UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E COMPUTAÇÃO
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

UNICAMP-FEEC-DMO
C.P. 6101
13083-970 CAMPINAS S.P., BRASIL

Grades Dielétricas Anisotrópicas

Nildsen Fernando Lisbôa da Silva

Orientador: **Prof. Dr. Attílio José Giarola**

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Attílio José Giarola - FEEC/UNICAMP - Presidente
Prof. Dr. João Crisóstomo Weyl Albuquerque Costa - UFPA/Pará
Prof. Dr. Rui Fragassi Souza - FEEC/UNICAMP

Dissertação de Mestrado

1996 429

Campinas-SP
Brasil/1999

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por Nildsen Fernando Lisbôa da Silva e aprovada pela Comissão Julgada em 16/04/99
Orientador

UNIDADE BC
N.º CHAMADA
V.
TOