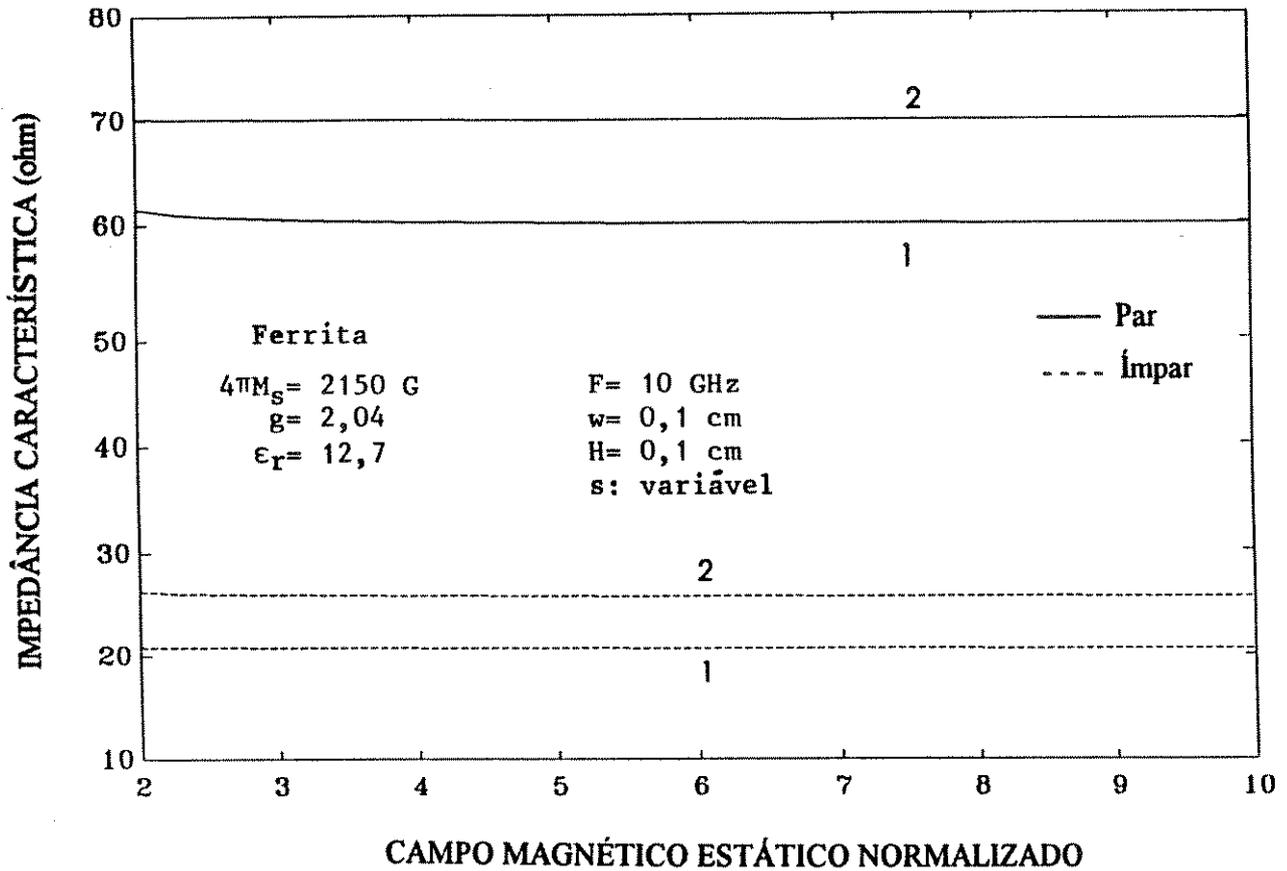
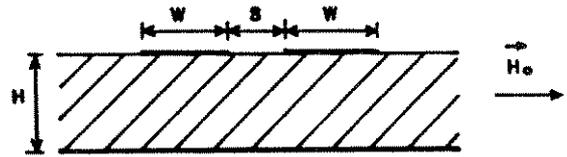


Fig.4.35 Impedância característica,  $Z_o$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_o/4\pi M_s$ , para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .  $H_o$  está aplicado na direção x.

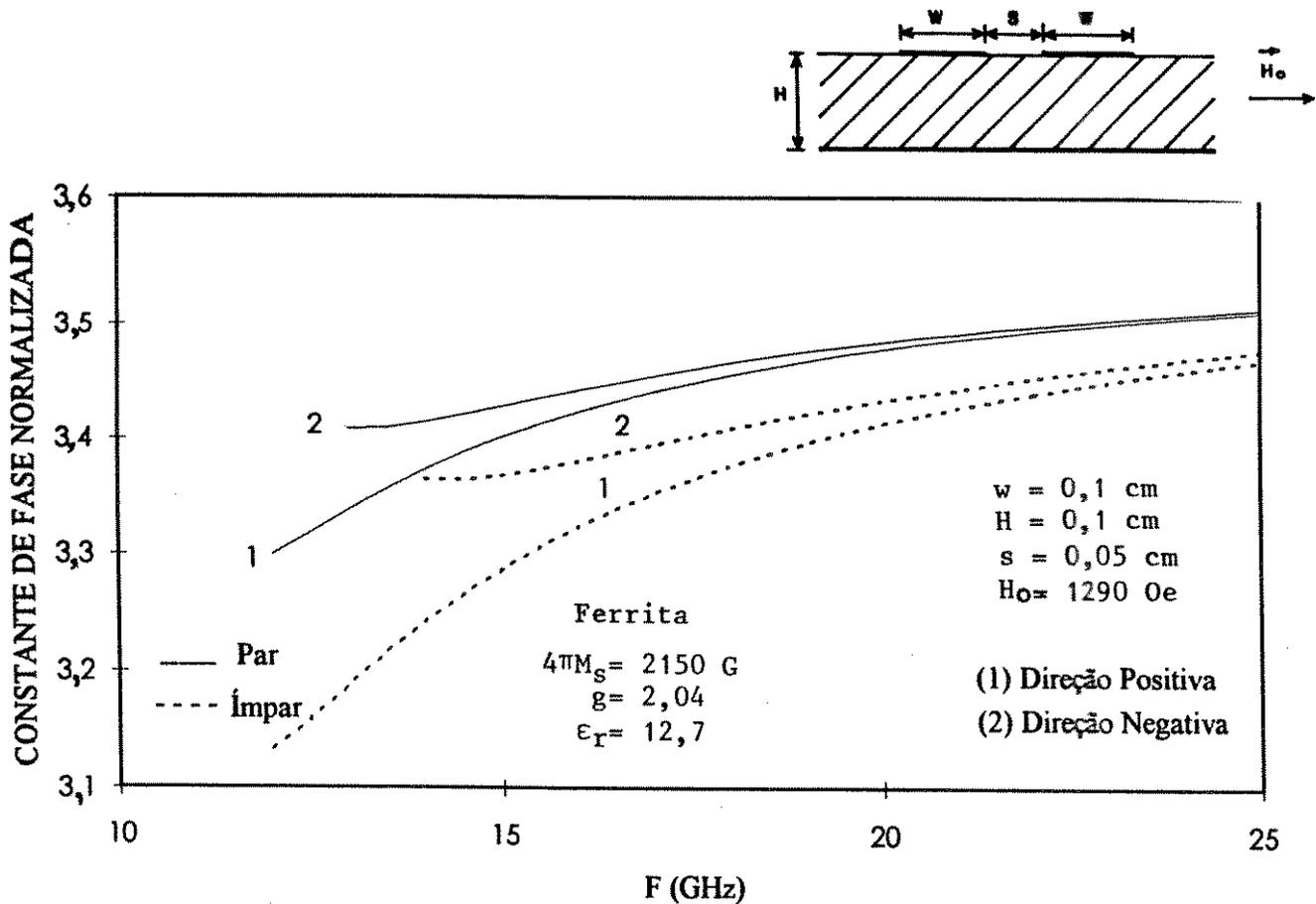


Fig.4.36 Constantes de fase normalizadas,  $\beta^+/k_0$  e  $\beta^-/k_0$ , em função da frequência.

$H_0$  está aplicado na direção x.

#### 4.5.2 LINHA DE MICROFITA ACOPLADA SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO PERPENDICULAR AO PLANO DE TERRA

O comportamento em frequência das constantes de propagação dos modos par e ímpar, tendo como parâmetro o campo magnético de polarização,  $H_0$ , é mostrado na Fig. 4.37. Podemos observar que quando o valor de  $H_0$  aumenta, as características dos modos par e ímpar decrescem. Para frequências abaixo da frequência de ressonância, as constantes de fase normalizadas,  $\beta^+/k_0$ , destes modos são mais sensíveis às variações do campo magnético. Na Fig. 4.38 as impedâncias características correspondentes são apresentadas. A influência da variação do campo magnético é mais acentuada em relação aos valores de impedância obtidos para os modos pares.

O efeito da variação da largura da fita condutora,  $w$ , nas curvas de constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e impedância característica,  $Z_0$ , dos modos par e ímpar, para  $H_0=1290$  Oe e  $s=0,05$  cm, é mostrado nas Figs. 4.39 e 4.40, respectivamente. A inspeção das curvas atesta uma pequena mudança nos valores de  $\beta^+/k_0$  do modo par para frequências acima da frequência de ressonância. Por outro lado, um aumento na largura da fita condutora provoca uma diminuição nos valores de impedância característica correspondentes aos modos par e ímpar.

As Figs. 4.41 e 4.42 mostram a variação das constantes de fase normalizadas e das impedâncias características dos modos par e ímpar com a frequência e com o espaçamento entre as fitas,  $s$ , para um campo magnético  $H_0=1290$  Oe. Observa-se que estes parâmetros crescem com a frequência e que as constantes de fase normalizadas são muito pouco sensíveis às variações de  $s$ . Na Fig. 4.42 podemos constatar que as impedâncias características dos modos par e ímpar decrescem e crescem, respectivamente, com o valor de  $s$ , para uma determinada frequência.

As Figs. 4.43 e 4.44 mostram a influência do campo

magnético estático normalizado nas características de propagação dos modos par e ímpar, na frequência de 10GHz, para dois valores de separação entre as fitas,  $s$ . Na Fig. 4.43, aumentando-se o valor correspondente a  $s$ , percebe-se que os valores de constante de fase normalizada para o modo ímpar também crescem enquanto aqueles para o modo par permanecem praticamente invariáveis. Na Fig 4.44 os resultados mostram que as impedâncias características dos modos par e ímpar decrescem e crescem, respectivamente, à medida que o parâmetro  $s$  aumenta. Podemos também acrescentar, a partir da inspeção das Figs. 4.43 e 4.44 que  $\beta^+/k_0$  e  $Z_0$  decrescem com o campo magnético estático normalizado. A convergência para o caso isotrópico pode ser deduzida para campos magnéticos elevados.

Na Fig. 4.45, nossos resultados são comparados com os valores obtidos a partir de curvas publicadas por Janiczak e Kitlinski [39] para linhas de microfita acopladas simétricas. É considerada uma ferrita com magnetização de saturação  $4\pi M_s=1200$  G, permissividade elétrica relativa  $\epsilon_r=15,2$ , fator de Landé  $g=1,99$  e espessura  $H=0,0635$  cm. As fitas condutoras estão separadas por um valor  $s=0,0635$  cm e apresentam uma largura  $w=0,065$  cm. A ferrita é magnetizada por um campo magnético  $H_0=3600$  Oe. As curvas obtidas para a constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , mostram uma boa concordância com os resultados publicados em [39].

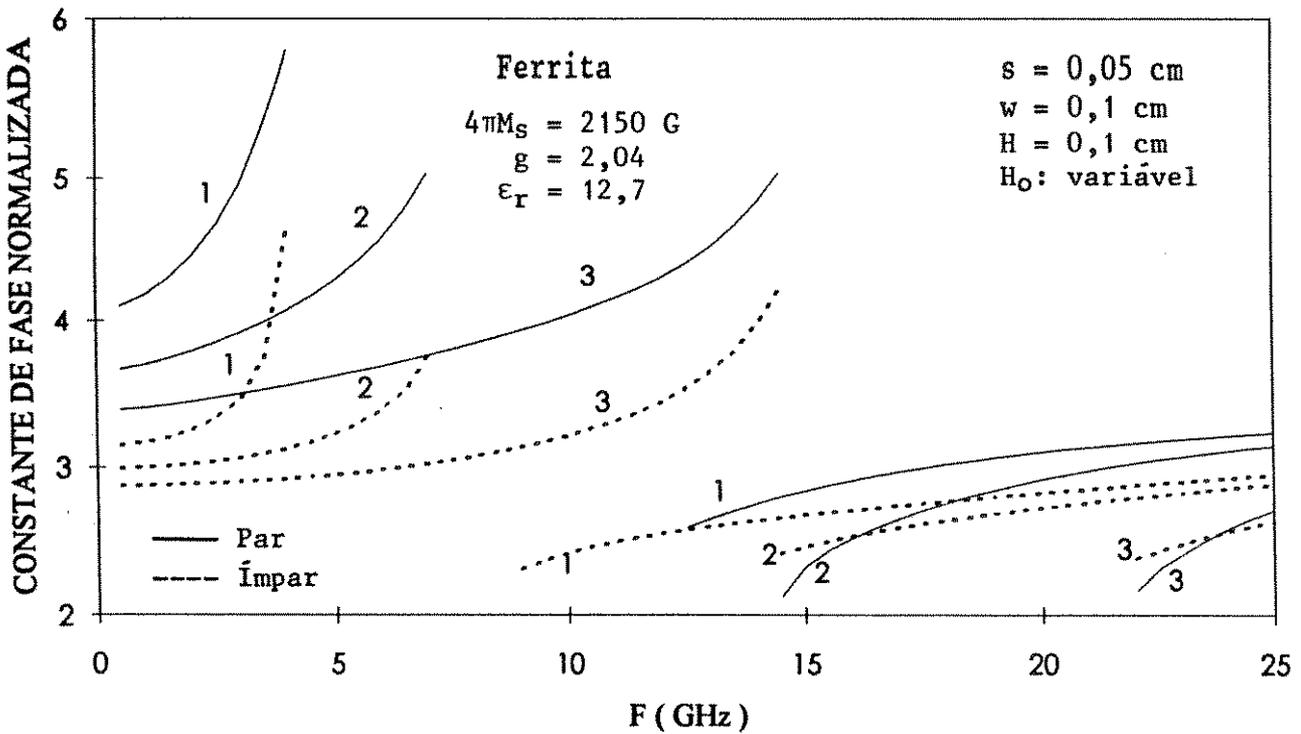
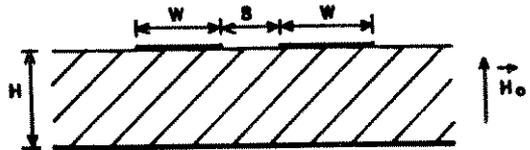


Fig.4.37 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0=5160 \text{ Oe}$ .

$H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

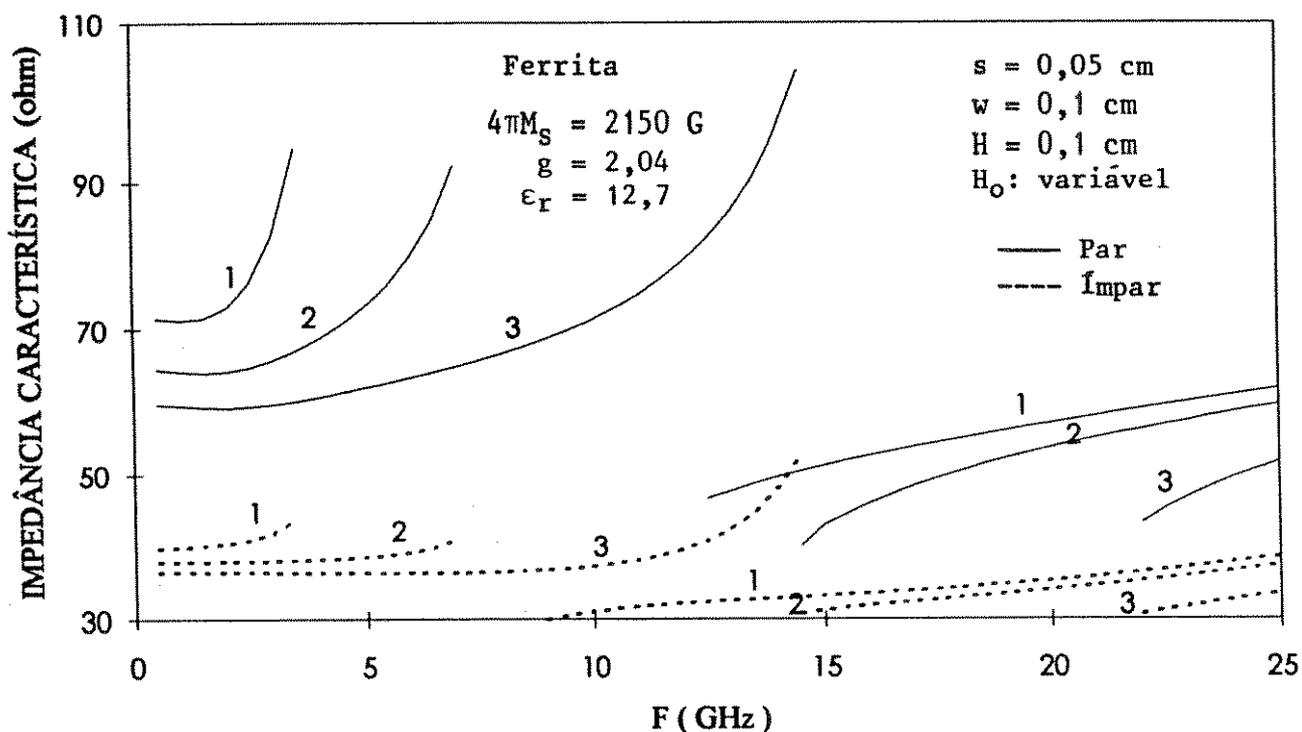
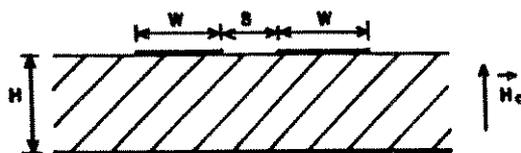


Fig.4.38 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da freqüência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0=5160 \text{ Oe}$ .

$H_0$  está aplicado na direção y.

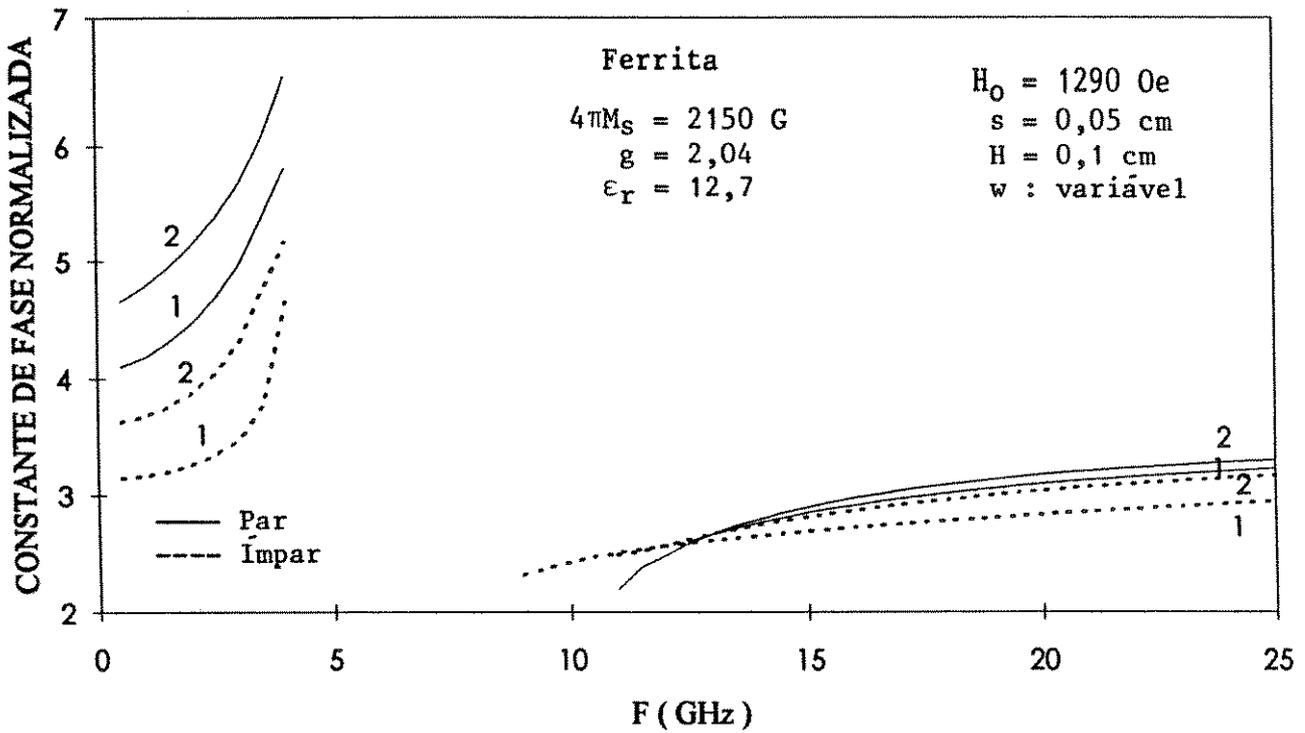
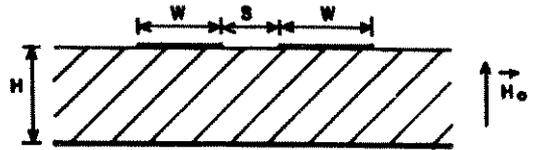
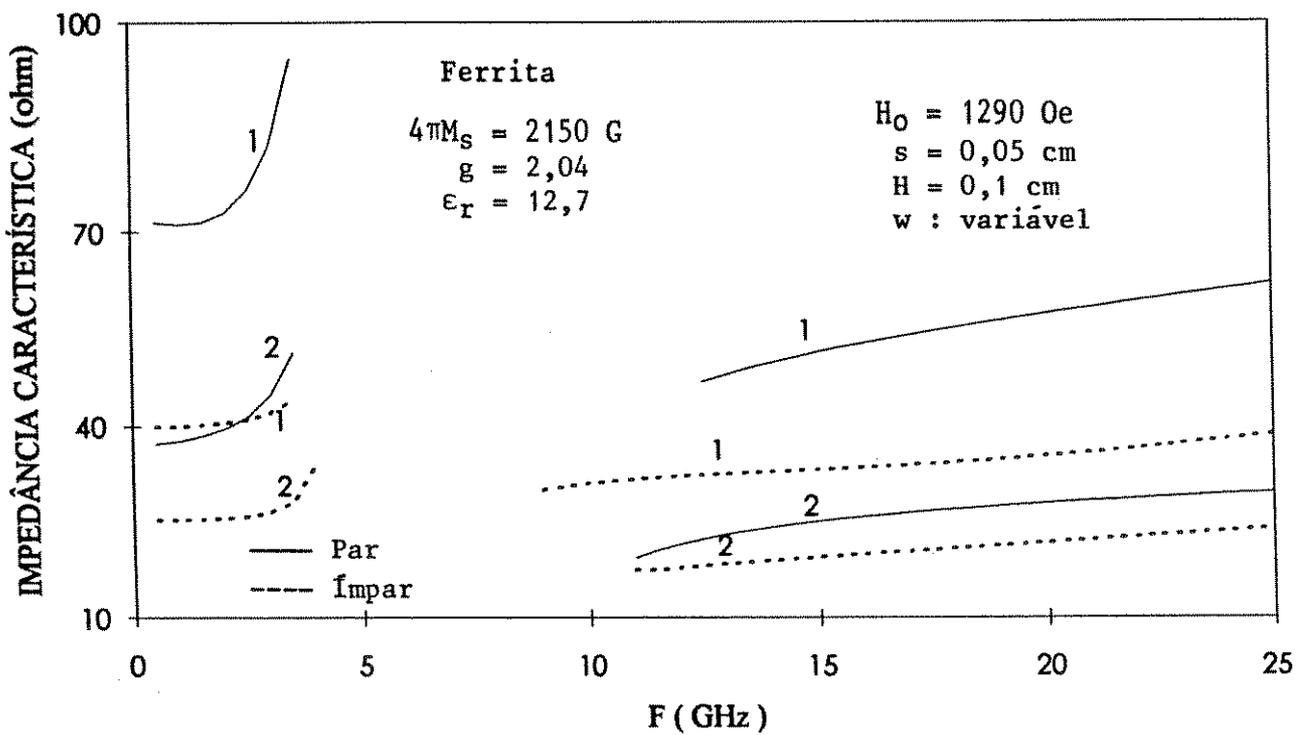
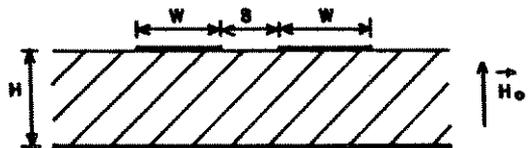


Fig.4.39 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .



**Fig. 4.40** Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

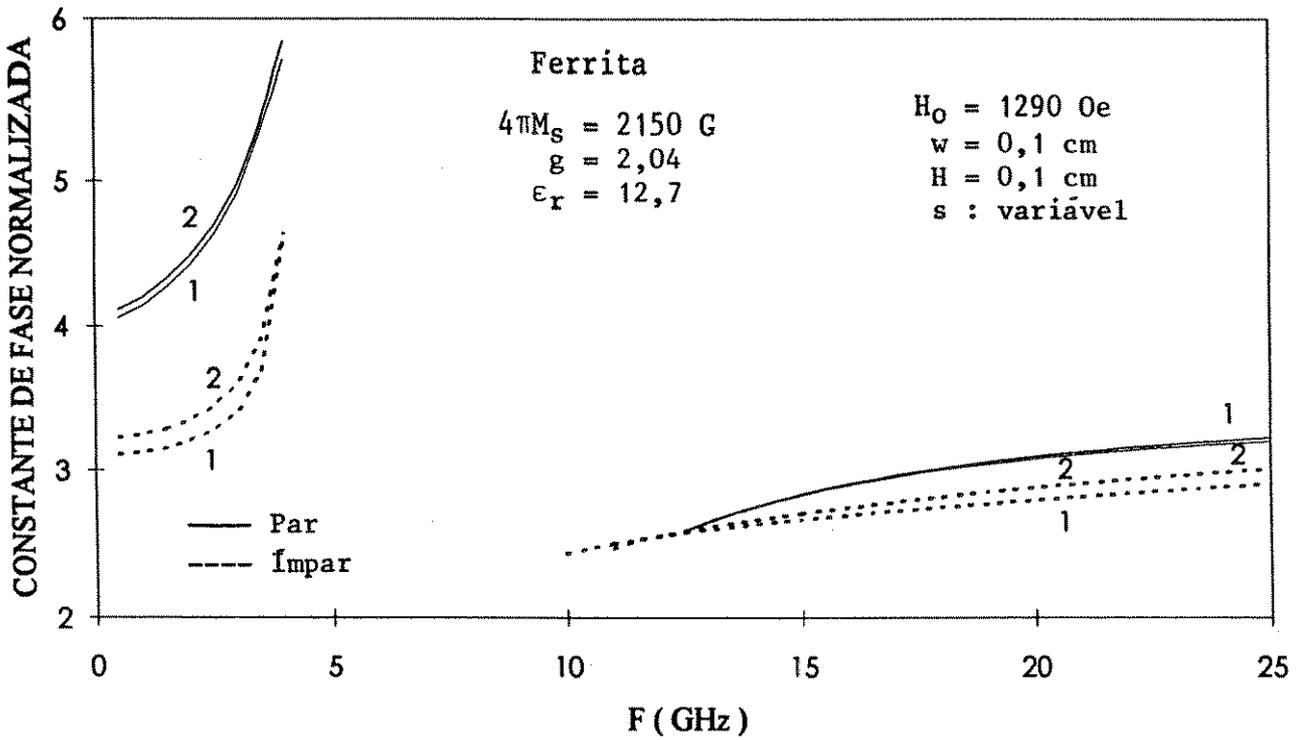
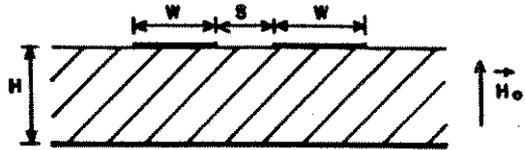
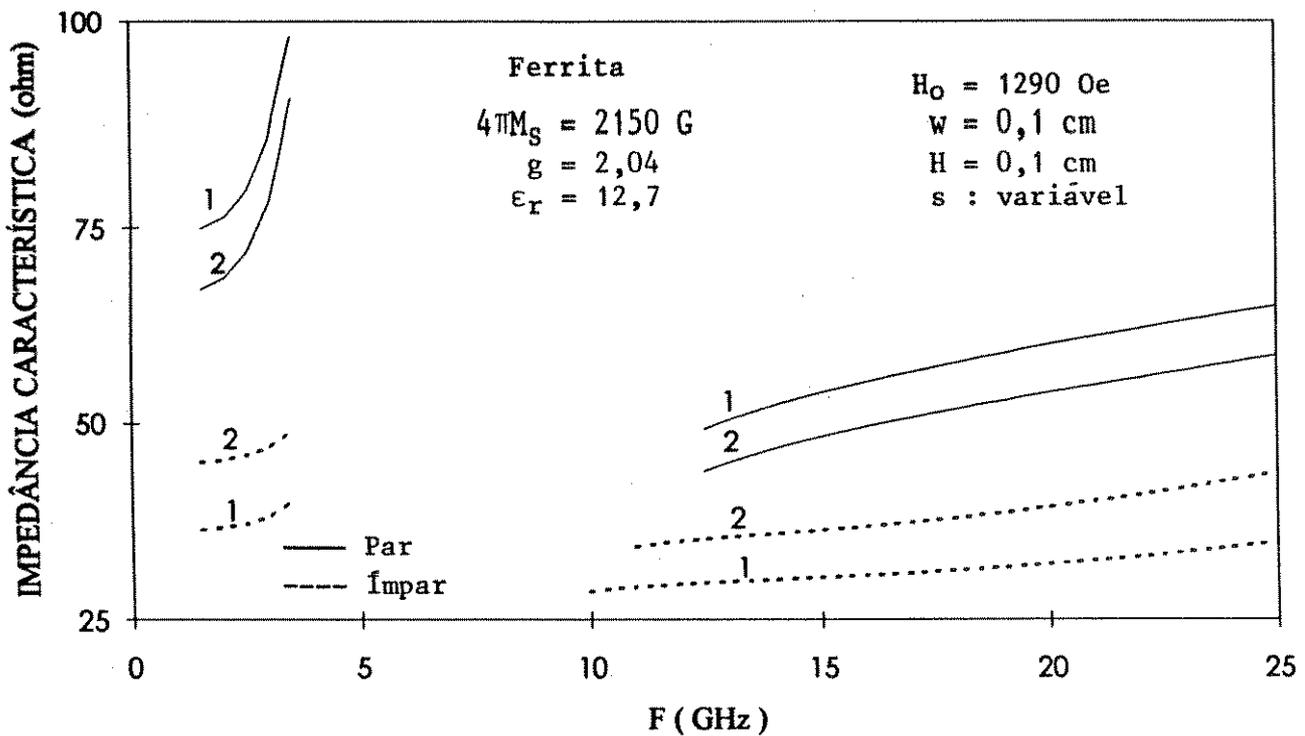
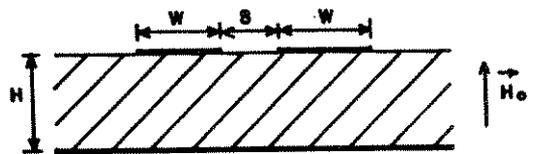


Fig.4.41 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $y$ .



**Fig.4.42** Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .

$H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

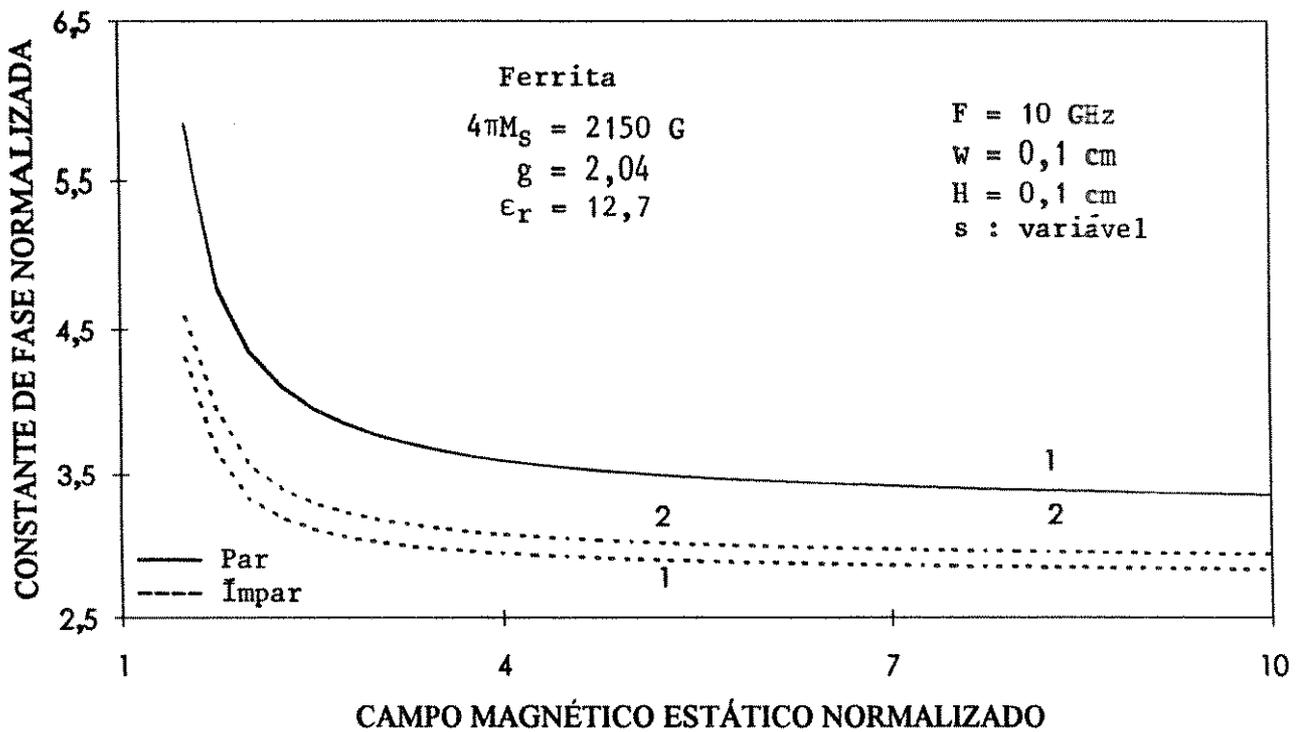
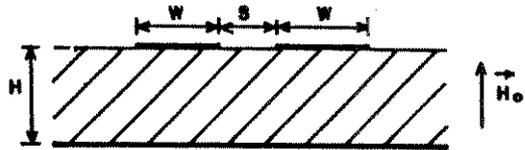
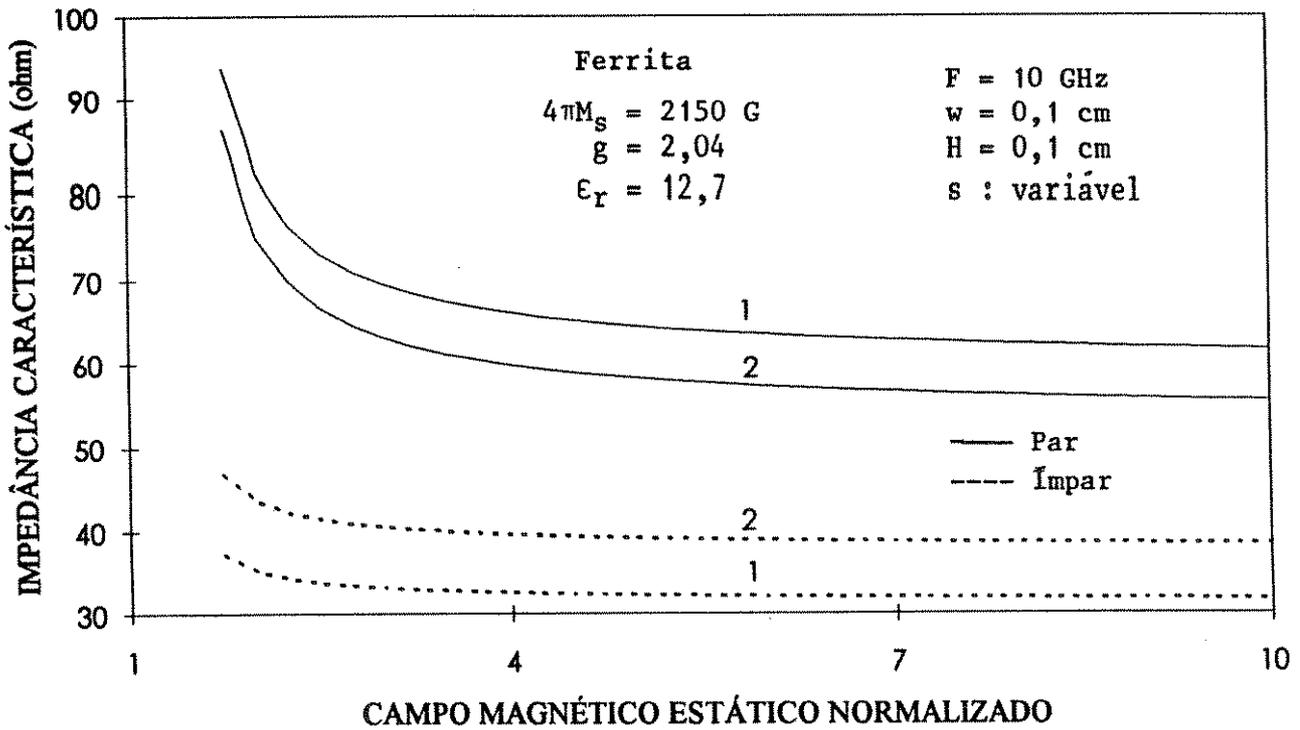
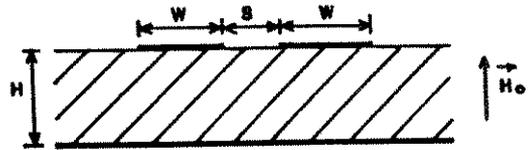


Fig.4.43 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .

$H_0$  está aplicado na direção  $y$ .



**Fig.4.44** Impedância característica,  $Z_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .

$H_0$  está aplicado na direção y.

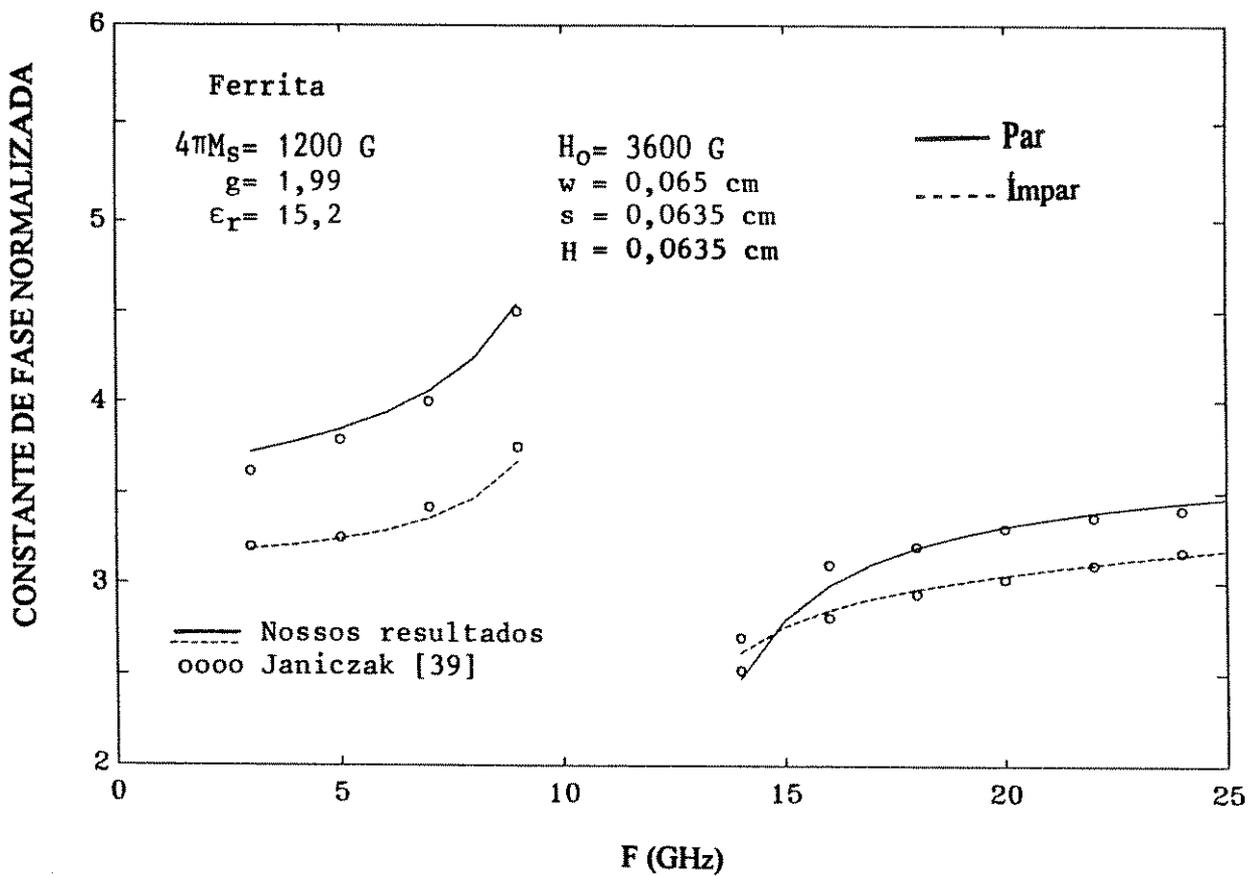
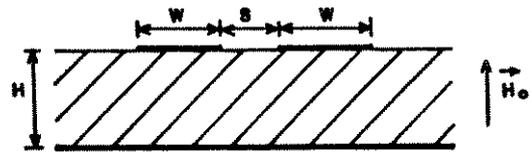


Fig.4.45 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

$H_0$  está aplicado na direção  $y$ .

### 4.5.3 LINHA DE MICROFITA ACOPLADA SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO LONGITUDINAL

As Figs. 4.46 a 4.51 apresentam as características de dispersão dos modos par e ímpar de uma linha de microfita acoplada. O substrato ferrimagnético está magnetizado ao longo da direção de propagação,  $z$ .

Nas Figs. 4.46 e 4.47, as curvas foram obtidas em função da frequência, para diferentes valores de intensidade de campo magnético: (1)  $H_0=1290$  Oe, (2)  $H_0=2580$  Oe e (3)  $H_0=5160$  Oe. À medida que a ferrita é submetida a um campo magnético mais intenso, as curvas de dispersão são deslocadas para baixo. Como nos casos anteriores, a constante de fase normalizada e a impedância característica crescem, longe da ressonância, com a frequência e decrescem com a intensidade de campo magnético.

Quando impomos uma variação na largura da fita condutora,  $w$ , como nas Figs. 4.48 e 4.49, as constantes de fase normalizadas dos modos par e ímpar apresentam pequenas variações para frequências acima da ressonância. As curvas de impedância característica dos modos par e ímpar atestam um aumento no valor de  $Z_0$  com a redução da largura da fita condutora.

As Figs. 4.50 e 4.51 mostram o comportamento da constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , e da impedância característica,  $Z_0$ , em função do campo magnético estático normalizado, para dois valores de separação entre as fitas condutoras,  $s$ . Os resultados foram obtidos para uma frequência de 10GHz. Observa-se que quando o valor de  $s$  aumenta, as características dos modos pares para  $\beta^+/k_0$  permanecem praticamente iguais, enquanto que aquelas correspondentes aos modos ímpares se diferenciam. As impedâncias características dos modos pares e ímpares decrescem e crescem, respectivamente, quando se aumenta o valor de  $s$ . A convergência para o limite isotrópico ocorre para valores elevados do campo magnético de polarização.

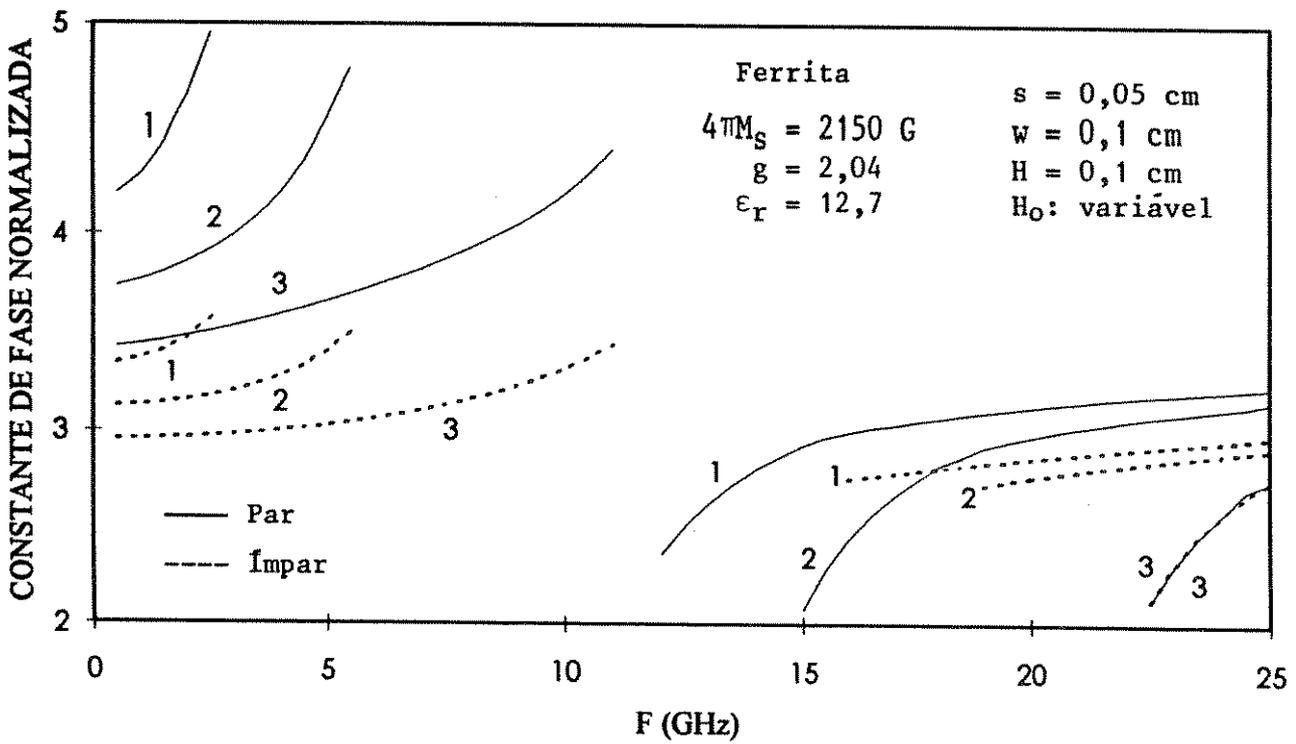
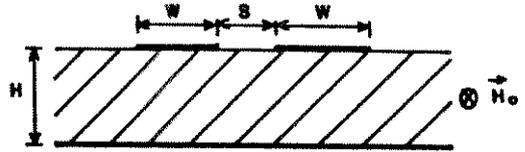


Fig.4.46 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0 = 2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0 = 5160 \text{ Oe}$ .

$H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

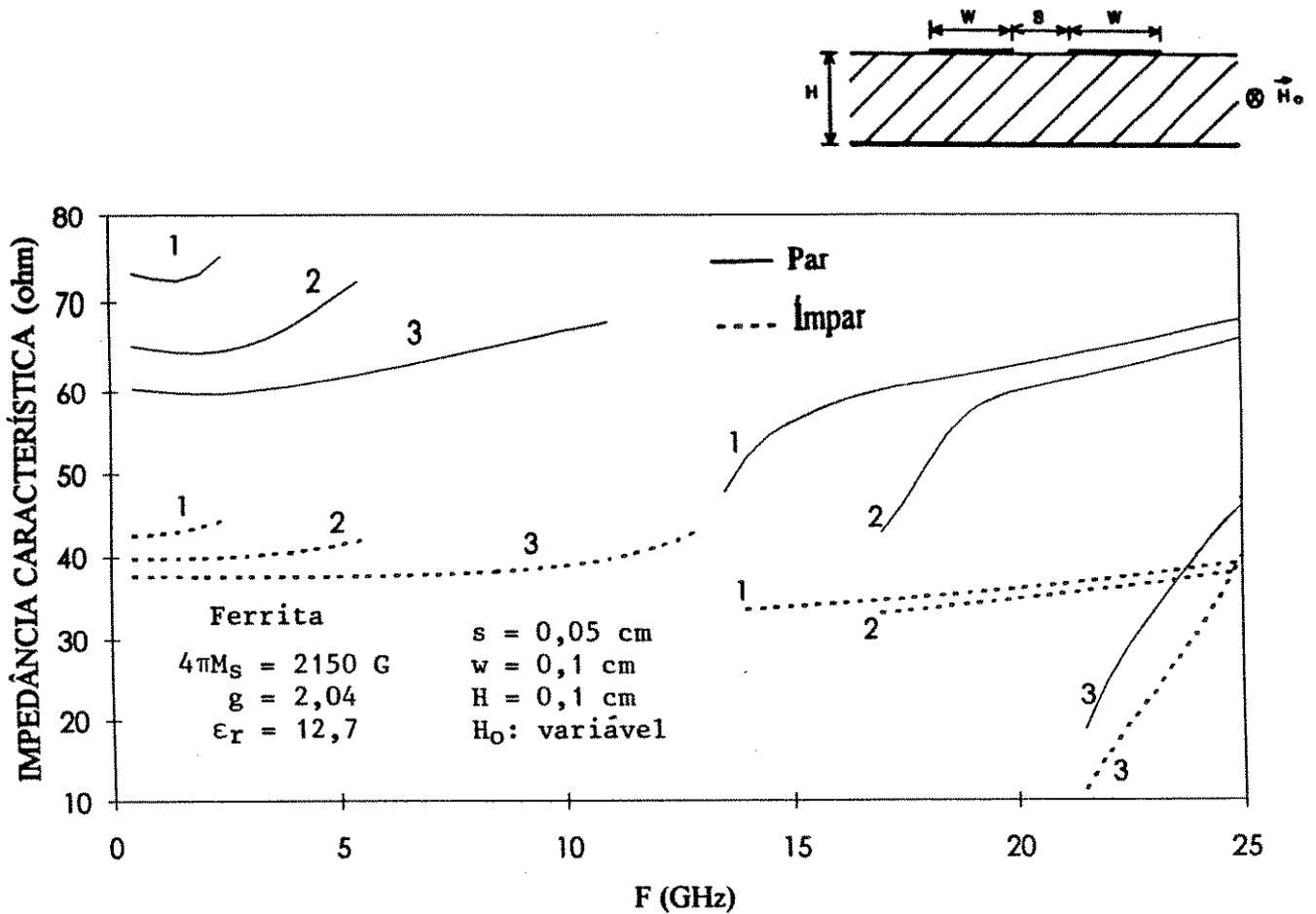
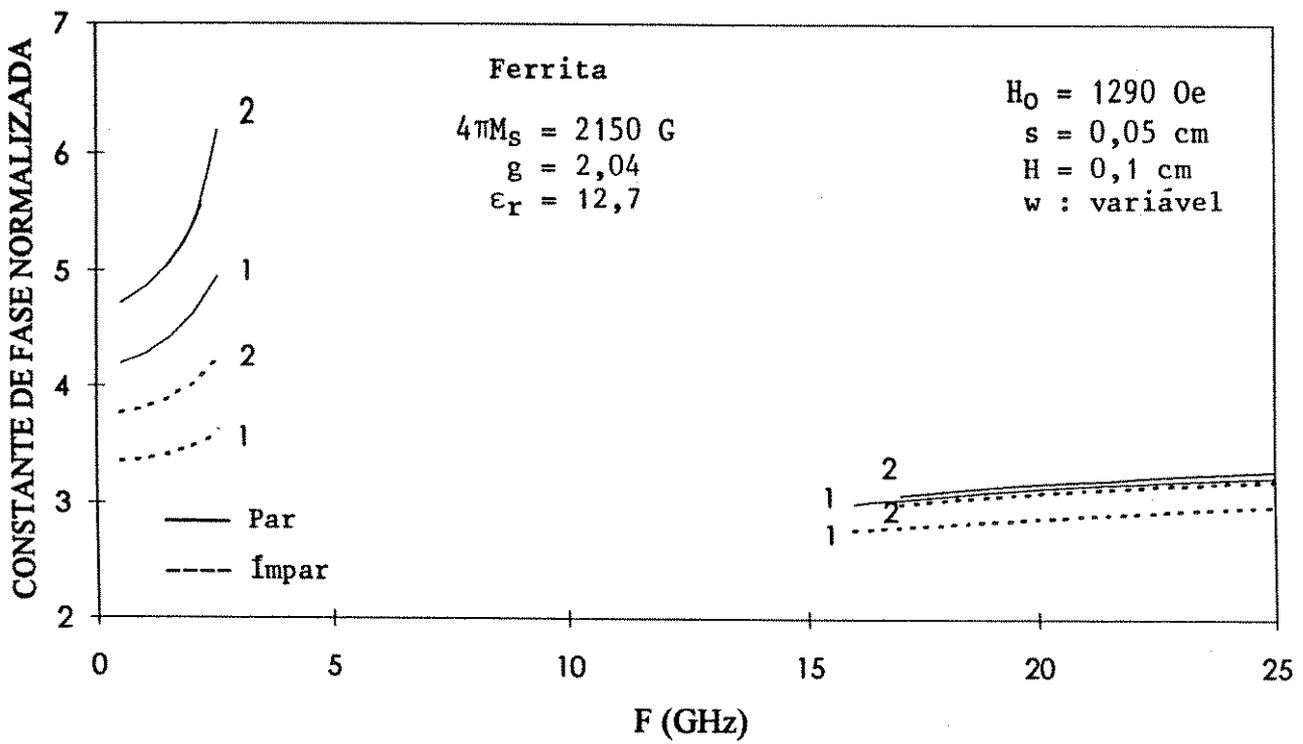
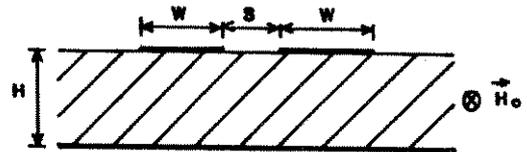


Fig.4.47 Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de intensidade de campo magnético estático de polarização: (1)  $H_0=1290 \text{ Oe}$ ; (2)  $H_0=2580 \text{ Oe}$ ; (3)  $H_0=5160 \text{ Oe}$ .

$H_0$  está aplicado na direção z.



**Fig.4.48** Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

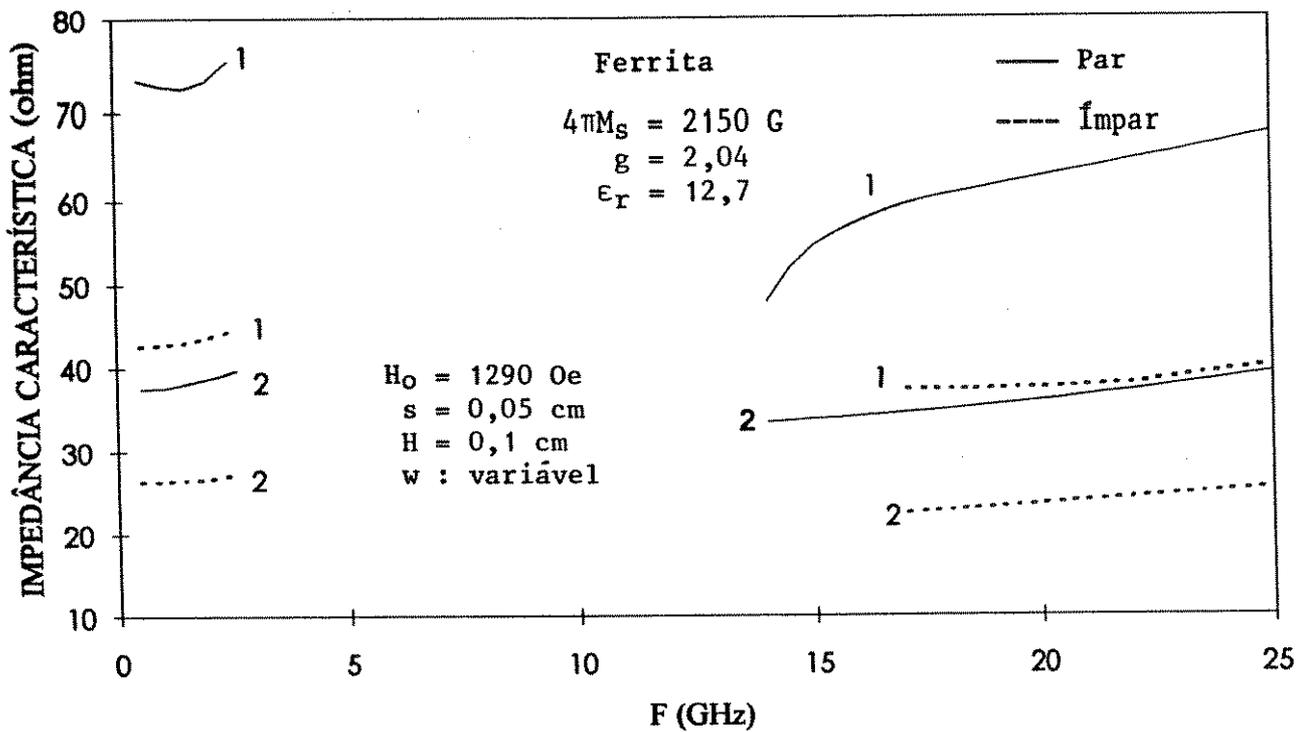
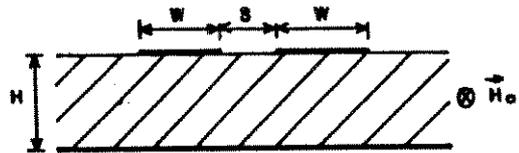


Fig. 4.49 - Impedância característica,  $Z_0$ , em função da frequência para diferentes valores de largura da fita condutora: (1)  $w=0,1 \text{ cm}$ ; (2)  $w=0,3 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .

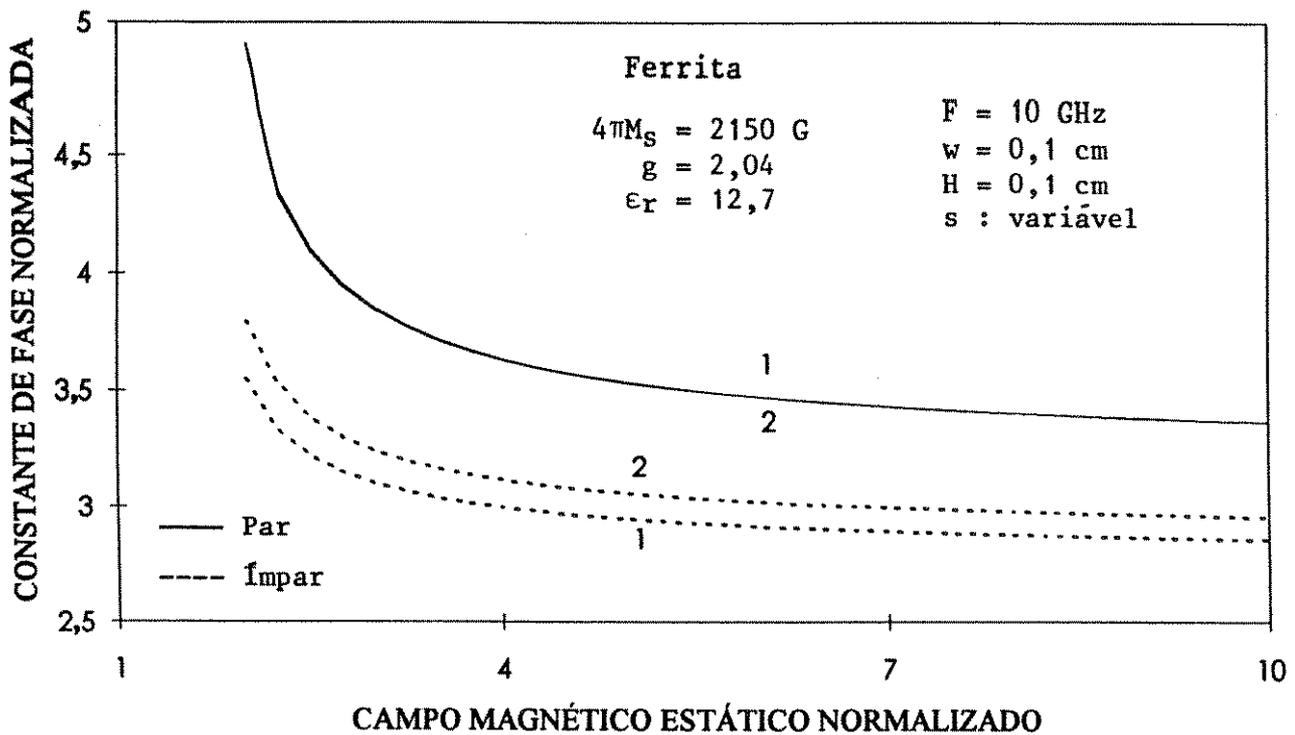
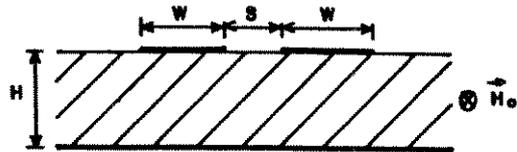
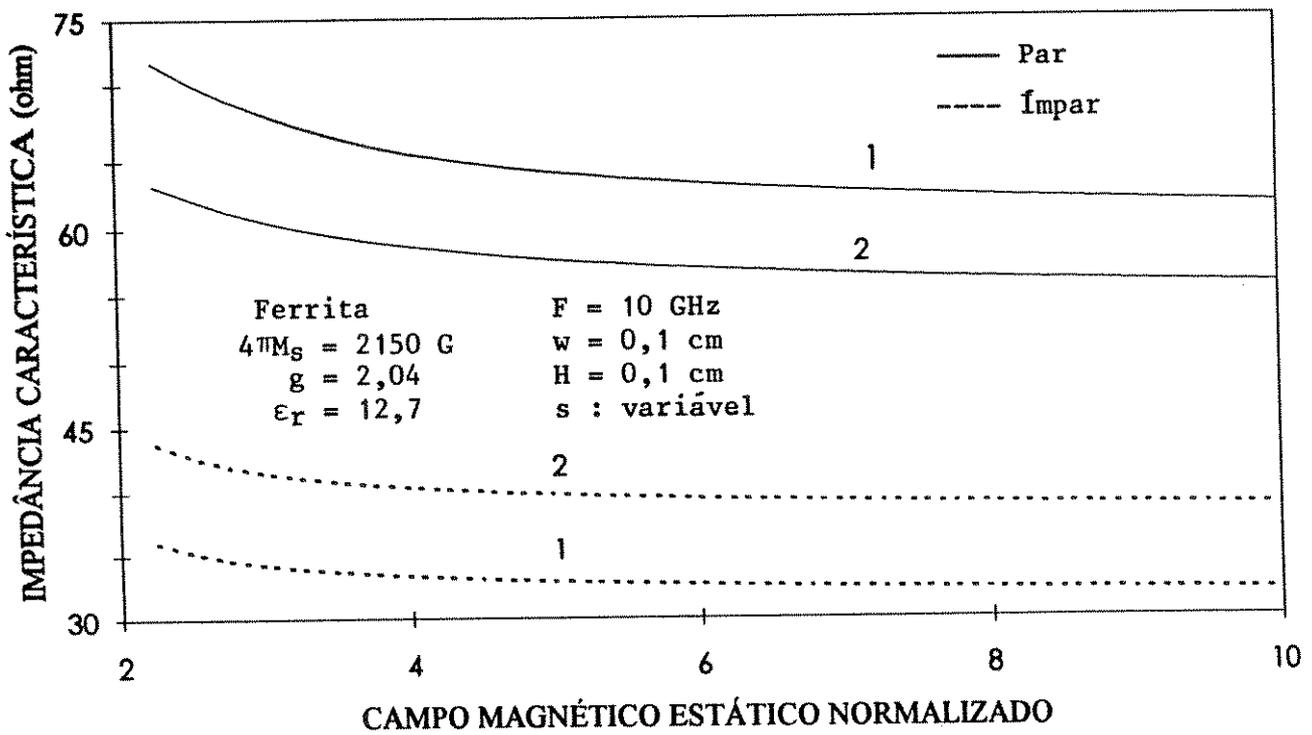
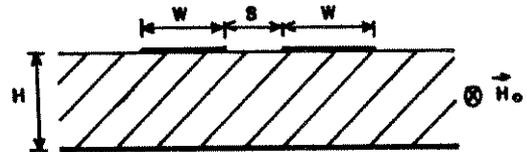


Fig.4.50 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_0/4\pi M_s$ , para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .  $H_0$  está aplicado na direção  $z$ .



**Fig. 4.51** Impedância característica,  $Z_o$ , em função da intensidade de campo magnético estático externo normalizado,  $H_o/4\pi M_s$ , para diferentes valores de separação entre as fitas condutoras: (1)  $s=0,025 \text{ cm}$ ; (2)  $s=0,1 \text{ cm}$ .  $H_o$  está aplicado na direção  $z$ .

## 4.6 CONCLUSÕES

O método dos momentos e de Galerkin, no domínio espectral, foi usado na determinação numérica das características de propagação de linhas de microfita isoladas e de linhas de microfita acopladas sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados.

Foram apresentadas curvas de dispersão para cada estrutura com magnetização na superfície do substrato perpendicular ( $\bar{H}_0 = H_0 \hat{x}$ ) e paralela ( $\bar{H}_0 = H_0 \hat{z}$ ) à direção de propagação, como também com magnetização perpendicular à superfície do substrato ( $\bar{H}_0 = H_0 \hat{y}$ ).

Nas regiões próximas à ressonância ferrimagnética, podemos verificar, para as três orientações consideradas, que os parâmetros de propagação apresentam uma forte dependência com a frequência.

As constantes de fase normalizadas e as impedâncias características dos modos de propagação são muito sensíveis às mudanças de intensidade e/ou orientação do campo magnético de polarização.

As propriedades de dispersão para linhas de microfita isoladas e linhas de microfita acopladas foram investigadas para propagação nas direções positiva e negativa do eixo z. Entretanto, quando a ferrita está magnetizada nas direções y e z, a estrutura é praticamente recíproca. Por isso, os resultados foram apresentados somente para propagação na direção positiva (+z).

Os resultados obtidos nesta análise apresentam uma boa concordância com os obtidos por outros autores, usando métodos diferentes, publicados na literatura especializada.

## CAPÍTULO 5

### ANÁLISE DINÂMICA DE LINHAS DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE SUBSTRATOS FERRIMAGNÉTICOS MAGNETIZADOS

#### 5.1 INTRODUÇÃO

O estudo das características de propagação de linhas de lâminas ("fin lines") tem sido efetuado com grande interesse. Vários métodos analíticos para linhas de lâminas sobre substratos ferrimagnéticos têm sido investigados com aplicação em dispositivos não-recíprocos para ondas milimétricas, tais como isoladores, acopladores direcionais e circuladores [47], [48], [52], [53].

Neste capítulo, as estruturas de linhas de lâminas bilaterais sobre ferritas são analisadas usando o método dos potenciais vetoriais de Hertz, no domínio da transformada de Fourier. Considera-se que os campos eletromagnéticos são superposição de modos TE e TM, sendo definidos em termos de funções potenciais vetoriais para a determinação das componentes da função diádica de Green, como foi descrito no Capítulo 2.

A utilização de substratos ferrimagnéticos permite a alteração dos parâmetros de propagação da estrutura considerada através da variação da intensidade e/ou da direção do campo magnético de polarização aplicado.

#### 5.2 APLICAÇÃO DO MÉTODO DOS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ NA OBTENÇÃO DAS COMPONENTES DA FUNÇÃO DIÁDICA DE GREEN

A Fig. 5.1 mostra a seção transversal de uma estrutura de linha de lâminas bilaterais. A ferrita e os condutores são considerados sem perdas. A espessura das lâminas condutoras é suposta desprezível.

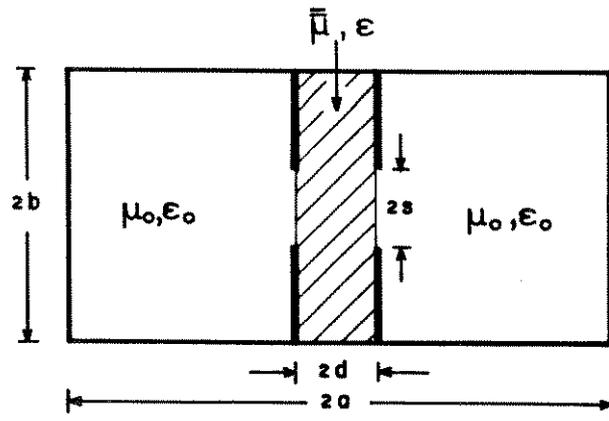


Fig.5.1 Seção transversal de linha de lâminas bilaterais sobre ferrita

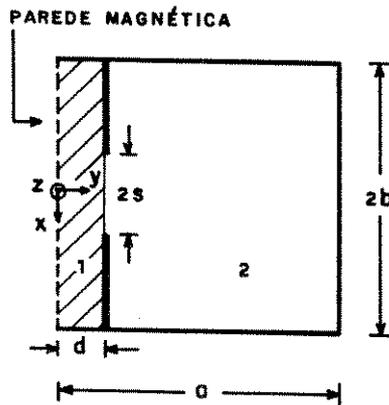


Fig.5.2 Estrutura equivalente

Como a estrutura é simétrica em relação a  $y$ , então colocando-se uma parede magnética em  $y = 0$ , o problema de contorno é resolvido e, para efeito de análise, considera-se apenas a metade da estrutura (Fig. 5.2). Desta forma, estamos investigando a propagação dos modos pares. Não está sendo considerada uma parede elétrica no plano de simetria, que conduziria à análise dos modos ímpares, tendo em vista que nosso interesse concentra-se apenas na propagação do modo dominante (modo par).

As condições de contorno a serem obedecidas pelos campos são dadas por [49]:

Para  $\|x\| < b$

$$E_{2x}(x, a) = 0 \tag{5.1}$$

$$E_{2z}(x, a) = 0 \tag{5.2}$$

$$H_{1x}(x, 0) = 0 \tag{5.3}$$

$$H_{1z}(x, 0) = 0 \tag{5.4}$$

Para  $\|x\| < s$

$$E_{1x}(x, d) = E_{2x}(x, d) \tag{5.5}$$

$$E_{1z}(x, d) = E_{2z}(x, d) \tag{5.6}$$

Para  $s < \|x\| < b$

$$H_{2z}(x, d) - H_{1z}(x, d) = J_x(x, d) \tag{5.7}$$

$$H_{2x}(x, d) - H_{1x}(x, d) = -J_z(x, d) \tag{5.8}$$

Temos ainda que:

$$\begin{aligned}
 E_{1y}(\pm b, y) &= E_{1z}(\pm b, y) = E_{2y}(\pm b, y) = E_{2z}(\pm b, y) \\
 &= H_{1x}(\pm b, y) = H_{2x}(\pm b, y) = 0
 \end{aligned}
 \tag{5.9}$$

As equações algébricas, no domínio espectral, são as transformadas de Fourier obtidas através de [61]-[62]:

$$\bar{\Omega}(\alpha_n, y) = \int_{-b}^b \Omega(x, y) e^{-j\alpha_n x} dx
 \tag{5.10}$$

onde a variável espectral assume valores discretos,  $\alpha_n$ .

Escrevendo todas as componentes de campo no domínio espectral e aplicando as condições de contorno definidas em (5.1) a (5.9), obtemos as componentes da função diádica de Green de acordo com (2.49) e (2.50). A utilização do método dos momentos e de Galerkin conduz à determinação das características de propagação na estrutura analisada.

Em todos os casos considerados, observamos que as funções de admitância  $\bar{Y}_{xx}$ ,  $\bar{Y}_{xz}$ ,  $\bar{Y}_{zx}$  e  $\bar{Y}_{zz}$  convergem para o caso isotrópico analisado por Schmidt e Itoh [49].

## 5.2.1 OS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ ESTÃO ORIENTADOS AO LONGO DO EIXO X

Com o substrato ferrimagnético magnetizado transversalmente na direção  $x$ , o tensor permeabilidade magnética,  $\bar{\mu}$ , e os potenciais vetoriais de Hertz,  $\bar{\Pi}_e$  e  $\bar{\Pi}_h$ , são definidos de acordo com (3.4), (3.9) e (3.10), respectivamente.

Os campos eletromagnéticos obtidos de (2.18) e (2.19) são escritos no domínio espectral através de (5.10). As componentes de campo elétrico e magnético na região 1 (ferrita) e na região 2 (ar) da Fig. 5.2, são dadas, respectivamente, por (3.24) a (3.29) e (3.30) a (3.35), onde as funções  $\tilde{f}_i$  e  $\tilde{g}_i$ , ( $i = 1, 2$ ), são expressas por (2.34) a (2.37). Aplicando a condição  $H_{1x}(\pm b, y) = H_{2x}(\pm b, y) = 0$  (Eq. 5.9), a variável espectral assume os valores a seguir:

$$\alpha_n = \left( n - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{b} \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.11)$$

para os modos pares em  $H_x$ , e

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{b} \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.12)$$

para os modos ímpares em  $H_x$ .

As funções  $\tilde{f}_1(\alpha_n, Y)$ ,  $\tilde{g}_1(\alpha_n, Y)$ ,  $\tilde{f}_2(\alpha_n, Y)$  e  $\tilde{g}_2(\alpha_n, Y)$  em (2.34) a (2.37) obedecem, respectivamente, às equações:

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2} \tilde{f}_1(\alpha_n, Y) - \gamma_h^2 \tilde{f}_1(\alpha_n, Y) = 0 \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2} \tilde{g}_1(\alpha_n, Y) - \gamma_e^2 \tilde{g}_1(\alpha_n, Y) = 0 \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2} \tilde{f}_2(\alpha_n, Y) - \gamma_o^2 \tilde{f}_2(\alpha_n, Y) = 0 \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial Y^2} \tilde{g}_2(\alpha_n, Y) - \gamma_o^2 \tilde{g}_2(\alpha_n, Y) = 0 \quad (5.16)$$

onde os parâmetros  $\gamma_o^2$ ,  $\gamma_e^2$  e  $\gamma_h^2$  estão definidos em (2.38) a (2.42).

Impondo, no domínio espectral, as condições de contorno definidas em (5.1) a (5.9), determinamos as constantes de integração, introduzidas em (2.34) a (2.37), obtendo  $A(\alpha_n) = B(\alpha_n) = D(\alpha_n) = 0$  e as equações para  $A'(\alpha_n)$ ,  $B'(\alpha_n)$ ,  $C'(\alpha_n)$  e  $D'(\alpha_n)$  em termos das densidades superficiais de corrente nas lâminas,  $\tilde{J}_x(\alpha_n)$  e  $\tilde{J}_z(\alpha_n)$ , na forma:

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A'(\alpha_n) \\ B'(\alpha_n) \\ C'(\alpha_n) \\ D'(\alpha_n) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \bar{J}_x(\alpha_n, d) \\ -\bar{J}_z(\alpha_n, d) \end{vmatrix} \quad (5.17)$$

onde

$$a_{11} = a_{12} = a_{43} = a_{44} = 0 \quad (5.18)$$

$$a_{13} = \frac{\mu_0}{\mu} (k_2^2 - \alpha_n^2) \left[ \frac{1}{\gamma_e} \beta \frac{k}{\mu} \sinh(\gamma_e d) + \cosh(\gamma_e d) \right] \quad (5.19)$$

$$a_{14} = -(k_0^2 - \alpha_n^2) \sinh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.20)$$

$$a_{21} = -j\omega\mu\gamma_h \cosh(\gamma_h d) \quad (5.21)$$

$$a_{22} = -j\omega\mu_0\gamma_0 \sinh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.22)$$

$$a_{23} = -\alpha_n\beta \frac{\mu_0}{\mu} \left[ \frac{1}{\gamma_e} \beta \frac{k}{\mu} \sinh(\gamma_e d) + \cosh(\gamma_e d) \right] \quad (5.23)$$

$$a_{24} = \alpha_n\beta \sinh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.24)$$

$$a_{31} = -\alpha_n\beta \sinh(\gamma_h d) \quad (5.25)$$

$$a_{32} = \alpha_n\beta \cosh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.26)$$

$$a_{33} = j\omega \frac{\mu_0}{\mu} \varepsilon \left[ \gamma_e^2 - \left( \beta \frac{k}{\mu} \right)^2 \right] \frac{1}{\gamma_e} \sinh(\gamma_e d) \quad (5.27)$$

$$a_{34} = j\omega\varepsilon_0\gamma_0 \cosh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.28)$$

$$a_{41} = -(k_3^2 - \alpha_n^2) \sinh(\gamma_h d) \quad (5.29)$$

$$a_{42} = (k_0^2 - \alpha_n^2) \cosh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.30)$$

Temos ainda que :

$$C(\alpha_n) = \frac{1}{\gamma_e} \beta \frac{k}{\mu} C'(\alpha_n) \quad (5.31)$$

Resolvendo (5.17), obtemos:

$$A'(\alpha_n) = \frac{1}{(k_3^2 - \alpha_n^2) \sinh(\gamma_h d) \Delta} \left[ (k_o^2 - \alpha_n^2) g_1 \bar{J}_x + (\alpha_n \beta g_1 - k_o^2 \gamma_o g_4) \bar{J}_z \right] \quad (5.32)$$

$$B'(\alpha_n) = - \frac{1}{(k_3^2 - \alpha_n^2) \cosh[\gamma_o(a-d)] \Delta} \left\{ (k_3^2 - \alpha_n^2) g_1 \bar{J}_x + \left[ \frac{\mu}{\mu_o} k_o^2 \gamma_h \coth(\gamma_h d) \coth[\gamma_o(a-d)] g_4 + \alpha_n \beta g_1 \right] \bar{J}_z \right\} \quad (5.33)$$

$$C'(\alpha_n) = j\omega\mu \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2) \left[ (k_3^2 - \alpha_n^2) g_3 \bar{J}_x - k_o^2 g_5 \bar{J}_z \right]}{k_o^2 (k_2^2 - \alpha_n^2) (k_3^2 - \alpha_n^2) \sinh(\gamma_e d) \coth[\gamma_o(a-d)] \Delta} \quad (5.34)$$

$$D'(\alpha_n) = \frac{1}{k_o^2 (k_3^2 - \alpha_n^2) \cosh[\gamma_o(a-d)] \Delta} \left[ (k_3^2 - \alpha_n^2) g_3 g_6 \bar{J}_x - k_o^2 g_5 g_6 \bar{J}_z \right] \quad (5.35)$$

sendo

$$g_1 = \alpha_n \beta \frac{1}{\gamma_e} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e d) + \beta \frac{k}{\mu} \right] \left[ 1 - \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} \right] \quad (5.36)$$

$$g_2 = \alpha_n \beta \left[ 1 - \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_3^2 - \alpha_n^2)} \right] \quad (5.37)$$

$$g_3 = k_o^2 \left\{ \gamma_o + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_o} \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_3^2 - \alpha_n^2)} \coth(\gamma_h d) \coth[\gamma_o(a-d)] \right\} \quad (5.38)$$

$$g_4 = \frac{1}{\gamma_e} \beta \frac{k}{\mu} \left\{ \gamma_o - \frac{k_1^2}{k_o^2} \beta \frac{k}{\mu} \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} \tanh[\gamma_o(a-d)] \right\} \\ + \left\{ \gamma_o + \frac{k_1^2}{k_o^2} \gamma_e \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} \tanh(\gamma_e d) \tanh[\gamma_o(a-d)] \right\} \coth(\gamma_e d) \quad (5.39)$$

$$g_5 = -\alpha_n \beta \left\{ \gamma_o + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_o} \coth(\gamma_h d) \coth[\gamma_o(a-d)] \right\} \quad (5.40)$$

$$g_6 = j\omega\mu_o \frac{1}{\gamma_e} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e d) + \beta \frac{k}{\mu} \right] \quad (5.41)$$

$$\Delta = g_1 g_2 - g_3 g_4 \quad (5.42)$$

Substituindo (5.32) a (5.42) nas expressões para  $\bar{E}_{1x}(\alpha_n, d)$  e  $\bar{E}_{1z}(\alpha_n, d)$  [ou  $\bar{E}_{2x}(\alpha_n, d)$  e  $\bar{E}_{2z}(\alpha_n, d)$ ], obtemos um par de equações, de acordo com (2.49) e (2.50), onde:

$$\bar{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) = - \left[ \frac{\alpha_n \beta}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} F_1 + F_2 \right] \frac{\Delta}{(F_1 F_4 - F_2 F_3)} \quad (5.43)$$

$$\bar{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) = F_1 \frac{\Delta}{(F_1 F_4 - F_2 F_3)} \quad (5.44)$$

$$\bar{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) = \left[ \frac{\alpha_n \beta}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} F_3 + F_4 \right] \frac{\Delta}{(F_1 F_4 - F_2 F_3)} \quad (5.45)$$

$$\bar{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) = - F_3 \frac{\Delta}{(F_1 F_4 - F_2 F_3)} \quad (5.46)$$

com

$$F_1 = - \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_3^2 - \alpha_n^2)} g_5 g_6 \tanh[\gamma_o(a - d)] \quad (5.47)$$

$$F_2 = -j\omega\mu\gamma_h \frac{(k_o^2\gamma_o g_4 - \alpha_n\beta g_1)}{(k_3^2 - \alpha_n^2)} \coth(\gamma_h d) \quad (5.48)$$

$$F_3 = \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{k_o^2} g_3 g_6 \tanh[\gamma_o(a - d)] \quad (5.49)$$

$$F_4 = j\omega\mu\gamma_h \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_3^2 - \alpha_n^2)} g_1 \coth(\gamma_h d) \quad (5.50)$$

As expressões anteriores foram obtidas para os campos eletromagnéticos propagando-se ao longo da direção positiva de  $z$ , com  $\exp(-j\beta z)$ . Para o caso dos campos se propagando na direção negativa de  $z$ , com dependência  $\exp(+j\beta z)$ , temos que  $\tilde{Y}'_{xx} = \tilde{Y}_{xx}$ ;  $\tilde{Y}'_{xz} = -\tilde{Y}_{xz}$ ;  $\tilde{Y}'_{zx} = -\tilde{Y}_{zx}$  e  $\tilde{Y}'_{zz} = \tilde{Y}_{zz}$  com  $g_4$ , definido em (5.39), substituído por  $g'_4$ , expresso por:

$$g'_4 = \frac{1}{\gamma_e} \beta \frac{k}{\mu} \left\{ \gamma_o + \left( \frac{k_1}{k_o} \right)^2 \beta \frac{k}{\mu} \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} \tanh[\gamma_o(a-d)] \right\} \\ + \left\{ \gamma_o + \left( \frac{k_1}{k_o} \right)^2 \gamma_e \frac{(k_o^2 - \alpha_n^2)}{(k_2^2 - \alpha_n^2)} \tanh(\gamma_e d) \tanh[\gamma_o(a-d)] \right\} \coth(\gamma_e d) \quad (5.51)$$

## 5.2.2 OS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ ESTÃO ORIENTADOS AO LONGO DO EIXO Y

Quando submetida a um campo magnético estático de

polarização,  $H_0$ , na direção  $y$ , a ferrita é caracterizada por uma permeabilidade tensorial  $\bar{\mu}$  dada por (3.76), sendo os potenciais vetoriais de Hertz dados por (3.77) e (3.78).

Seguindo o mesmo procedimento de análise, as componentes de campo elétrico e magnético nas regiões (1) e (2) da estrutura (Fig. 5.2) são expressas em termos de  $\tilde{f}_1(\alpha_n, d)$  e  $\tilde{g}_1(\alpha_n, d)$ , ( $i = 1, 2$ ), de modo análogo ao que foi determinado em (3.79) a (3.90). Neste caso, aplicando a condição de contorno  $E_{1y}(\pm b, y) = E_{2y}(\pm b, y) = 0$ , (Eq. 5.9), obtemos:

$$\alpha_n = \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{b}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.52)$$

para os modos pares em  $E_y$ , e

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{b}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.53)$$

para os modos ímpares em  $E_y$ .

As componentes tangenciais de campo elétrico, no domínio espectral, na interface  $y = d$ , são definidas por:

$$\tilde{E}_x(\alpha_n, d) = \omega\mu_0\beta \sinh[\gamma_0(a-d)]B(\alpha_n) - j\alpha_n\gamma_0 \sinh[\gamma_0(a-d)]D(\alpha_n) \quad (5.54)$$

$$\tilde{E}_z(\alpha_n, d) = \omega\mu_0\alpha_n \sinh[\gamma_0(a-d)]B(\alpha_n) + j\beta\gamma_0 \sinh[\gamma_0(a-d)]D(\alpha_n) \quad (5.55)$$

A aplicação das condições de contorno conduz à determinação das constantes de integração, obtendo-se:

$$A'(\alpha_n) = B'(\alpha_n) = C'(\alpha_n) = D'(\alpha_n) = 0 \quad (5.56)$$

$$A(\alpha_n) = \frac{\mu_0 \sinh[\gamma_0(a-d)]}{\mu \cosh(\gamma_n d)} B(\alpha_n) \quad (5.57)$$

$$B(\alpha_n) = - \left[ \frac{(j\beta\bar{J}_x + j\alpha_n\bar{J}_z)}{(\alpha_n^2 + \beta^2)g_7} + g_9 \frac{(\alpha_n\bar{J}_x - \beta\bar{J}_z)}{(\alpha_n^2 + \beta^2)g_7g_8} \right] \frac{1}{\cosh[\gamma_0(a-d)]} \quad (5.58)$$

$$C(\alpha_n) = - \frac{\mu}{\mu_0} \frac{\gamma_0}{\gamma_e} \frac{\sinh[\gamma_0(a-d)]}{\cosh(\gamma_e d)} D(\alpha_n) \quad (5.59)$$

$$D(\alpha_n) = \frac{(-\alpha_n\bar{J}_x + \beta\bar{J}_z)}{\omega(\alpha_n^2 + \beta^2)g_8 \cosh[\gamma_0(a-d)]} \quad (5.60)$$

sendo

$$g_7 = \gamma_0 + \frac{\mu_0}{\mu} \gamma_h \tanh(\gamma_h d) \tanh[\gamma_0(a-d)] \quad (5.61)$$

$$g_8 = \epsilon_0 + \epsilon \frac{\gamma_0}{\gamma_e} \tanh(\gamma_e d) \tanh[\gamma_0(a-d)] \quad (5.62)$$

$$g_9 = \frac{\gamma_0}{\gamma_e} \frac{k}{\mu} \epsilon \tanh(\gamma_e d) \tanh[\gamma_0(a-d)] \quad (5.63)$$

De (5.57) e (5.59), podemos verificar que os modos TE e TM estão desacoplados para esta orientação.

As componentes da função diádica de Green, definidas em (2.49) e (2.50), são obtidas na forma:

$$\bar{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) = -j\omega \frac{\alpha_n \beta}{(\alpha_n^2 + \beta^2) F_5 F_7} \left( \frac{\alpha_n}{\beta} F_5 + F_6 - \frac{\beta}{\alpha_n} F_7 \right) \coth[\gamma_0(a-d)] \quad (5.64)$$

$$\bar{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) = j\omega \frac{\alpha_n \beta}{(\alpha_n^2 + \beta^2) F_5 F_7} \left( F_5 + \frac{\beta}{\alpha_n} F_6 + F_7 \right) \coth[\gamma_0(a-d)] \quad (5.65)$$

$$\tilde{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) = j\omega \frac{\alpha_n \beta}{(\alpha_n^2 + \beta^2) F_5 F_7} \left( F_5 - \frac{\alpha_n}{\beta} F_6 + F_7 \right) \coth[\gamma_0(a-d)] \quad (5.66)$$

$$\tilde{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) = -j\omega \frac{\alpha_n \beta}{(\alpha_n^2 + \beta^2) F_5 F_7} \left( \frac{\beta}{\alpha_n} F_5 - F_6 - \frac{\alpha_n}{\beta} F_7 \right) \coth[\gamma_0(a-d)] \quad (5.67)$$

onde

$$F_5 = \omega^2 \mu_0 / g_7 \quad (5.68)$$

$$F_6 = j\omega^2 \mu_0 g_9 / g_7 g_8 \quad (5.69)$$

$$F_7 = \gamma_0 / g_8 \quad (5.70)$$

As expressões anteriores foram obtidas para os campos eletromagnéticos propagando-se na direção positiva do eixo  $z$ , com  $\exp(-j\beta z)$ . Para o caso dos campos eletromagnéticos propagando-se ao longo da direção negativa de  $z$ , com  $\exp(+j\beta z)$ , obtemos:

$$\tilde{Y}'_{xx} = \tilde{Y}_{xx}; \quad \tilde{Y}'_{xz} = -\tilde{Y}_{xz}; \quad \tilde{Y}'_{zx} = -\tilde{Y}_{zx} \quad \text{e} \quad \tilde{Y}'_{zz} = \tilde{Y}_{zz}$$

onde

$$F'_5 = F_5, \quad F'_6 = -F_6 \quad \text{e} \quad F'_7 = F_7.$$

### 5.2.3 OS POTENCIAIS VETORIAIS DE HERTZ ESTÃO ORIENTADOS AO LONGO DO EIXO Z

Neste caso, os potenciais vetoriais de Hertz elétrico e magnético e o tensor de Polder são definidos por (3.105), (3.106) e (3.107), respectivamente.

A variável espectral,  $\alpha_n$ , de acordo com a condição  $E_{1z}(\pm b, y) = E_{2z}(\pm b, y) = 0$ , (Eq. 5.9), assume os seguintes

valores:

$$\alpha_n = \left( n + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{b} \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.71)$$

para os modos pares em  $E_z$ , e

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{b} \quad , \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (5.72)$$

para os modos ímpares em  $E_z$ .

Procedendo analogamente aos casos descritos, a utilização do método dos potenciais vetoriais de Hertz permite determinar, no domínio da transformada de Fourier, as funções de admitância descritas em (2.49) e (2.50). Estas funções são necessárias à caracterização das características de propagação e são dadas por:

$$\tilde{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) = F_8 \frac{\Delta}{(F_8 F_{11} - F_9 F_{10})} \quad (5.73)$$

$$\tilde{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) = - \left[ \alpha_n \beta \frac{F_8}{(k_2^2 - \beta^2)} + F_9 \right] \frac{\Delta}{(F_8 F_{11} - F_9 F_{10})} \quad (5.74)$$

$$\tilde{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) = - F_{10} \frac{\Delta}{(F_8 F_{11} - F_9 F_{10})} \quad (5.75)$$

$$\tilde{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) = \left[ \alpha_n \beta \frac{F_{10}}{(k_2^2 - \beta^2)} + F_{11} \right] \frac{\Delta}{(F_8 F_{11} - F_9 F_{10})} \quad (5.76)$$

com

$$F_8 = \frac{(k_0^2 - \beta^2)}{k_0^2} g_{10} g_{11} \tanh[\gamma_0(a - d)] \quad (5.77)$$

$$F_9 = j\omega\mu\gamma_h \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} g_{12} \coth(\gamma_h d) \quad (5.78)$$

$$F_{10} = - \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} g_{11} g_{13} \tanh[\gamma_o(a - d)] \quad (5.79)$$

$$F_{11} = - j\omega\mu\gamma_h \frac{(k_o^2 \gamma_o g_{14} - \alpha_n \beta g_{12})}{(k_3^2 - \beta^2)} \coth(\gamma_h d) \quad (5.80)$$

$$\Delta = g_{12} g_{15} - g_{10} g_{14} \quad (5.81)$$

sendo

$$g_{10} = k_o^2 \left\{ \gamma_o + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_o} \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} \coth(\gamma_h d) \coth[\gamma_o(a-d)] \right\} \quad (5.82)$$

$$g_{11} = j\omega\mu_o \frac{1}{\gamma_e} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e d) + \alpha_n \frac{k}{\mu} \right] \quad (5.83)$$

$$g_{12} = \alpha_n \beta \frac{1}{\gamma_e} \left[ \gamma_e \coth(\gamma_e d) + \alpha_n \frac{k}{\mu} \right] \left[ 1 - \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_2^2 - \beta^2)} \right] \quad (5.84)$$

$$g_{13} = -\alpha_n \beta \left\{ \gamma_o + \gamma_h \frac{\mu}{\mu_o} \coth(\gamma_h d) \coth[\gamma_o(a - d)] \right\} \quad (5.85)$$

$$g_{14} = \alpha_n \frac{k}{\mu} \frac{1}{\gamma_e} \left\{ \gamma_o - \left( \frac{k_1}{k_o} \right)^2 \alpha_n \frac{k}{\mu} \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_2^2 - \beta^2)} \tanh[\gamma_o(a-d)] \right\} \\ + \left\{ \gamma_o + \left( \frac{k_1}{k_o} \right)^2 \gamma_e \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_2^2 - \beta^2)} \tanh(\gamma_e d) \tanh[\gamma_o(a-d)] \right\} \coth(\gamma_e d) \quad (5.86)$$

$$g_{15} = \alpha_n \beta \left[ 1 - \frac{(k_o^2 - \beta^2)}{(k_3^2 - \beta^2)} \right] \quad (5.87)$$

As expressões anteriores foram obtidas para os campos eletromagnéticos propagando-se na direção positiva de  $z$ , com  $\exp(-j\beta z)$ . Para os campos eletromagnéticos propagando-se ao longo da direção negativa de  $z$ , com  $\exp(+j\beta z)$ , as funções de admitância correspondentes são:  $\bar{Y}'_{xx} = \bar{Y}_{xx}$ ,  $\bar{Y}'_{zz} = -\bar{Y}_{zz}$ ,  $\bar{Y}'_{zx} = -\bar{Y}_{zx}$  e  $\bar{Y}'_{xz} = \bar{Y}_{xz}$ .

### 5.3 CONCLUSÕES

O método dos potenciais vetoriais de Hertz, no domínio espectral, foi usado no estudo de linhas de lâminas bilaterais com substrato ferrimagnético. As componentes de campo elétrico e magnético foram determinadas em termos dos potenciais vetoriais de Hertz orientados ao longo da direção de magnetização da ferrita. Em seguida, usando as condições de contorno adequadas à estrutura, foram obtidas as expressões das componentes da matriz admitância no domínio da transformada de Fourier. A partir destas expressões, torna-se possível, com a aplicação do método de Galerkin, obter-se as características de propagação das estruturas consideradas. No capítulo seguinte, resultados numéricos são apresentados e analisados.

## CAPÍTULO 6

### RESULTADOS NUMÉRICOS PARA LINHAS DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE FERRITAS

#### 6.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, são discutidos os resultados numéricos obtidos para estruturas de linhas de lâminas bilaterais sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados. Muito embora, estas estruturas permitam a propagação de modos ortogonais, denominados de modos pares e ímpares, na prática, o modo par é considerado o mais importante. Este é o modo que se propaga quando excitado pelo modo dominante  $TE_{10}$  de um guia de onda retangular vazio [53].

Curvas de dispersão da constante de fase normalizada, para o modo dominante, de linhas de lâminas bilaterais simétricas são apresentadas em função de vários parâmetros estruturais e do campo magnético estático de polarização aplicado.

A análise numérica é efetuada através da utilização do método de Galerkin, no domínio espectral, de maneira análoga ao estudo adotado na caracterização de linhas de microfita.

#### 6.2 DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE FASE NORMALIZADA DE LINHAS DE LÂMINAS

Com a aplicação do método de Galerkin, discutido no Capítulo 2, as transformadas de Fourier das componentes tangenciais de campo elétrico,  $\tilde{E}_x(\alpha_n)$  e  $\tilde{E}_z(\alpha_n)$ , são expandidas com a escolha adequada de funções de base.

A constante de fase normalizada,  $\beta/k_0$ , para a estrutura em análise, é obtida através da investigação dos zeros do determinante da matriz associada às equações simultâneas, (2.53) e (2.54), utilizando-se métodos numéricos

computacionais.

Uma solução, de bastante interesse prático, consiste em se desprezar a componente longitudinal do campo elétrico,  $\tilde{E}_z(\alpha_n)$ , ao longo da fenda, em relação à componente transversal de campo elétrico,  $\tilde{E}_x(\alpha_n)$ . Neste caso, a equação característica reduz-se a [53]:

$$\sum_{n=0}^{\infty} \tilde{E}_x(\alpha_n) \tilde{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) \tilde{E}_x(\alpha_n) = 0 \quad (6.1)$$

com  $\tilde{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta)$  definido por (5.43), ou (5.64), ou (5.73).

A componente transversal de campo elétrico deve ser expandida através de uma função de base que satisfaça às condições de contorno da estrutura.

Uma função de base para a componente transversal de campo elétrico pode ser dada por [53]:

$$E_x(x) = \begin{cases} \left[ \left( \frac{w}{2} \right)^2 - x^2 \right]^{-1/2} & , \text{ para } |x| < w/2 \\ 0 & , \text{ para } |x| > w/2 \end{cases} \quad (6.2)$$

cuja transformada de Fourier é dada por:

$$\tilde{E}_x(\alpha_n) = \pi J_0\left(\frac{w}{2} \alpha_n\right) \quad (6.3)$$

onde  $J_0(x)$  é a função de Bessel de ordem zero e argumento  $x$ . Temos ainda que  $w$  representa a largura da fenda.

Esta escolha, como pode ser observado em (6.1), conduz a uma simplificação computacional com resultados precisos e adequados para aplicações práticas [51].

## 6.3 RESULTADOS NUMÉRICOS

Todos os resultados numéricos apresentados e discutidos neste capítulo foram obtidos a partir de programas computacionais, elaborados em linguagem FORTRAN-77, e da utilização de subrotinas numéricas, inclusive para extração de raízes complexas de equações transcendentais.

Assumimos, como substrato, uma ferrita comercial com especificações adequadas para aplicações na faixa milimétrica [54], com permissividade relativa  $\epsilon_r = 12,5$ , magnetização de saturação  $4\pi M_s = 5000$  G e fator de Landé  $g = 2,11$ .

Nossos resultados são comparados com aqueles obtidos por [49], no domínio espectral, para linhas de lâminas bilaterais simétricas com substrato isotrópico.

### 6.3.1 LINHA DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO AO LONGO DA DIREÇÃO X

Os resultados apresentados nesta seção mostram as características de dispersão, para o modo dominante, de uma linha de lâminas bilaterais simétricas sobre substrato ferrimagnético magnetizado na direção x. São usadas estruturas adaptadas a guias de ondas retangulares convenientes para propagação na faixa de frequências de 26,5GHz a 40GHz (WR-28), na faixa de frequências de 40GHz-60GHz (WR-19) e, ainda, na faixa de 60GHz a 90GHz (WR-12).

As Figs. 6.1 a 6.6 mostram o comportamento em frequência da constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , para diferentes valores de largura da fenda,  $w$ . Os resultados foram obtidos para estruturas com propagação nas bandas K, L e M, respectivamente. A inspeção das curvas obtidas mostra que  $\beta^+/k_0$  cresce sempre com a frequência. Por outro lado, fixando-se o valor da frequência, podemos verificar que à medida que a largura da fenda cresce,  $\beta^+/k_0$  decresce.

Comparando-se as Figs. 6.1 e 6.2, 6.3 e 6.4, 6.5 e 6.6, podemos avaliar o efeito da intensidade do campo magnético de polarização,  $H_0$ , nos valores das constantes de fase normalizadas. Observa-se que um aumento na intensidade de campo magnético  $H_0$ , produz o deslocamento das curvas para baixo, independentemente da largura da fenda considerada e da frequência de operação.

A Fig. 6.7 mostra as curvas obtidas para as constantes de fase normalizadas,  $\beta^+/k_0$  e  $\beta^-/k_0$ , para ondas se propagando, respectivamente, nas direções positiva e negativa do eixo z. Os resultados foram obtidos para a)  $w=0,02\text{cm}$  e b)  $w=0,05\text{cm}$ . A inspeção das curvas mostra que a estrutura exhibe propriedades não-recíprocas mais acentuadas para  $w = 0,05\text{cm}$ .

A Fig. 6.8 mostra o comportamento da constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , com a frequência tendo a magnetização de saturação como parâmetro. Os resultados foram obtidos para uma linha de lâminas bilaterais contendo ferrita, na banda L, para uma largura de fenda  $w = 0,05\text{cm}$ . Os resultados mostram que  $\beta^+/k_0$  decresce à medida que a magnetização de saturação diminui, para  $f > 41\text{ GHz}$ , na figura. Convém notar que ferritas com valores de  $4\pi M_s$  superiores a 5000G não são comercializadas.

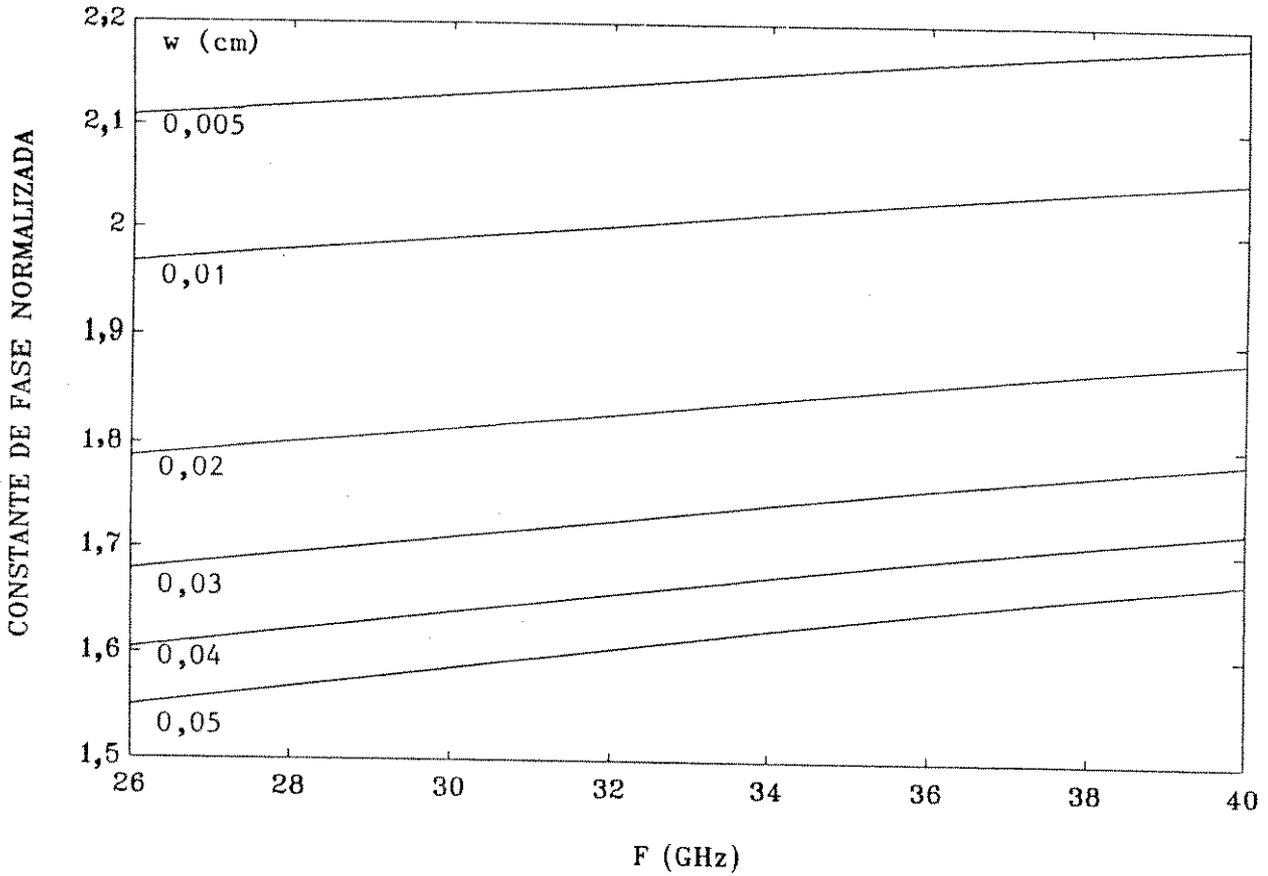
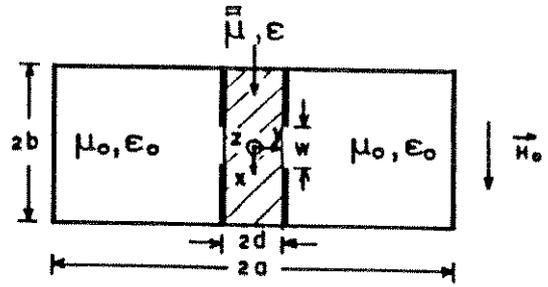


Fig. 6.1 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção x.

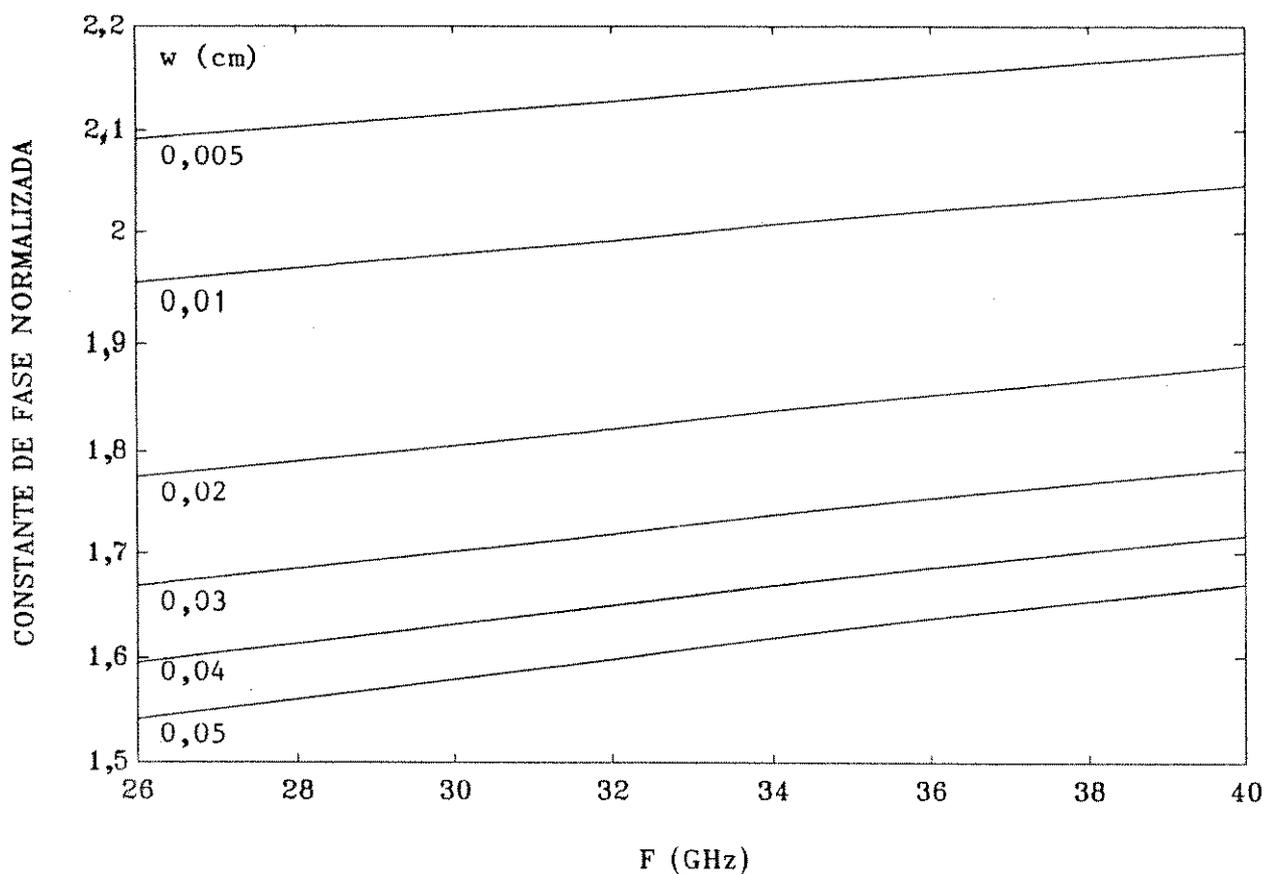
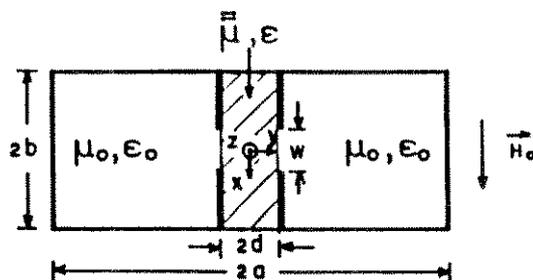


Fig.6.2 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção x.

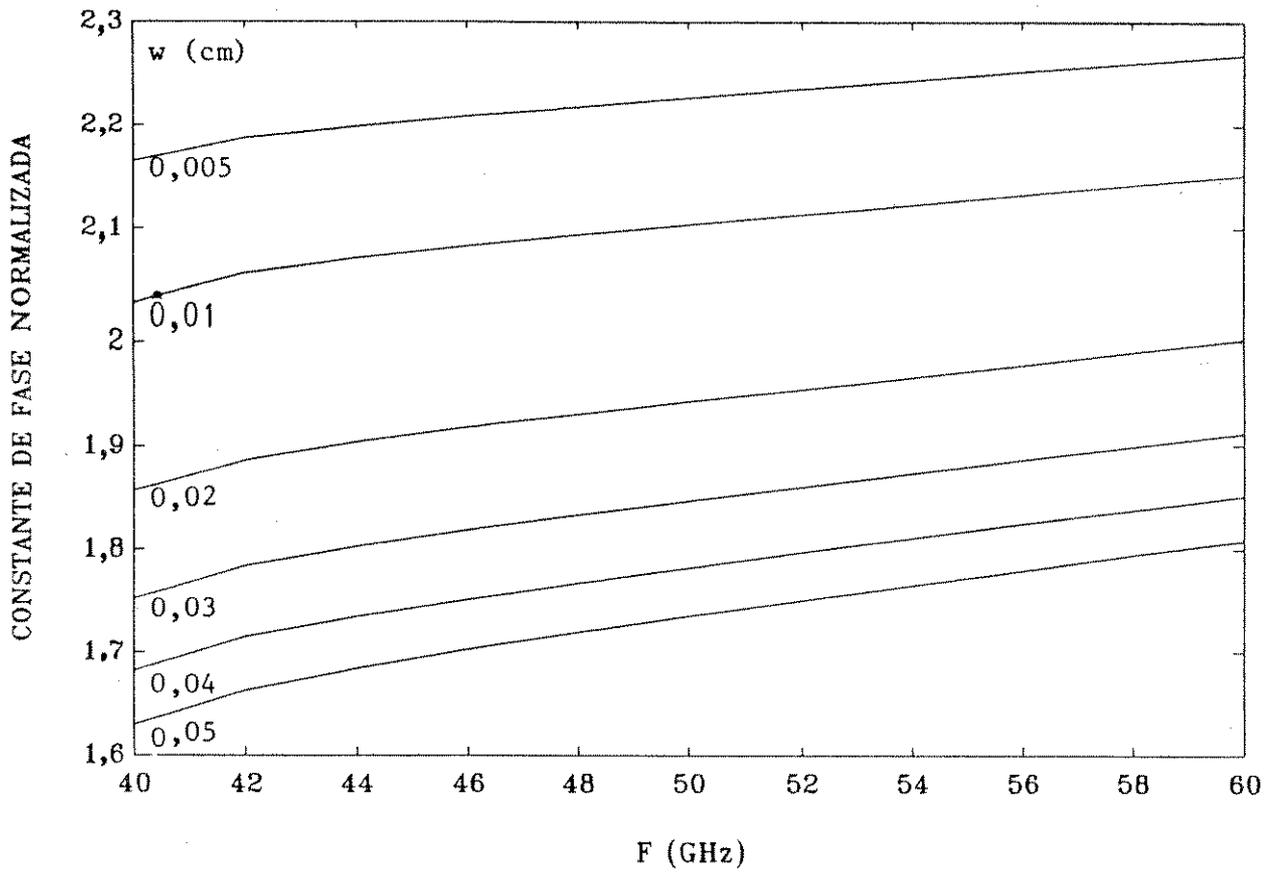
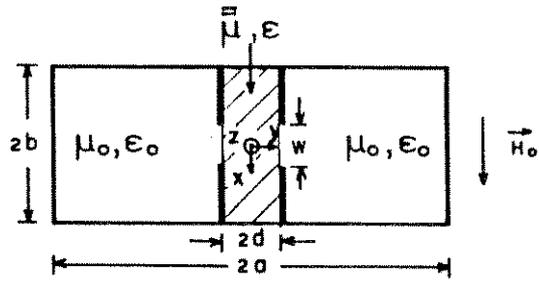


Fig.6.3 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção x.

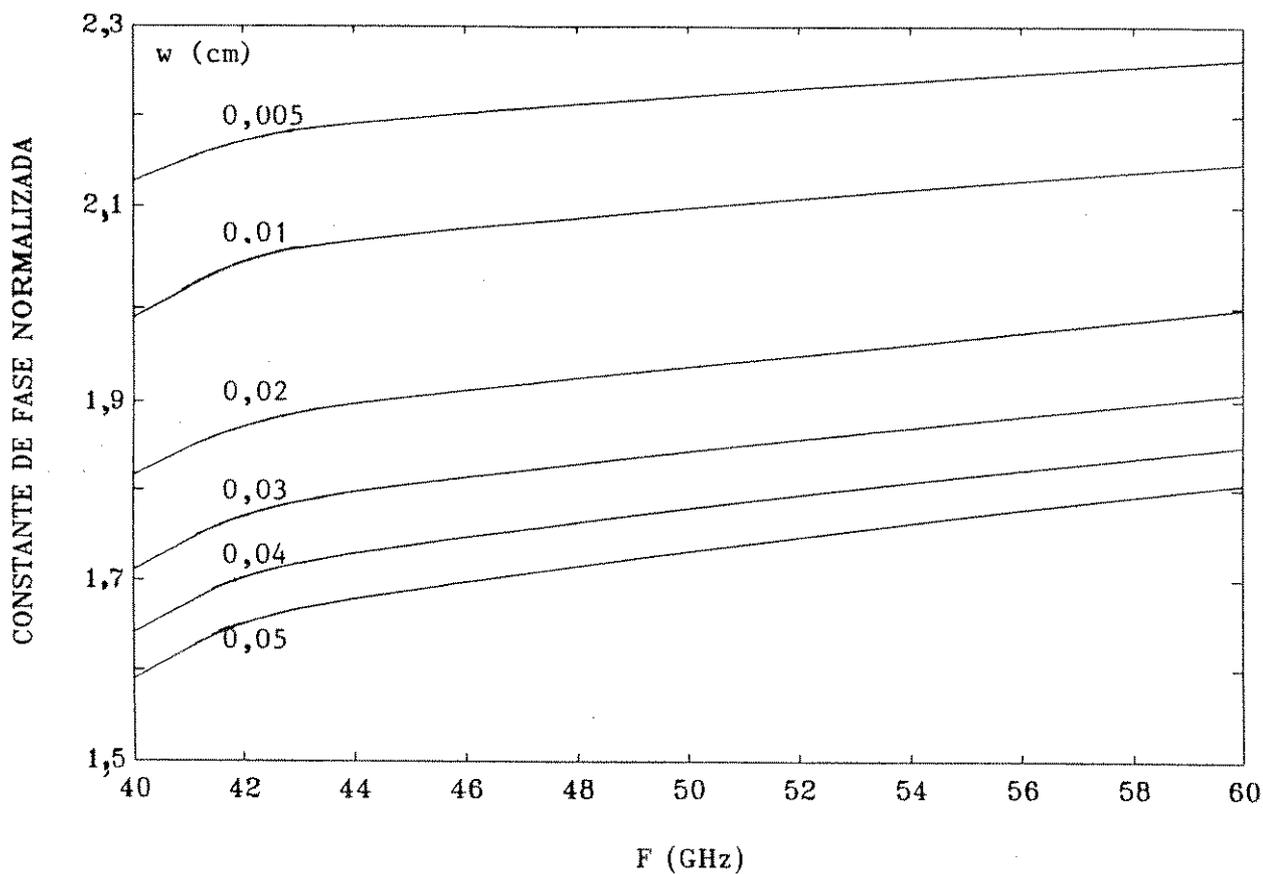
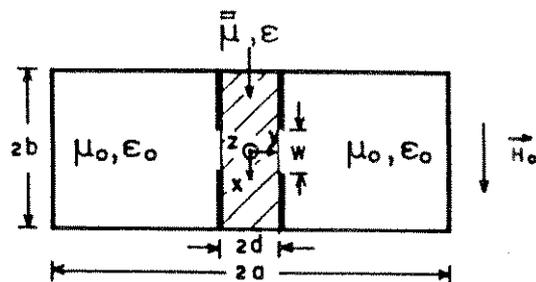


Fig.6.4 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção x.

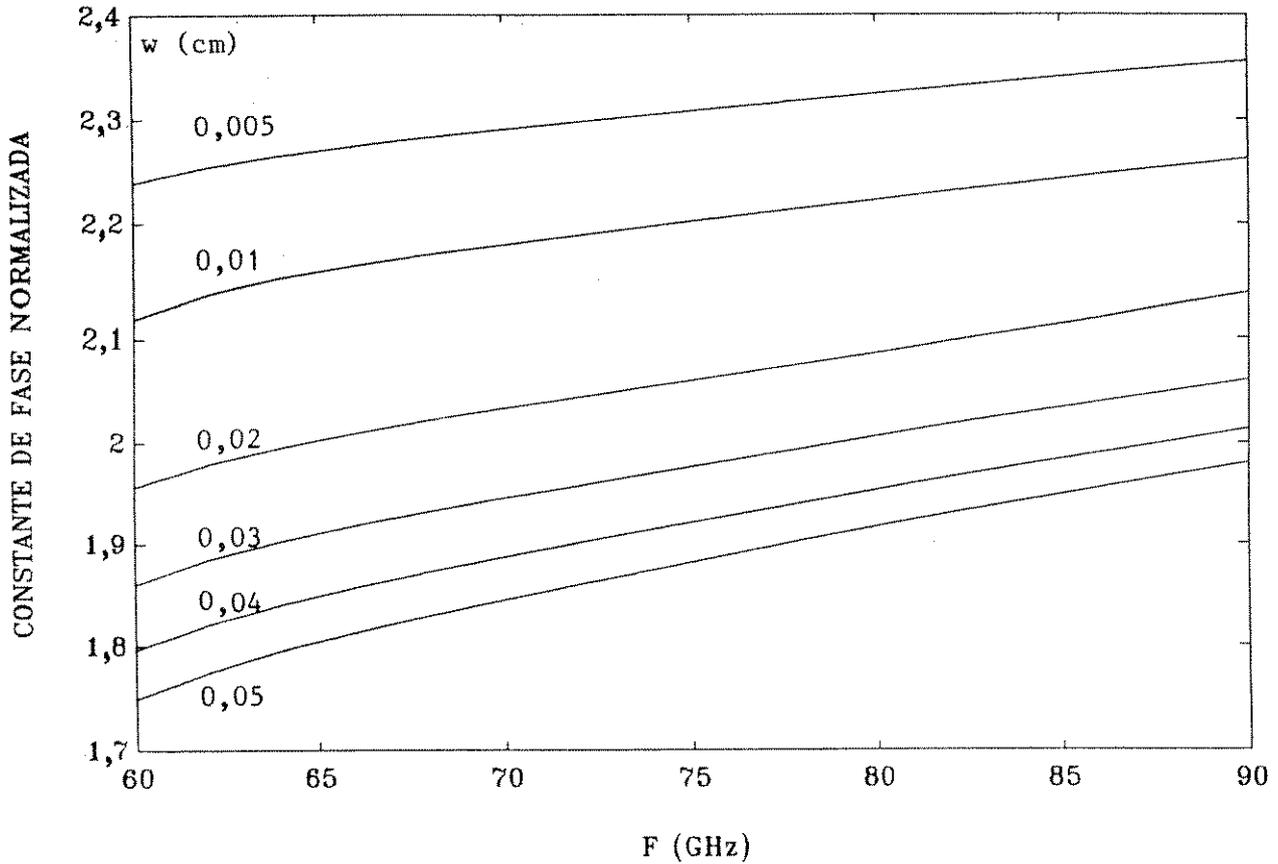
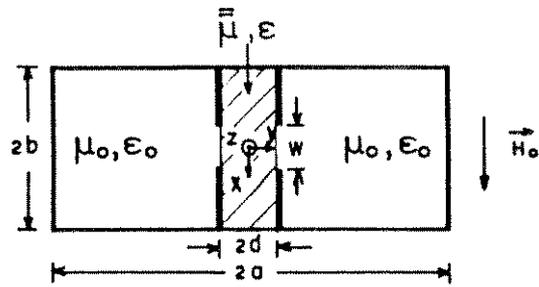


Fig.6.5 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da freqüência.

Guia de onda: WR-12

$a = 2b = 0,1549$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção x.

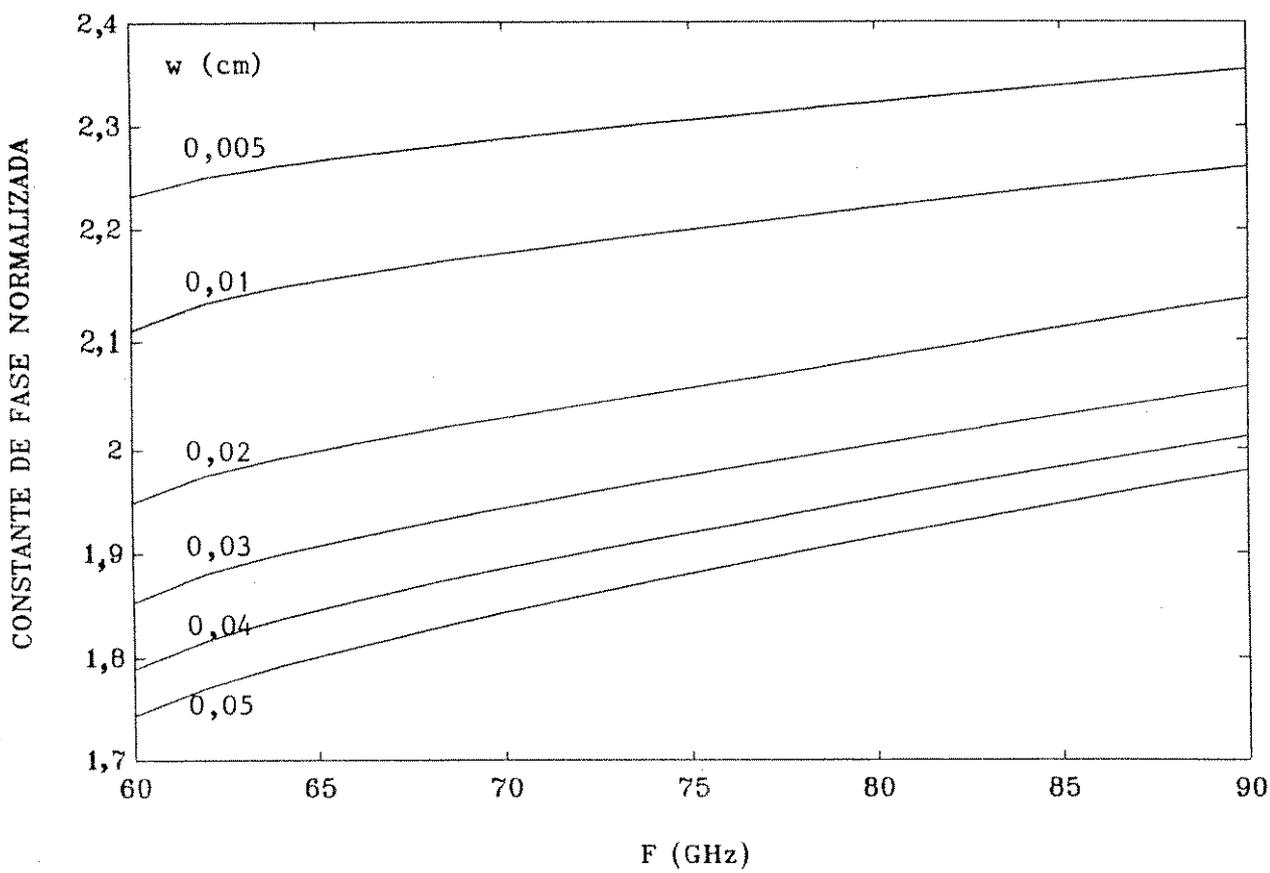
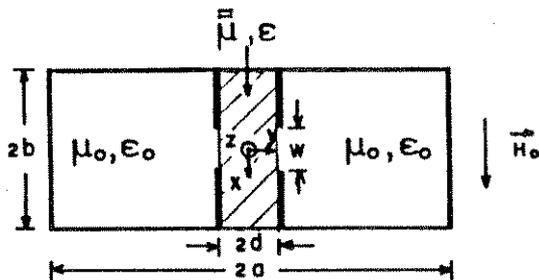


Fig.6.6 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-12

$a = 2b = 0,1549$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção x.

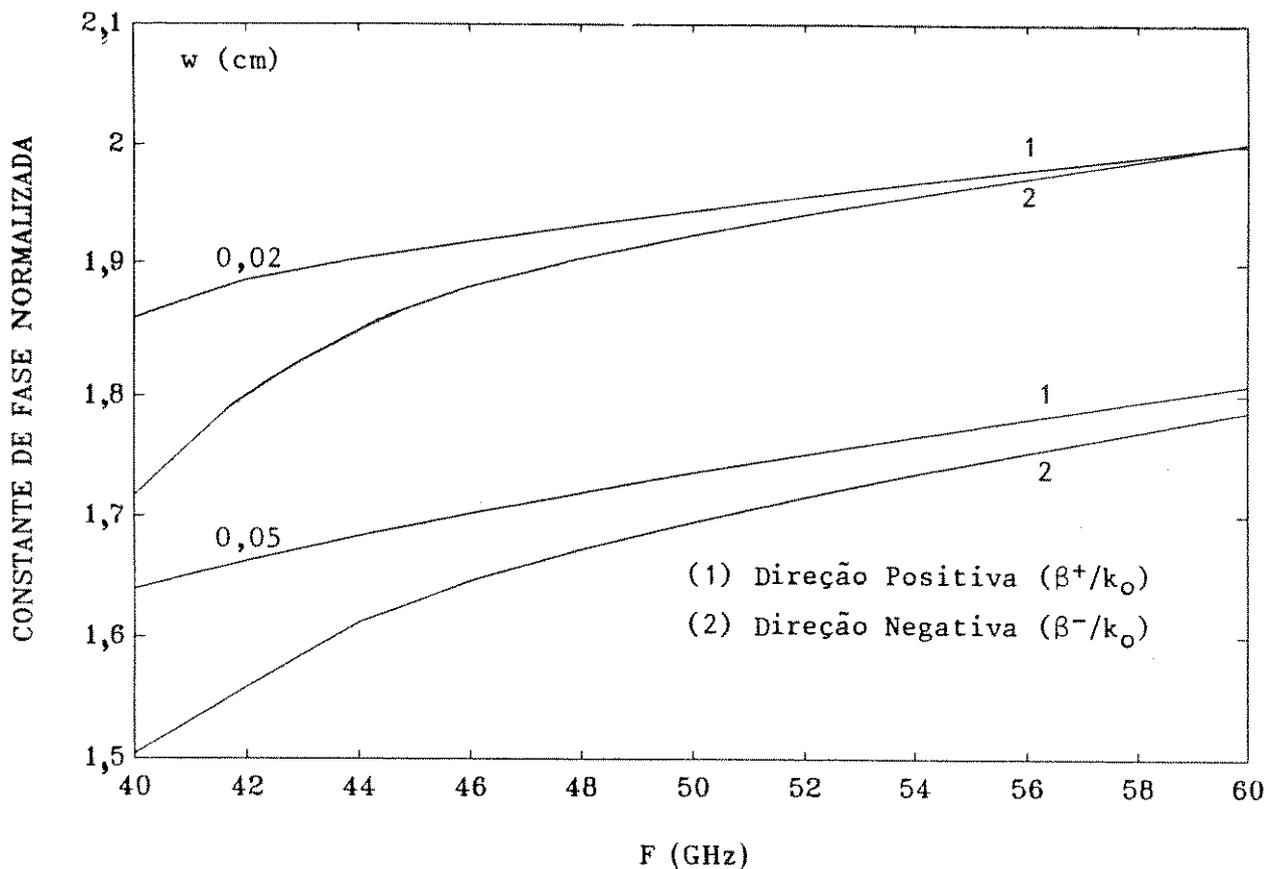
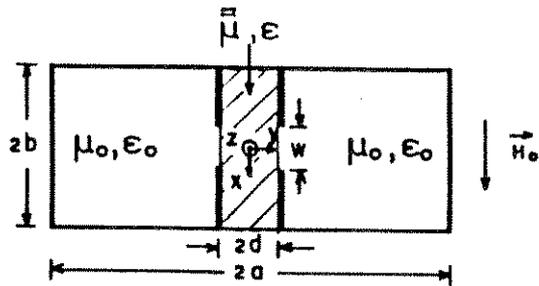


Fig.6.7 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ ,  $\beta^-/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção x.

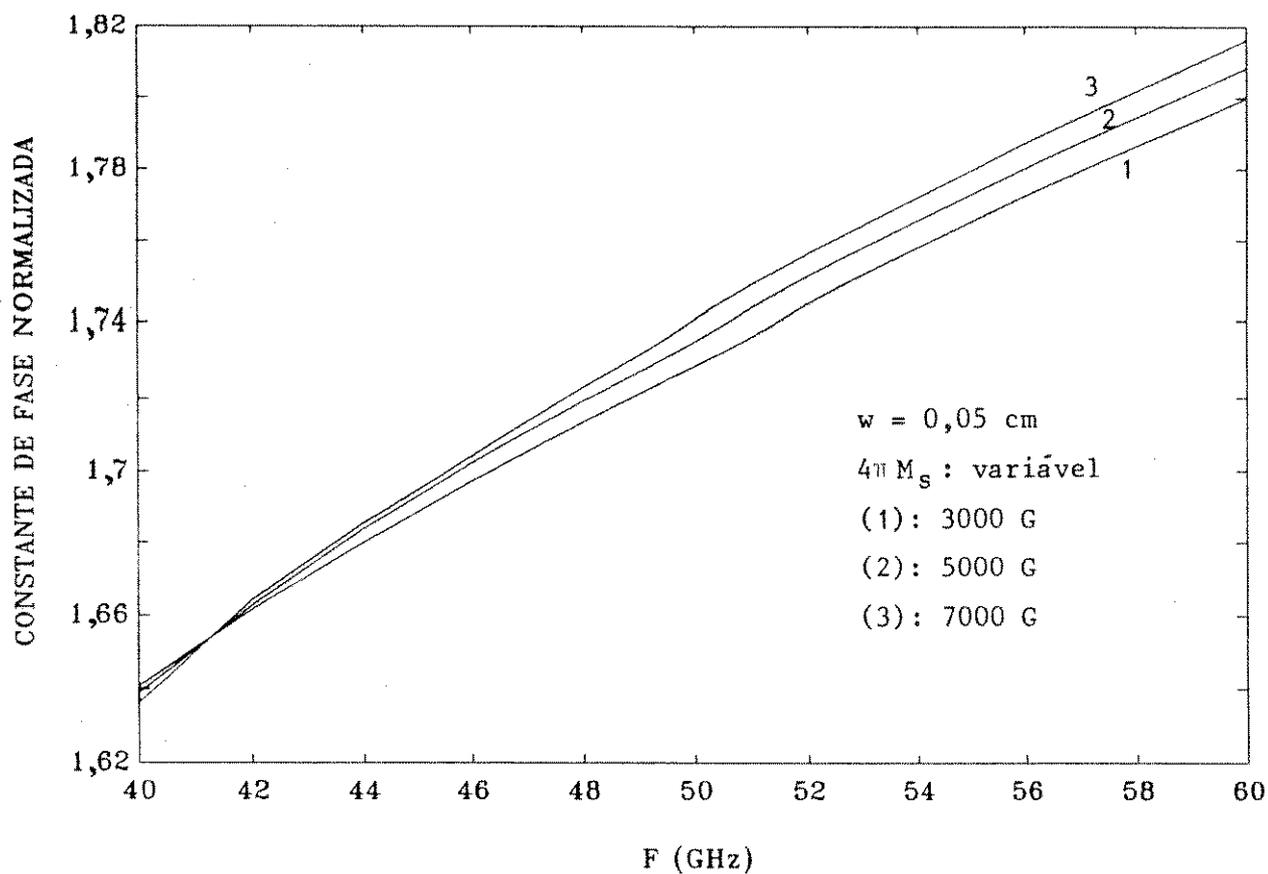
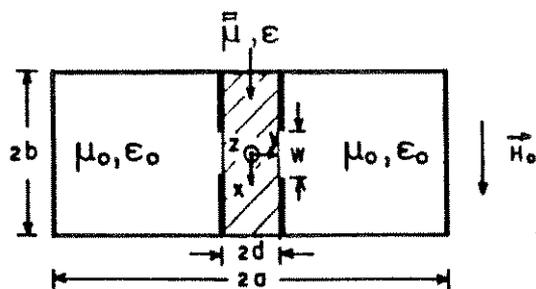


Fig.6.8 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s$  : variável

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção x.

### 6.3.2 LINHA DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO AO LONGO DA DIREÇÃO Y

Nesta seção, apresentaremos os resultados obtidos para a constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência, de uma linha de lâminas bilaterais simétricas com substrato ferrimagnético magnetizado na direção y. As Figs. 6.9 a 6.14 mostram as curvas obtidas para a constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência, tendo a largura da fenda, w, como parâmetro. Em todos estes casos analisados, podemos observar que  $\beta^+/k_0$  cresce com a frequência. Para um dado valor de frequência, observa-se que um aumento na largura da fenda implica na diminuição do valor da constante de fase normalizada. Comparando-se as Figs. 6.9 e 6.10, 6.11 e 6.12, 6.13 e 6.14, entre si, podemos notar que quando a intensidade de campo magnético dc de polarização passa de 500 Oe para 1500 Oe, os valores de  $\beta^+/k_0$  permanecem praticamente inalterados.

A Fig. 6.15 mostra a influência do valor de magnetização da ferrita no comportamento em frequência da constante de fase normalizada. Observa-se que, neste caso particular de polarização da ferrita na direção y, um aumento no valor de magnetização de saturação, de 3000 G para 10000 G, produziu apenas uma pequena redução nos valores de  $\beta^+/k_0$ . Convém mencionar que ferritas com valores de  $4\pi M_s$  maiores que 5000 G não são comercializadas.

As simulações numéricas realizadas indicam que, independentemente da precisão escolhida, os resultados numéricos para a constante de fase normalizada, nos dois sentidos de propagação ao longo do eixo z,  $\beta^+/k_0$  e  $\beta^-/k_0$ , são exatamente iguais. Isto qualifica a estrutura como recíproca quando o substrato ferrimagnético é submetido a um campo externo de polarização na direção y.

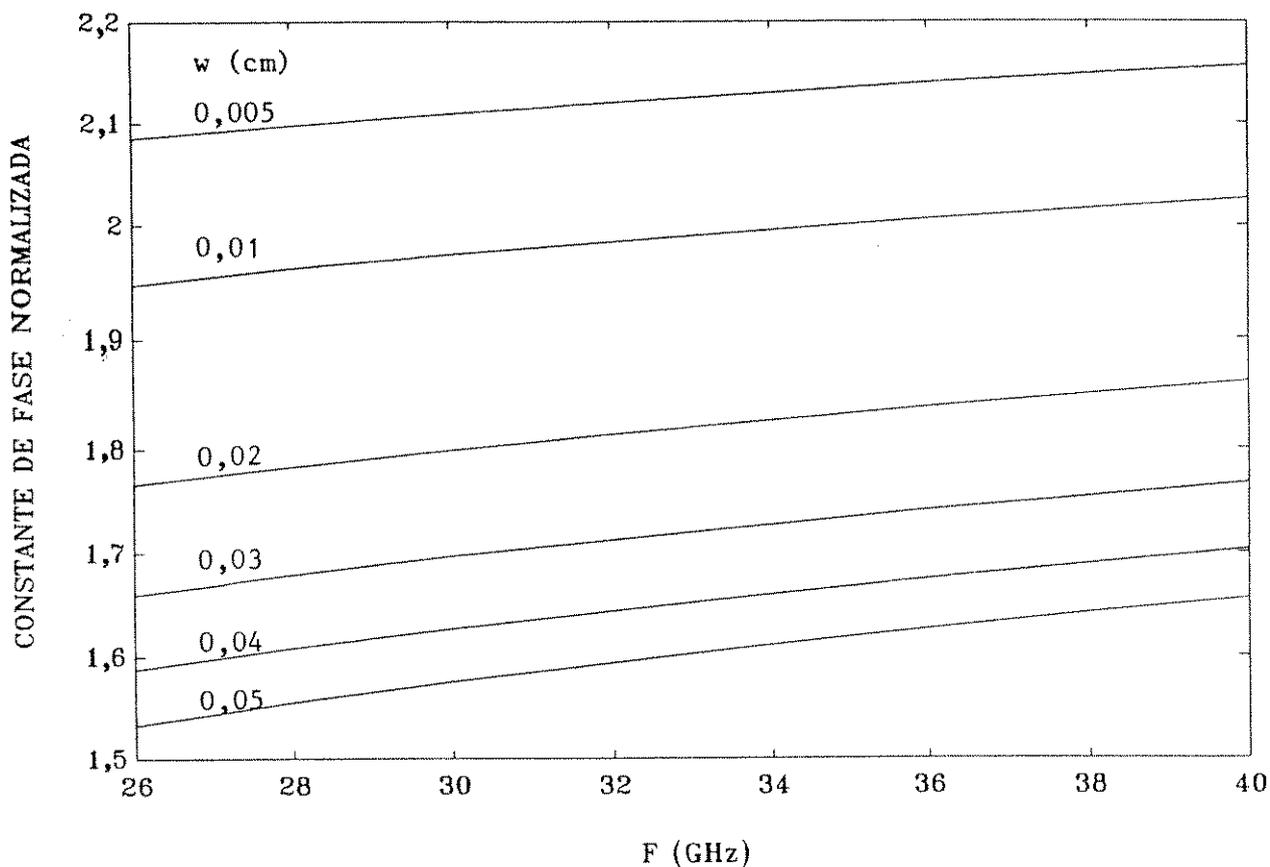
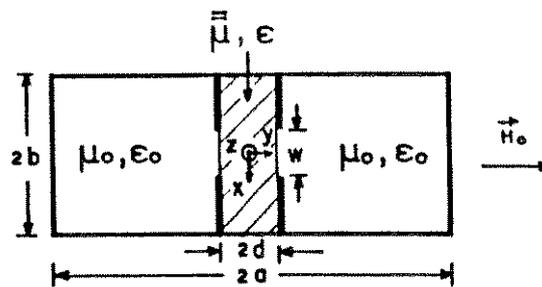


Fig.6.9 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção y.

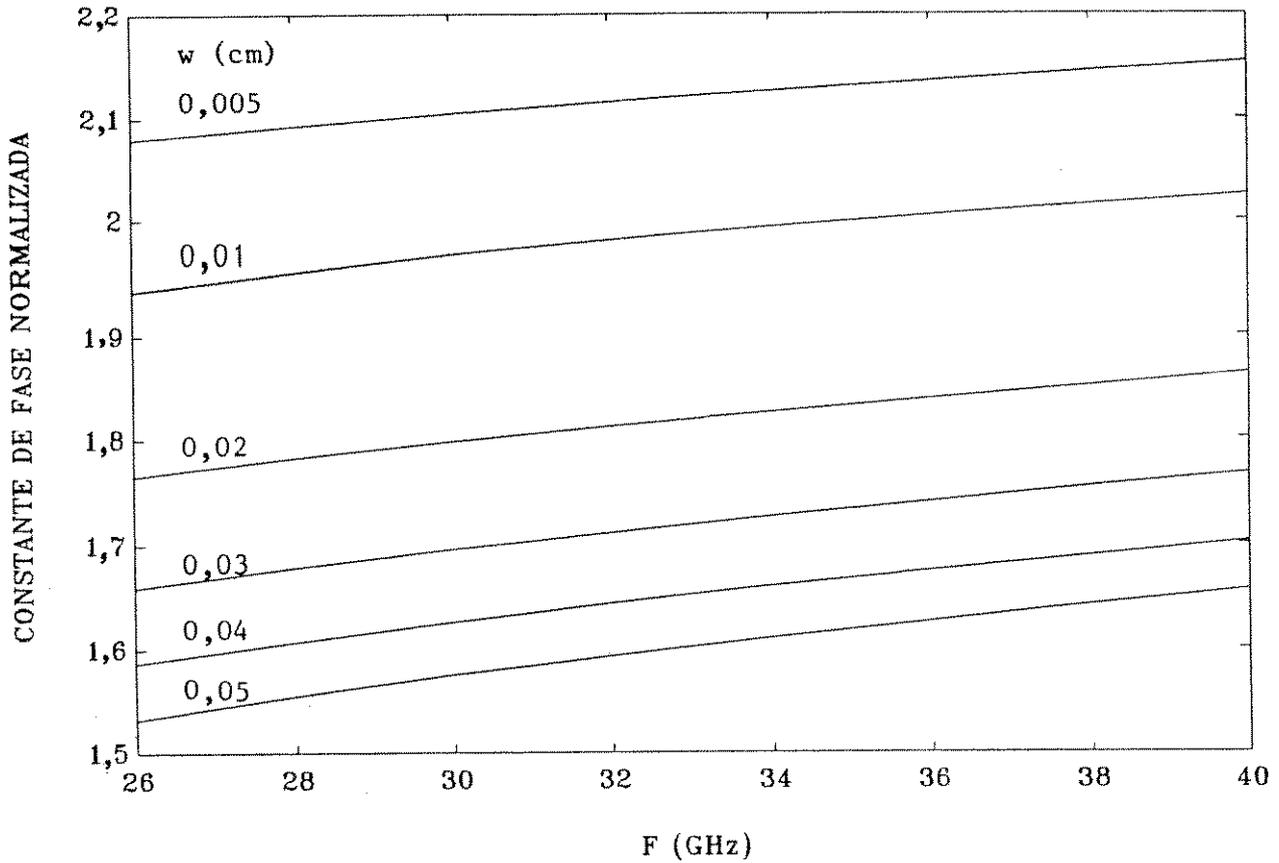
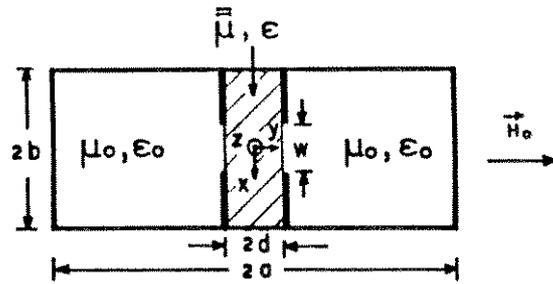


Fig. 6.10 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção y.

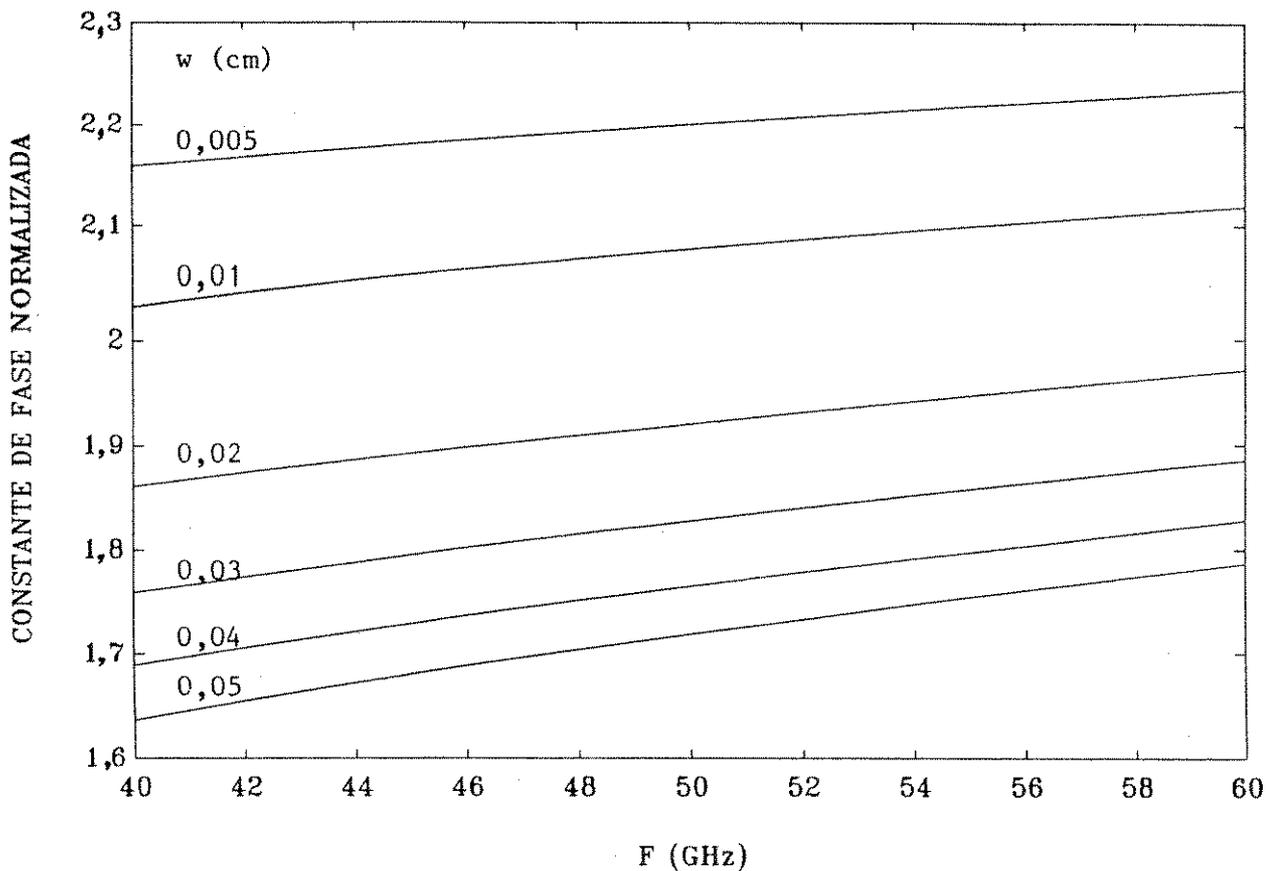
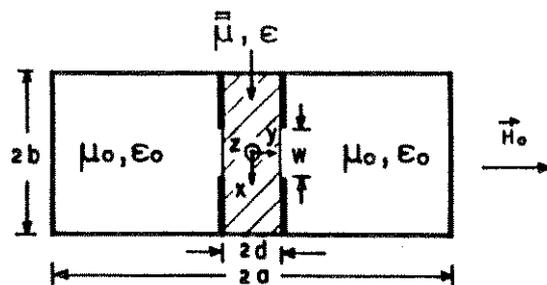


Fig.6.11 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção y.

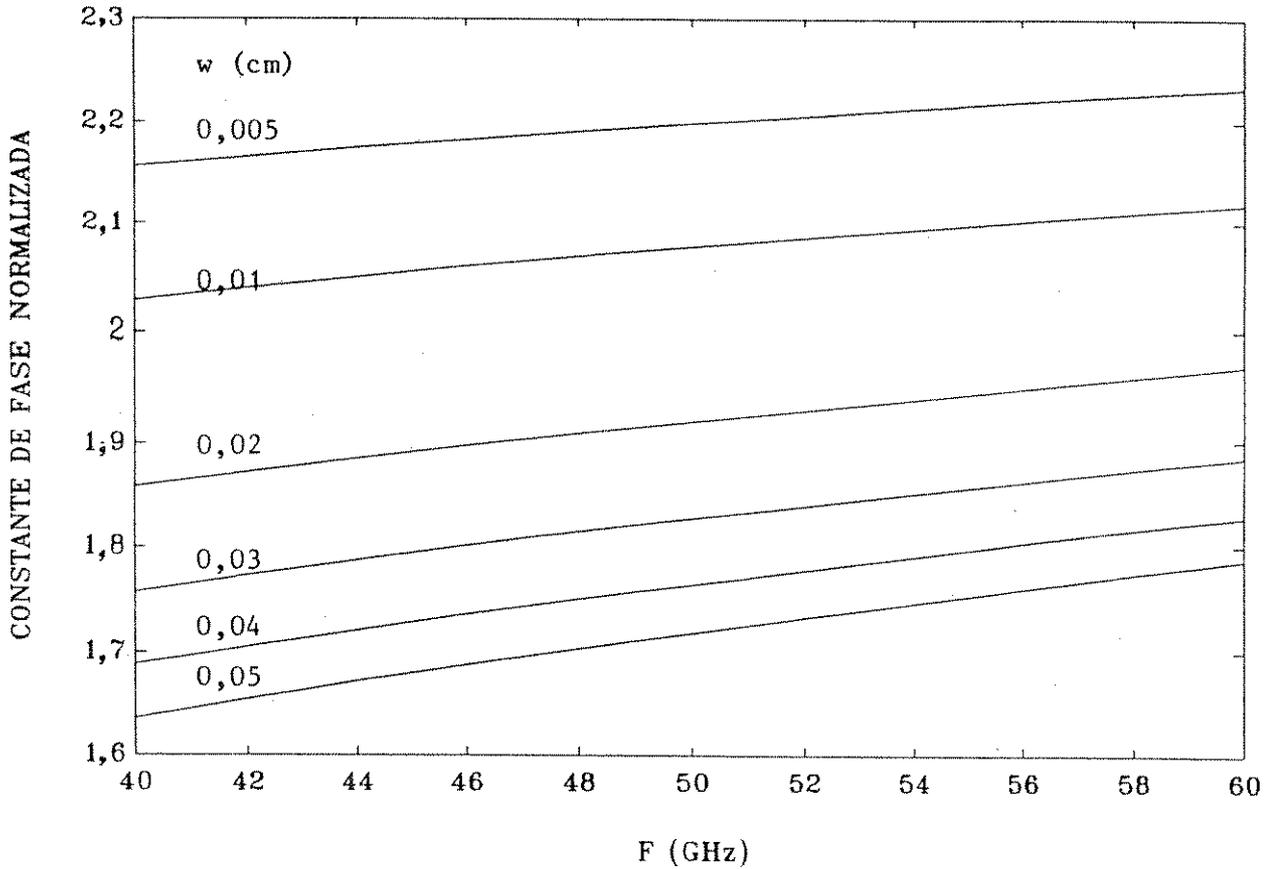
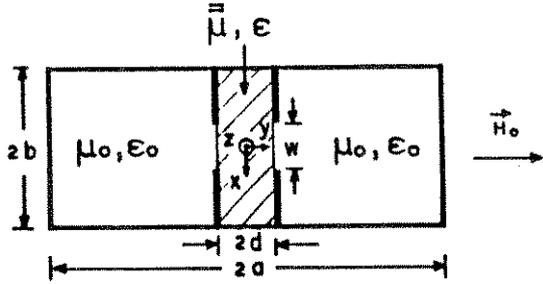


Fig. 6.12 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção  $y$ .

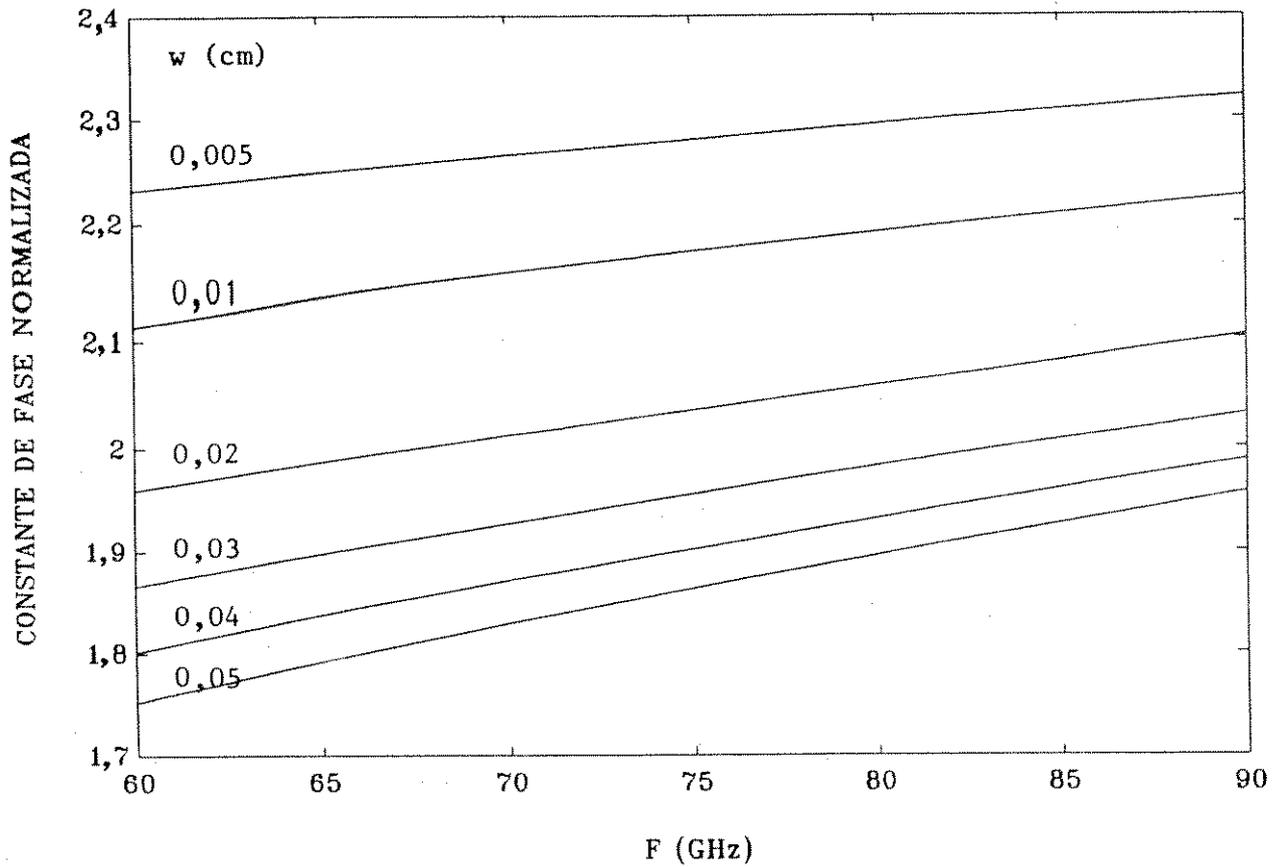
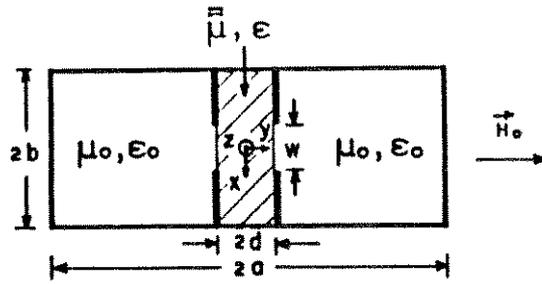


Fig.6.13 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-12

$a = 2b = 0,1549$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção y.

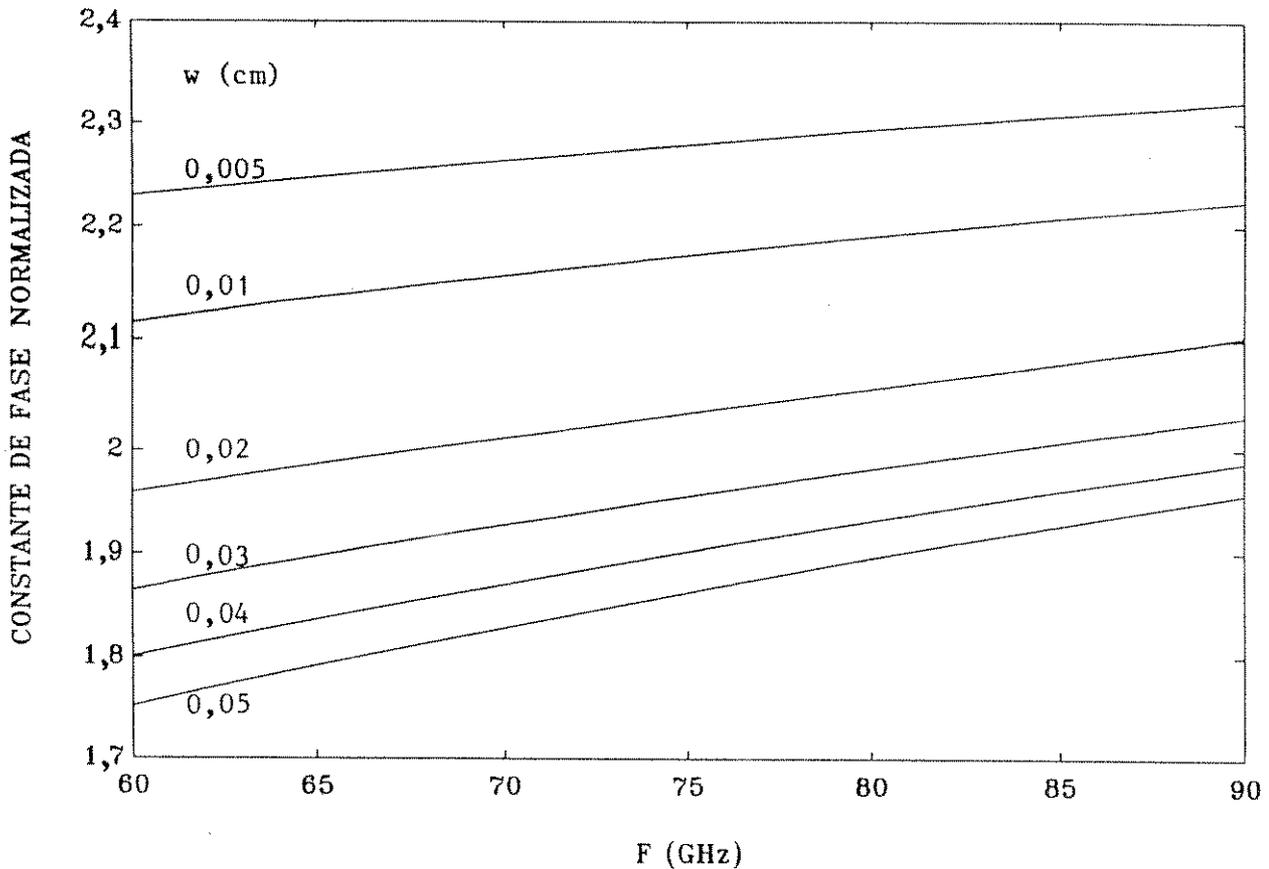
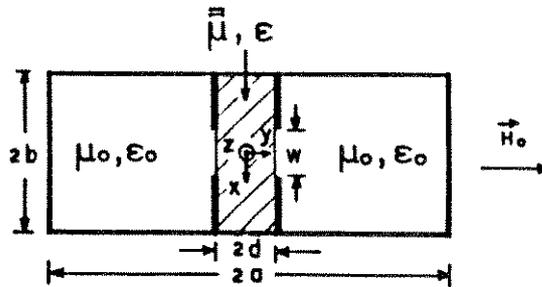


Fig.6.14 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-12

$a = 2b = 0,1549$  cm

$d = 0,0063$  cm

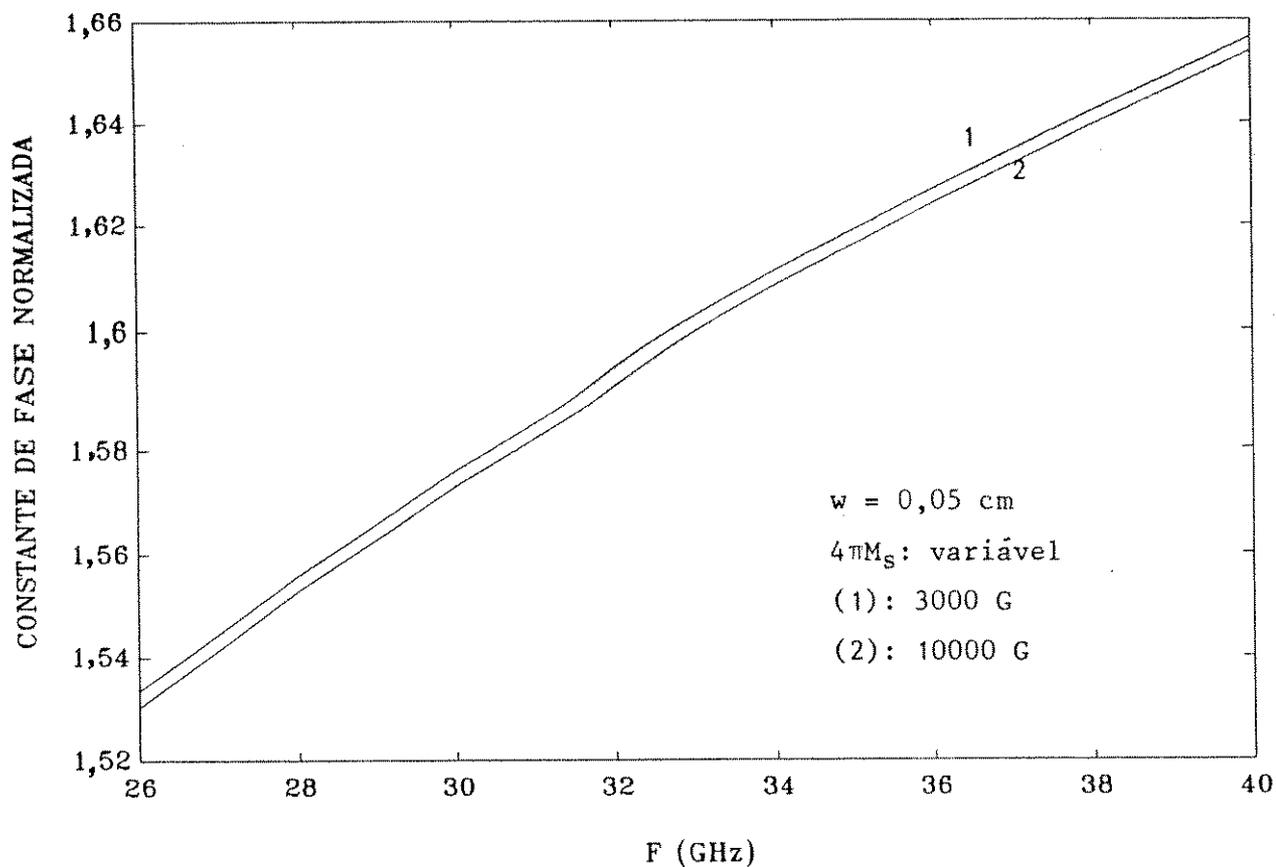
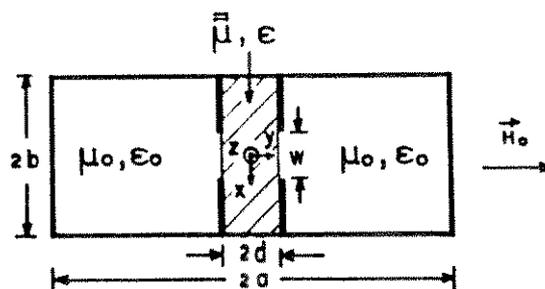
Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção y.



**Fig.6.15** Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556 \text{ cm}$

$d = 0,0063 \text{ cm}$

Ferrita

$4\pi M_s$  : variável

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção  $y$ .

### 6.3.3 LINHA DE LÂMINAS BILATERAIS SOBRE FERRITA COM POLARIZAÇÃO AO LONGO DA DIREÇÃO Z

A dependência da constante de fase normalizada com a frequência, de uma linha de lâminas bilaterais simétricas sobre ferrita, magnetizada ao longo da direção z, tendo, como parâmetro, a largura da fenda é mostrada nas Figs. 6.16 a 6.21. As características da ferrita são:  $4\pi M_s = 5000$  G,  $g = 2,11$  e  $\epsilon_r = 12,5$ . Os parâmetros foram obtidos para estruturas com propagação nas bandas K, L e M, respectivamente. São mostrados resultados para a)  $H_0 = 500$  Oe e b)  $H_0 = 1500$  Oe.

A inspeção das curvas apresentadas nas Figs. 6.16 a 6.21 indica um comportamento semelhante aos dois casos discutidos anteriormente. Assim, a constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , cresce com a frequência para diferentes valores de w. Para um valor fixo de frequência, aumentando-se a largura w da fenda, obtém-se uma redução nos valores de  $\beta^+/k_0$ .

Das Figs. 6.16 e 6.17, 6.18 e 6.19, 6.20 e 6.21, podemos deduzir que um aumento do campo magnético de 500 Oe para 1500 Oe diminui os valores de  $\beta^+/k_0$ .

A Fig. 6.22 mostra o efeito da variação de magnetização de saturação  $4\pi M_s$  nas características de dispersão de uma estrutura de linha de lâminas bilaterais sobre ferrita na banda K com uma largura de fenda  $w = 0,05$ cm. São mostrados resultados para  $4\pi M_s$  igual a 3000 G, 5000 G e 7000 G. A constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , é maior para o menor valor de  $4\pi M_s$  considerado.

A Fig. 6.23 mostra o comportamento em frequência da constante dielétrica efetiva de uma estrutura de linha de lâminas bilaterais sobre ferrita com polarização nas direções x, y e z no limite isotrópico. Neste caso, o substrato ferrimagnético foi substituído por um dielétrico com  $\epsilon_r = 3,0$ . A confrontação para o caso isotrópico foi realizada numericamente, fazendo-se, nas expressões obtidas,  $\mu_r = 1$  e  $k =$

$10^{-6}$ . As simulações numéricas foram realizadas para a)  $w = 0,015$  cm e b)  $w = 0,05$  cm. Para um determinado valor de  $w$ , a constante dielétrica efetiva,  $(\beta^+/k_0)^2$  cresce com a frequência. Para um valor fixo de frequência,  $(\beta^+/k_0)^2$  decresce à medida que  $w$  aumenta. Como era esperado, no limite isotrópico, para um valor fixo de  $w$  e da frequência, os valores de  $(\beta^+/k_0)^2$  são exatamente os mesmos, independentemente da polarização da ferrita.

A Fig. 6.24 mostra a comparação entre os valores da constante dielétrica efetiva,  $(\beta^+/k_0)^2$  obtidos com ferrita no limite isotrópico ( $\mu_r = 1$  e  $k = 10^{-6}$ ) e os valores deduzidos a partir das curvas publicadas por Schmidt e Itoh [49]. São apresentadas curvas para a)  $w=0,015$  cm e b)  $w=0,05$  cm. Em todos os dois casos considerados, verificou-se uma boa convergência entre os nossos resultados para limite isotrópico e aqueles publicados por Schmidt e Itoh, no domínio espectral.

Todos os resultados numéricos apresentados e discutidos nesta seção foram obtidos somente para propagação na direção positiva do eixo  $z$ , tendo em vista que a estrutura é recíproca quando submetida a uma polarização na direção  $z$ .

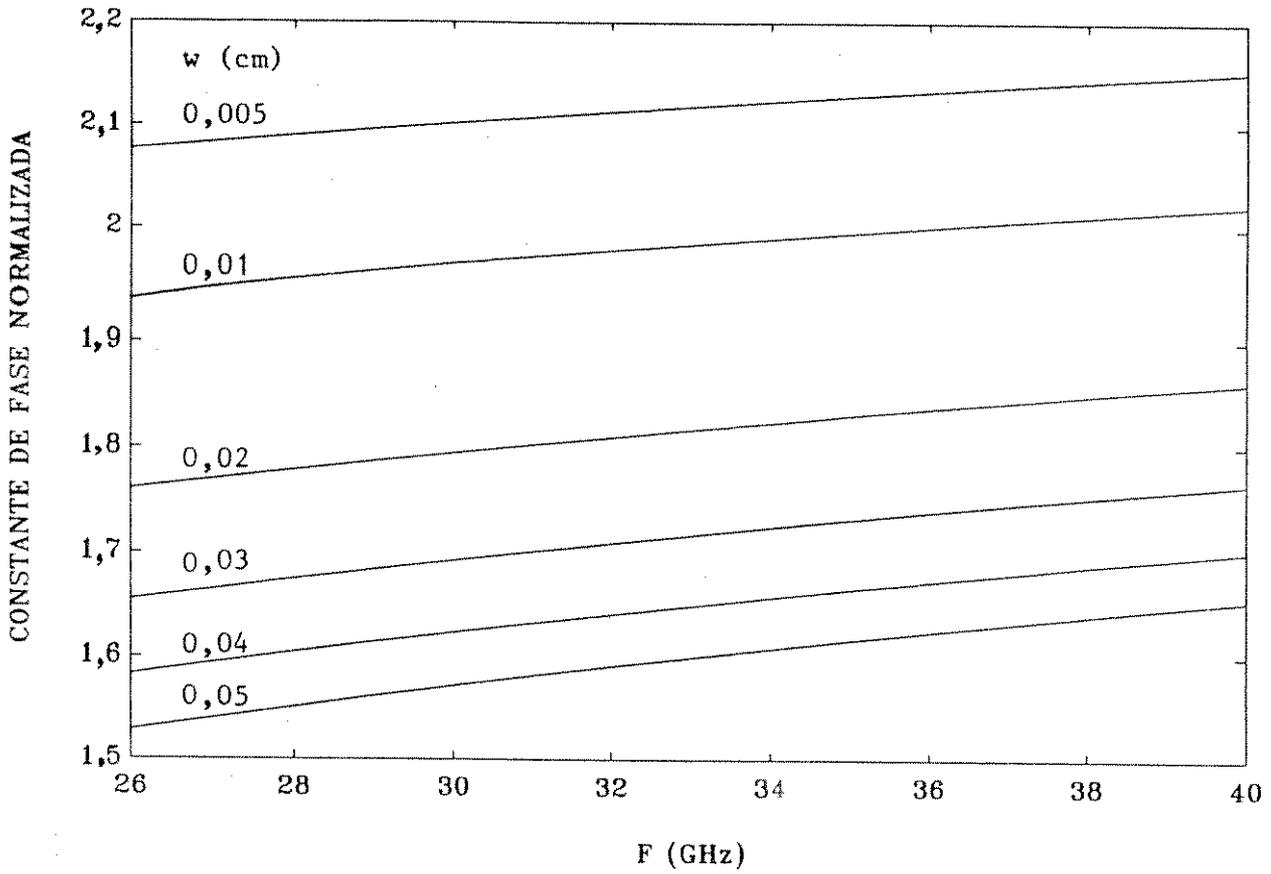
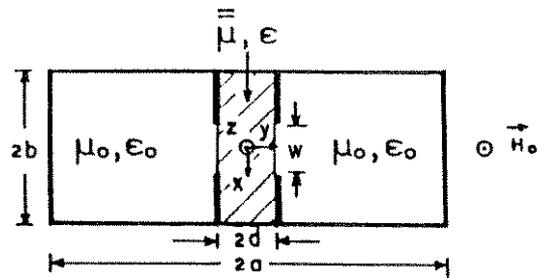


Fig.6.16 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28  
 $a = 2b = 0,3556$  cm  
 $d = 0,0063$  cm

Ferrita  
 $4\pi M_s = 5000$  G  
 $g = 2,11$   
 $\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção z.

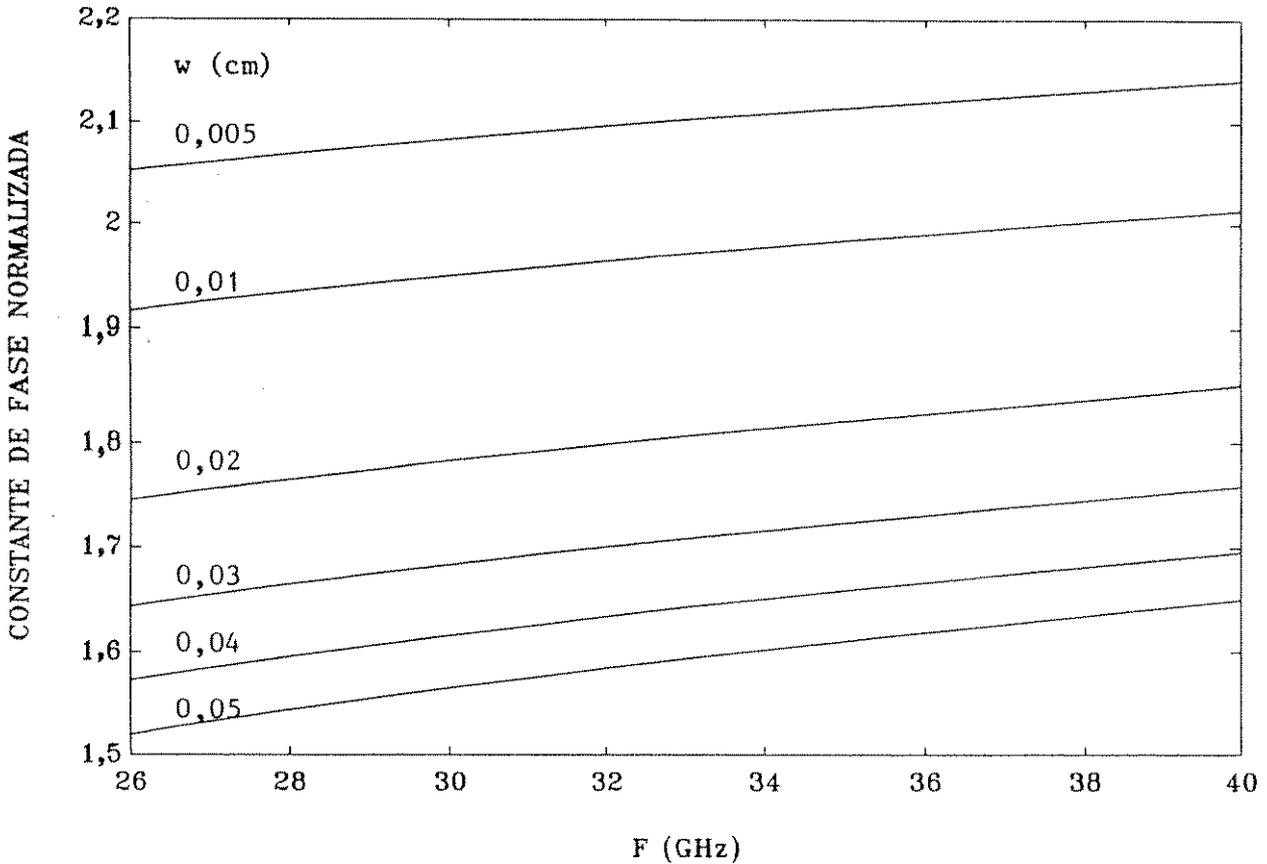
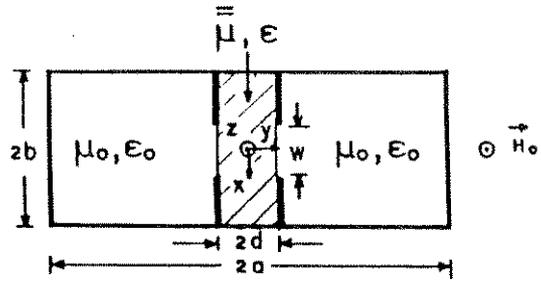


Fig. 6.17 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção z.

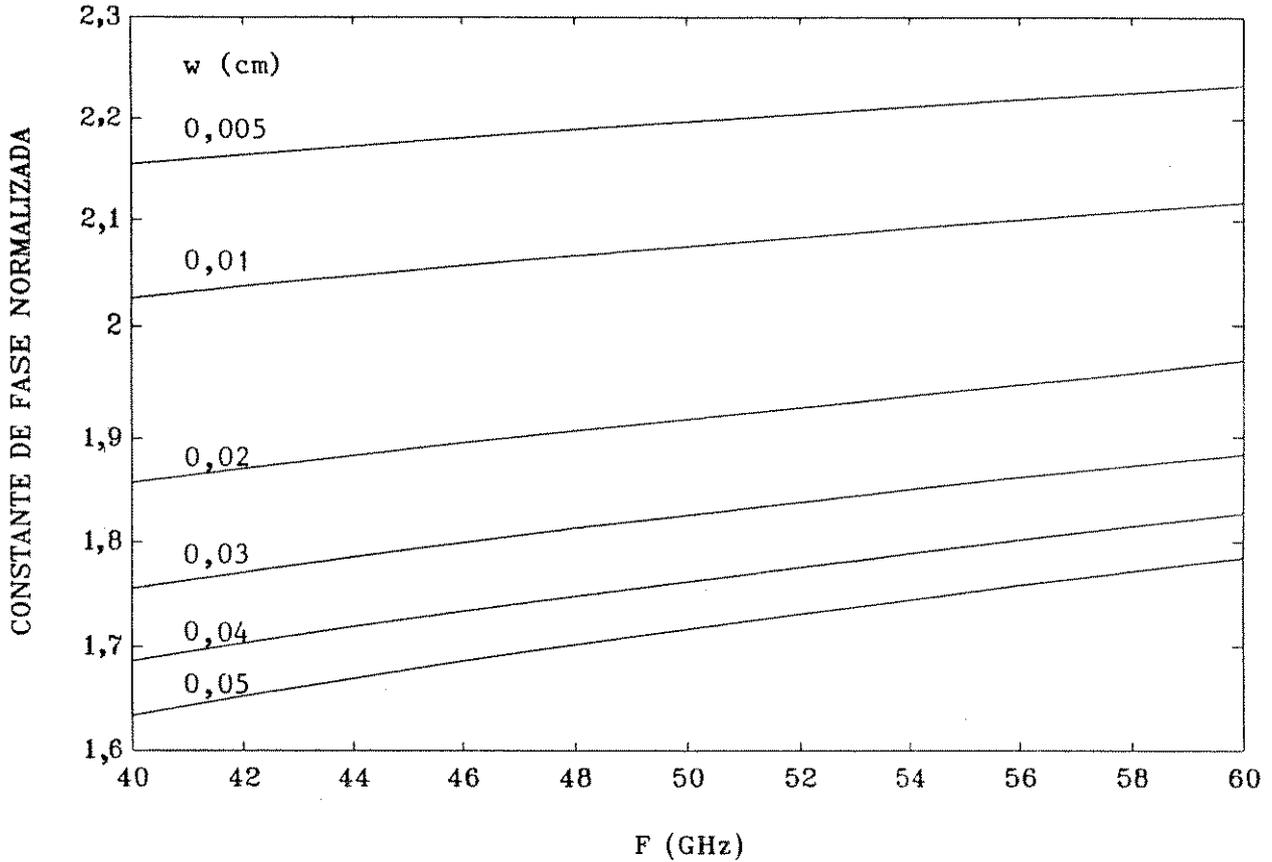
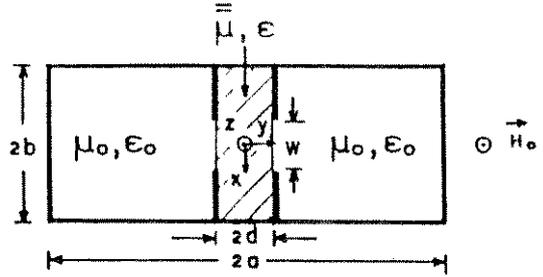


Fig. 6.18 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19

$a = 2b = 0,2388$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção z.

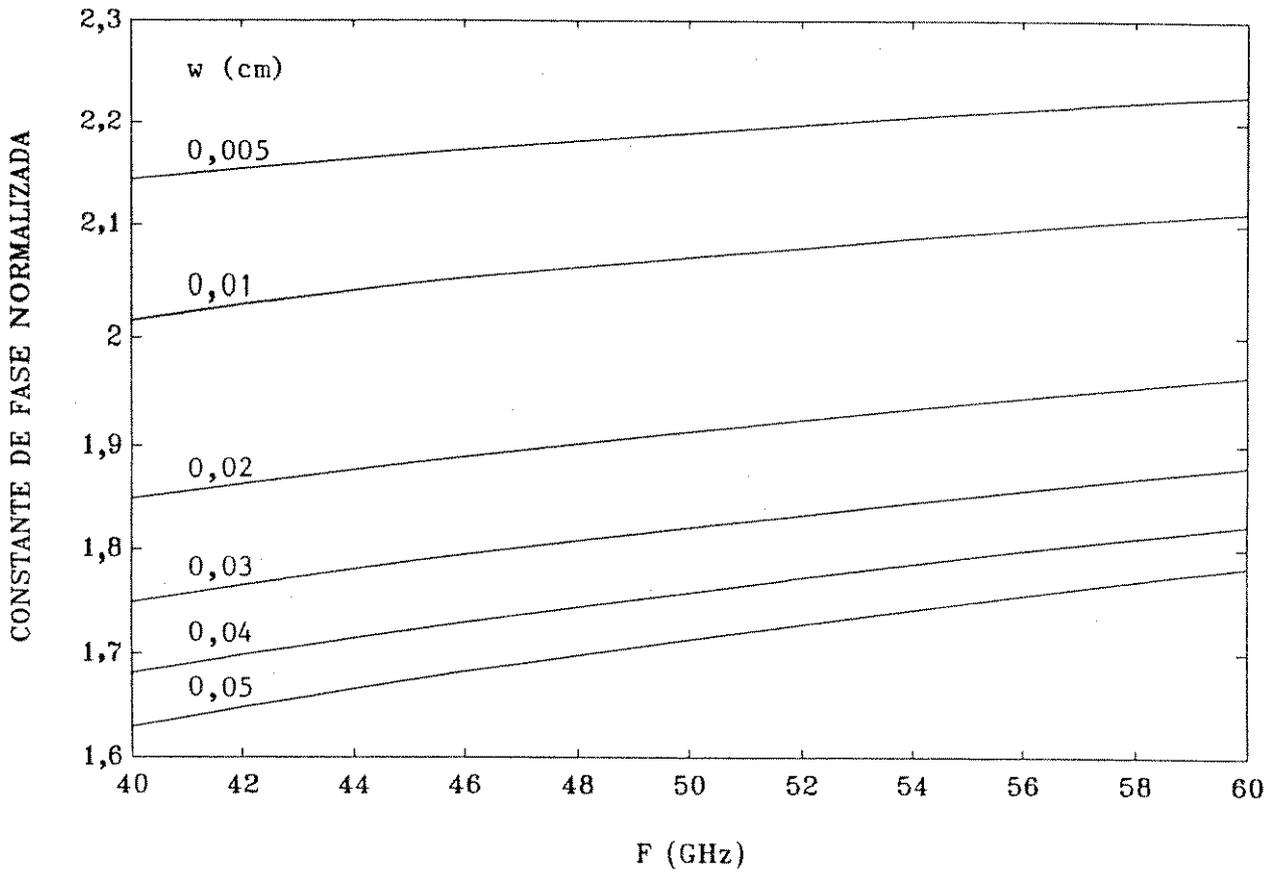
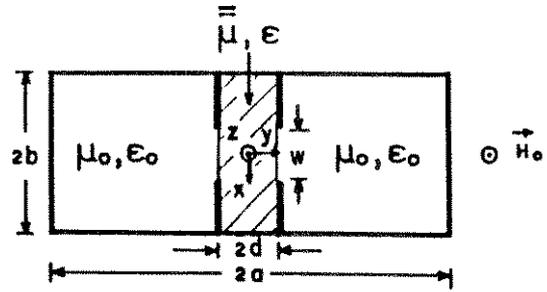


Fig.6.19 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-19  
 $a = 2b = 0,2388$  cm  
 $d = 0,0063$  cm

Ferrita  
 $4\pi M_s = 5000$  G  
 $g = 2,11$   
 $\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção z.

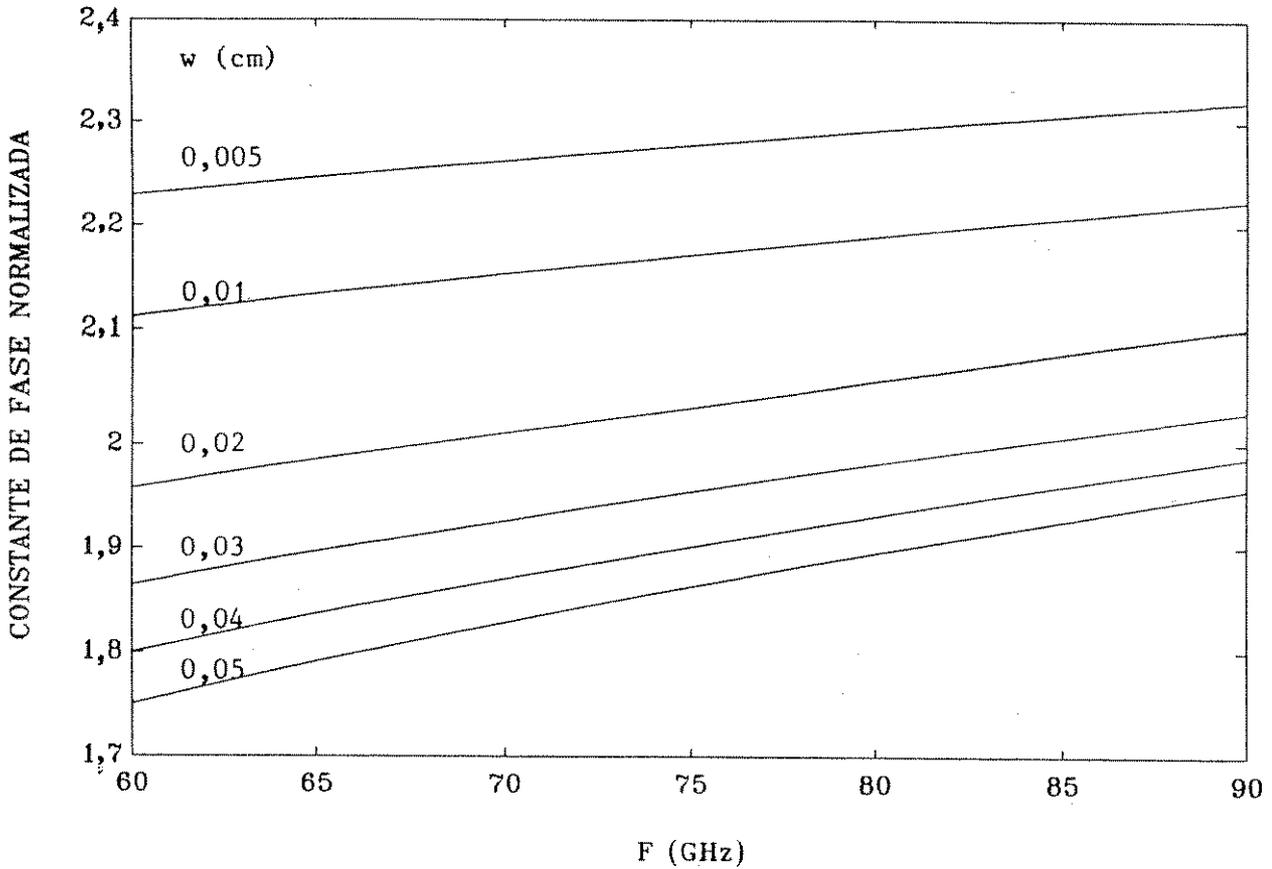
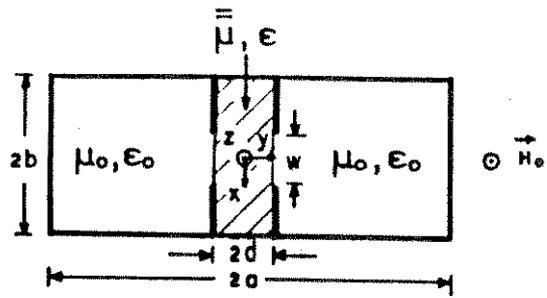


Fig. 6.20 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-12  
 $a = 2b = 0,1549$  cm  
 $d = 0,0063$  cm

Ferrita  
 $4\pi M_s = 5000$  G  
 $g = 2,11$   
 $\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (500 Oe) está aplicado na direção z.

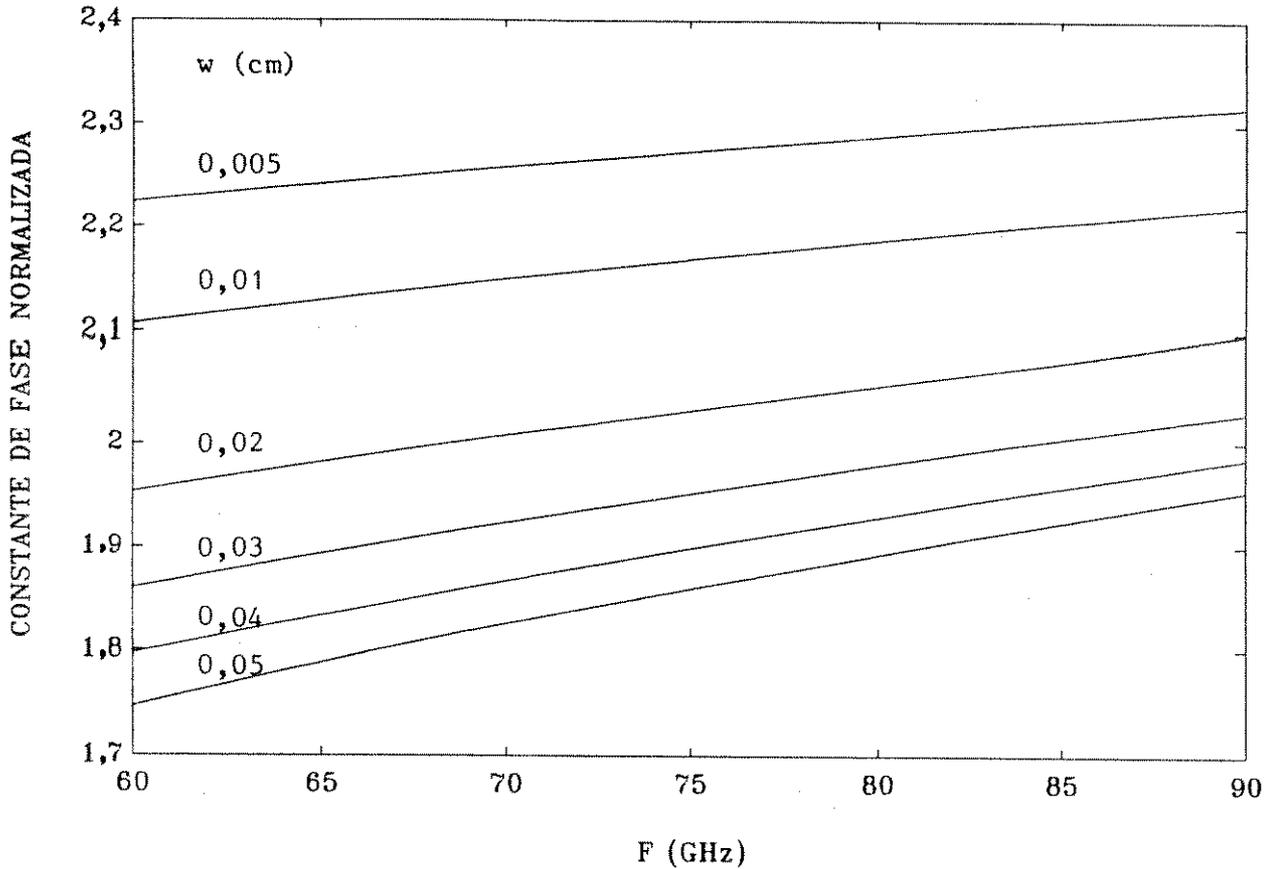
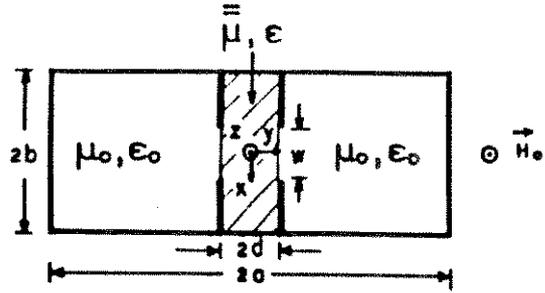


Fig. 6.21 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da frequência.

Guia de onda: WR-12

$a = 2b = 0,1549$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s = 5000$  G

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção z.

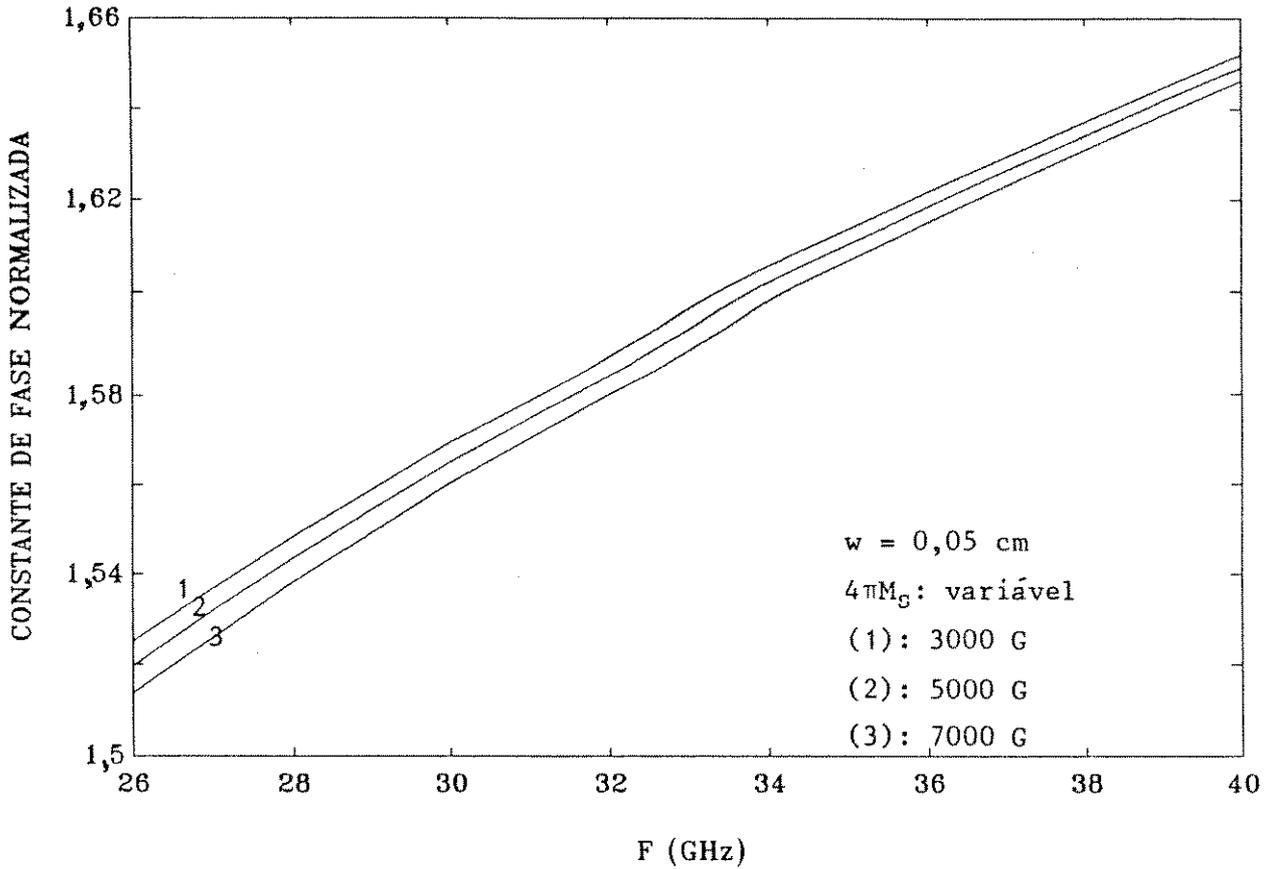
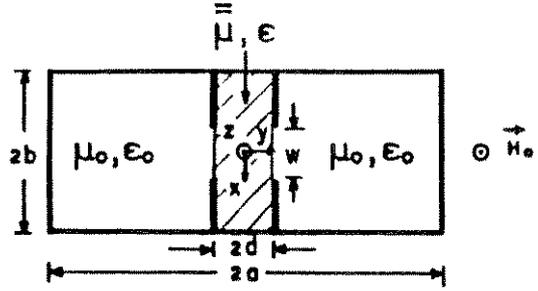


Fig.6.22 Constante de fase normalizada,  $\beta^+/k_0$ , em função da freqüência.

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Ferrita

$4\pi M_s$  : variável

$g = 2,11$

$\epsilon_r = 12,5$

$H_0$  (1500 Oe) está aplicado na direção z.

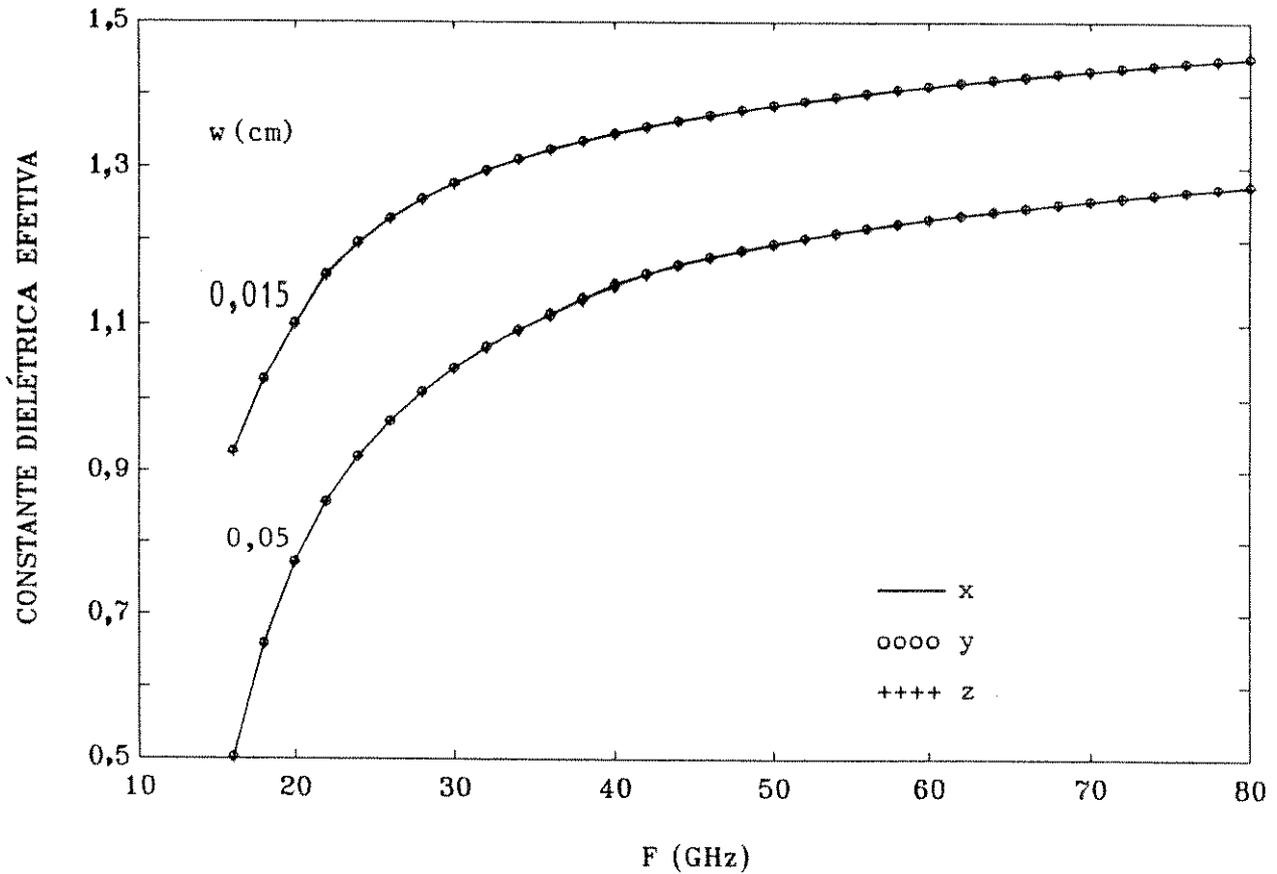
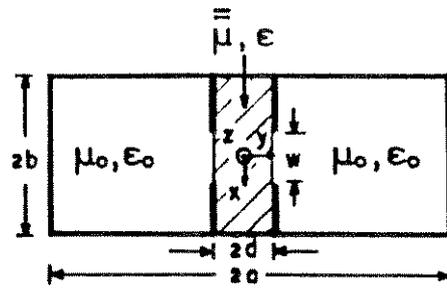


Fig. 6.23 Comportamento em frequência da constante dielétrica efetiva com polarização da ferrita nas direções x, y, z no limite isotrópico ( $\mu_r = 1$  e  $k = 10^{-6}$ ).

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

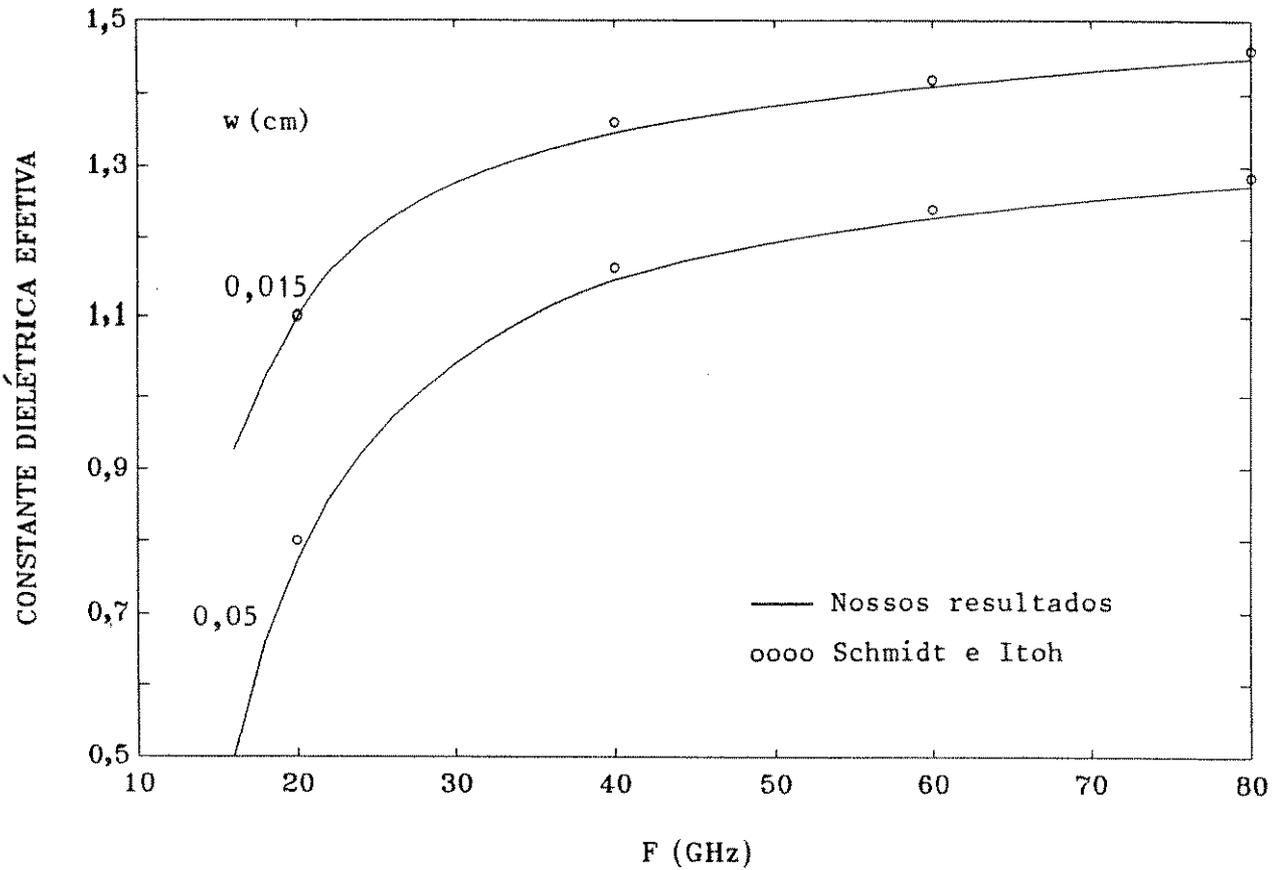
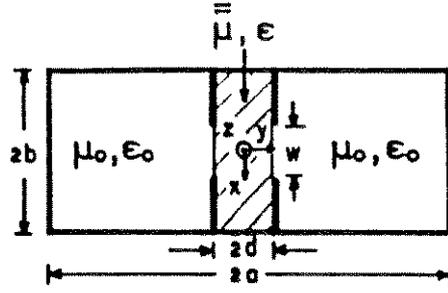
$d = 0,0063$  cm

Dielétrico

$\epsilon_r = 3,0$

$\mu_r = 1$

$k = 10^{-6}$



**Fig. 6.24** Comparação entre os valores da constante dielétrica efetiva obtidos com ferrita no limite isotrópico ( $\mu_r=1$  e  $k=10^{-6}$ ) e os valores deduzidos a partir das curvas publicadas por Schmidt e Itoh [48].

Guia de onda: WR-28

$a = 2b = 0,3556$  cm

$d = 0,0063$  cm

Dielétrico

$\epsilon_r = 3,0$

$\mu_r = 1$

$k = 10^{-6}$

## 6.4 CONCLUSÕES

A utilização do método de Galerkin, no domínio espectral, em combinação com o método dos potenciais vetoriais de Hertz, permitiu analisar estruturas de linhas de lâminas bilaterais simétricas sobre substratos ferrimagnéticos.

Nós consideramos três orientações, perpendiculares entre si, para o campo magnético de polarização, cada uma delas levando a resultados específicos.

A estrutura apresenta características não-recíprocas quando a polarização da ferrita ocorre ao longo da direção  $x$ . Nos outros dois casos analisados, podemos verificar que a estrutura é recíproca.

O efeito das variações do campo magnético de polarização, da magnetização de saturação e da frequência de operação sobre o comportamento da constante de fase normalizada mostra a influência desses parâmetros sobre os elementos do tensor permeabilidade para cada orientação considerada.

A confrontação para o caso isotrópico foi realizada numericamente fazendo-se  $\mu_r = 1$  e  $k = 10^{-6}$  nas expressões correspondentes.

Nossos resultados concordam com aqueles apresentados por Schmidt e Itoh [49] para o caso isotrópico, no domínio espectral.

## CAPÍTULO 7

### CONCLUSÕES

A análise dinâmica de linhas de microfita e de linhas de lâminas bilaterais sobre substratos ferrimagnéticos magnetizados foi efetuada através do método dos potenciais vetoriais de Hertz e do método de Galerkin.

No método dos potenciais vetoriais de Hertz, as componentes de campo elétrico e magnético, para cada região considerada, são determinadas a partir dos potenciais vetoriais de Hertz, elétrico e magnético, com componentes apenas ao longo da direção de magnetização da ferrita. As componentes da função diádica de Green, no domínio espectral, são obtidas com a aplicação das condições de contorno adequadas a cada estrutura analisada.

A determinação das características de propagação foi obtida, a partir das componentes da função diádica de Green, através de um procedimento numérico baseado na aplicação da técnica de Galerkin.

O efeito da anisotropia magnética foi investigado. Curvas de dispersão foram apresentadas e discutidas para três orientações mutuamente perpendiculares entre si, correspondentes às dos eixos do sistema de coordenadas cartesianas.

Todos os resultados numéricos foram obtidos considerando-se as dimensões mais utilizadas na literatura. Os programas computacionais, elaborados em linguagem FORTRAN para microcomputadores, são abrangentes e permitem a análise dinâmica de estruturas com dimensões diferentes pela simples mudança dos parâmetros de entrada.

Quando o substrato ferrimagnético é polarizado por um campo magnético perpendicularmente à superfície do substrato, a solução analítica e numérica obtida é bastante simples, quando

comparada com os casos de polarização transversal paralela e longitudinal ao longo da direção z.

Verificamos, em nosso trabalho, que o efeito da variação da intensidade e/ou orientação do campo magnético estático externo de polarização acarreta mudanças no comportamento dos modos guiados.

Para qualquer orientação de campo considerada, podemos observar que os resultados obtidos se aproximam do limite isotrópico para valores elevados do campo magnético de polarização. Esta interessante conclusão é consistente. O tensor permeabilidade magnética torna-se unitário e impõe, à equação de Gauss, a simplificação válida para o caso isotrópico.

Utilizando simulações numéricas, podemos verificar que as estruturas aqui investigadas apresentam propagação não-recíproca apenas quando polarizadas segundo a direção x, indicando, neste caso, características de propagação distintas para os dois sentidos de propagação. Para os outros casos de orientação do campo magnético, as estruturas apresentam um comportamento recíproco.

Os resultados obtidos neste trabalho, para linhas de microfita isoladas e acopladas sobre ferritas, apresentaram uma boa concordância com os resultados de outros autores [28], [32], [39].

Para linhas de lâminas bilaterais, observou-se boa concordância, por convergência no limite isotrópico, com os resultados apresentados por [49], referentes à situação de isotropia.

O método de análise, utilizado neste trabalho, é geral e preciso. Mudanças nas condições de contorno, a serem obedecidas pelos campos, permitem que este método seja facilmente aplicado no estudo de outras estruturas de transmissão planares.

Em prosseguimento, pretende-se a obtenção de resultados de impedâncias características de linhas de lâminas bilaterais

contendo material ferrimagnético e aqui analisadas.

Uma alternativa de continuidade deste trabalho consiste em se considerar estruturas com multicamadas ferrimagnéticas e dielétricas, as quais possibilitariam a obtenção de características não-recíprocas mais acentuadas e adequadas para aplicações práticas.

Outra extensão deste trabalho consiste na utilização de PAC (Projeto Auxiliado por Computador) objetivando o projeto de dispositivos como acopladores, defasadores, isoladores e circuladores para aplicações em microondas e ondas milimétricas.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] E. YAMASHITA, "Variational method for the analysis of microstrip-like transmission lines", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-16, pp. 529-535, 1968.
- [2] T. ITOH e R. MITTRA, "Spectral domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-21, pp. 496-499, 1973.
- [3] T. ITOH e R. MITTRA, "A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-22, pp. 896-898, 1974.
- [4] J.B. KNORR e A. TUFEKCIOGLU, "Spectral-domain calculation of microstrip characteristic impedance", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-23, pp. 725-728, 1975.
- [5] E. YAMASHITA e K. ATSUKI, "Analysis of microstrip-like transmission lines by nonuniform discretization of integral equations", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-24, pp. 195-200, 1976.
- [6] K. C. GUPTA, R. GARG e I.J. BAHL, *Microstrip lines and slotlines*, Artech House, Dedham, 1979.
- [7] T. C. EDWARDS, *Foundations for microstrip circuit design*, John Wiley e Sons, Chichester, 1981.
- [8] U. SCHULZ e R. PREGLA, "A new technique for the analysis of the dispersion characteristics of planar waveguides", *Arch. Elek. Ubertragung*, Vol. 34, pp. 169-173, 1980.

- [9] V. STOILJKOVIC, "Spectral - domain calculation of characteristic impedance of shielded microstrip line", *Electronics Letters*, Vol. 22, pp. 96-97, 1986.
- [10] J. L. TSALAMENGAS, N.K. UZUNOGLU e N.G. ALEXOPOULOS, "Propagation characteristics of a microstrip line printed on a general anisotropic substrate", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-33, pp. 941-945, 1975.
- [11] N. G. ALEXOPOULOS e C. M. KROWNE, "Characteristics of single and coupled microstrips on anisotropic substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-26, pp. 387-393, 1978.
- [12] M. GESHIRO, S. YAGI e S. SAWA, "Analysis of slotlines and microstrip lines on anisotropic substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-39, pp. 64-69, 1991.
- [13] H. LEE e V. K. TRIPATHI, "Spectral domain analysis of frequency - dependent propagation characteristics of planar structures on uniaxial medium", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-30, pp. 1188-1193, 1982.
- [14] N. G. ALEXOPOULOS, "Integrated - circuit structures on anisotropic substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-33, pp. 847-881, 1985.
- [15] M. R. G. MAIA, A. G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Dynamic analysis of microstrip lines and finlines on uniaxial anisotropic substrate", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-35, pp. 881-886, 1987.
- [16] M. HASHIMOTO, "A rigorous solution for dispersive microstrip", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-37, pp. 698-705, 1989.

- [17] A. K. GANGULY e C. M. KROWNE, "Characteristics of microstrip transmission lines with high-dielectric-constant substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-39, pp. 1329-1337, 1991.
- [18] T.Q. HO e B. BEKER, "Spectral domain analysis of shielded microstrip lines on biaxially anisotropic substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-39, pp. 1017-1021, 1991.
- [19] R. E. COLLIN, *Field theory of guided waves*, Mc GrawHill, New York, 1960.
- [20] B. LAX e K. J. BUTTON, *Microwave ferrites in ferrimagnetics*, Mc Graw Hill, New York, 1962.
- [21] J. HELSZAJN, *Principles of microwave ferrite engineering*, John Willey e Sons, London, 1969.
- [22] L. YOUNG e H. SOBOL, *Advances in microwaves*, Academic Press, New York, 1974.
- [23] J. C. MINOR e D. M. BOLLE, "Modes in the shielded microstrip on a ferrite substrate transversely magnetized in the plane of substrate", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-19, pp. 570-576, 1971.
- [24] R. A. PUCEL e D. J. MASSÉ, "Microstrip propagation on magnetic substrates - part I: design theory", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-20, pp. 304-308, 1972.
- [25] R. A. PUCEL e D. J. MASSÉ, "Microstrip propagation on magnetic substrates - part II: experiment", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-20, pp. 309-313, 1972.

- [26] D. M. BOLLE e L. LEWIS, "On the definitions of parameters in ferrite - electromagnetic wave interactions", IEEE Trans., Vol. MTT-21, p. 118, 1973.
- [27] J. BORBURGH, "The behaviour of guided modes on the ferrite - filled microstrip line with the magnetization perpendicular to the ground plane", Arch. Elek. Ubertragung, Vol. 31, pp. 73-77, 1977.
- [28] V. WARNKROSS e H. SEVERIN, "Measurement of the dispersion characteristics of microstrip on magnetized ferrite - substrate", Arch. Elek. Ubertragung, Vol. 36, pp. 25-31, 1982.
- [29] R. PREGLA e S. B. WORM, "The method of lines for the analysis of planar waveguides with magnetized ferrite substrate", Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, pp. 348-350, 1984.
- [30] J. R. BREWS, "Characteristic impedance of microstrip lines", IEEE Trans., Vol. MTT-35, pp. 30-34, 1987.
- [31] S. BOLIOLI, H. BENZINA e H. BAUDRAND, "Centimeter-wave microstrip phase shifter on a ferrite - dielectric substrate", IEEE Trans., Vol. MTT-37, pp. 698-707, 1989.
- [32] A. M. LERER, V. S. MIKCHALEVSKIY e A. G. SCHUCHINSKY, "Eletrodinamic theory of microstrips on ferrite substrate", Radio Engineer. and Electronics, Vol. 29, pp. 1039-1048, 1981.
- [33] M.R.M.L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO, M.R.G. MAIA e A.J. GIAROLA, "Full-wave analysis of microstrip lines on ferrite and anisotropic dielectric substrates", IEEE

Trans. on Magnetism, Vol. MTT-25, pp. 2944-2946, 1989.

- [34] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO, e A.J. GIAROLA, "Análise dinâmica de linhas de microfita sobre ferritas", Anais do IV Simpósio Brasileiro de Microondas, São Paulo, pp. 87-92, 1990.
- [35] M.R.M.L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO, M.R.G. MAIA e A.J. GIAROLA, "Dynamic characteristics of microstrip lines on magnetized ferrite substrates" em Proc. 20th European Microwave Conference, Hungria, pp. 1317-1321, 1990.
- [36] M.R.M.L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO, e A.J. GIAROLA, "O uso dos potenciais vetoriais de Hertz na caracterização de linhas de microfita sobre ferrita", em Anais do 9<sup>o</sup> Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, São Paulo, pp. 931-933, 1991.
- [37] I. Y. HSIA, H. Y. YANG e N. G. ALEXOPOULOS, "Basic properties of microstrip circuit elements on nonreciprocal substrate-superstrate structures" em Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest, Estados Unidos, pp. 665-668, 1990.
- [38] F. J. K. LANGE, "Analysis of shielded strip - and slot-lines on a ferrite substrate transversely magnetized in the plane of the substrate", Arch. Elek. Übertragung, Vol. 36, pp. 95-100, 1982.
- [39] B. JANICZAK e M. KITLINSKI, "Analysis of coupled asymmetric microstrip lines on a ferrite substrate", Electronics Letters, Vol. 19, pp. 779-781, 1983.
- [40] T. KITAZAWA e Y. HAYASHI, "Propagation characteristics of

striplines with multilayered anisotropic media", IEEE Trans., Vol. MTT-31, pp. 429-433, 1983.

- [41] L. SU, T. ITOH e J. RIVERA, "Design of an overlay directional coupler by a full-wave analysis", IEEE Trans., Vol. MTT-31, pp. 1017-1022, 1983.
- [42] S. G. PINTZOS, "Full-wave spectral-domain analysis of coplanar strips", IEEE Trans., Vol. MTT-39, pp. 239-246, 1991.
- [43] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Estudo de linhas de microfita acopladas sobre substratos ferrimagnéticos transversalmente magnetizados", em Anais do X Simp. Bras. de Telecomunicações e V Simp. Bras. de Microondas, Brasília, pp. 187-191, 1992.
- [44] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Dynamic analysis of coupled microstrip lines on ferrite substrates", em Proc. 16th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Suíça, pp. 575-576, 1991.
- [45] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Dynamic analysis of coupled microstrip lines on ferrimagnetic substrates perpendiculary magnetized", aceito para publicação em Proc. SBMO Int. Microwave Conference, Brasil, 1993.
- [46] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Spectral domain analysis of coupled microstrip lines on magnetized ferrite substrates", aceito para publicação em International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1993.

- [47] P. J. MEIER, "Integrated fin-line millimeter components", IEEE Trans., Vol. MTT-22, pp. 1209-1216, 1974.
- [48] A. BEYER e K. SOLBACK, "A new fin line ferrite isolator for integrated millimeter wave circuits", IEEE Trans., Vol. MTT-29, pp. 1344-1348, 1981.
- [49] L. P. SCHMIDT e T. ITOH, "Spectral domain analysis of dominant and higher order modes in fin-lines", IEEE Trans., Vol. MTT-28, pp. 981-985, 1980.
- [50] J. MAZUR e M. MROZOWSKI, "Nonreciprocal operation of structure comprising a section of coupled ferrite lines with longitudinal magnetization", IEEE Trans., Vol. MTT-37, pp. 1012-1020, 1989.
- [51] Y. HAYASHI e R. MITTRA, "An analytical investigation of finlines with magnetized substrate", IEEE Trans., Vol. MTT-31, pp. 495-498, 1983.
- [52] A. BEYER e I. WOLFF, "Design of a millimeter-wave ferrite isolator at 28,5 GHz", Proc IEE, Vol. 132, pp. 244-250, 1985.
- [53] B. BHAT e S.K. KOUL, Analysis design and applications of finlines, Artech House, Norwood, 1987.
- [54] M. GESHIRO e T. ITOH, "Analysis of double-layered finlines containing a magnetized ferrite", IEEE Trans., Vol. MTT-35, pp. 1377-1381, 1987.
- [55] T. KITAZAWA, "Analysis of shielded-striplines and finlines with finite metallization thickness containing

- magnetized ferrites", IEEE Trans., Vol. MTT-39, pp. 70-74, 1991.
- [56] D. MIRSHEK - SYAHKAL e B. JIA, "Analysis of bilateral finline couplers", Electronics Letters, Vol.23, pp. 577-579, 1987.
- [57] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Análise dinâmica de linhas de lâminas bilaterais sobre ferritas", em Anais do 7º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Florianópolis, pp. 266-268, 1989.
- [58] M. R. M. L. ALBUQUERQUE, A.G. D'ASSUNÇÃO e A.J. GIAROLA, "Analysis of bilateral finlines with a magnetized ferrite layer", em Proc. 3rd Int. Symp. on Recent Advances in Microwave Technology, Estados Unidos, pp. 19-23, 1991.
- [59] M. ABRAMOWITZ e I. A. STEGUN, Handbook of mathematical functions, Dover Pub., Inc., New York, 1970.
- [60] E. KREYSZIG, Advanced engineering mathematics, John Wiley e Sons, New York, 1988.
- [61] E. O. BRIGHAM, The fast Fourier transform, Prentice Hall, Inc. , Englewood Cliffs, 1974.
- [62] G. ARFKEN, Mathematical methods for physicists, Academic Press, Inc., New York, 1970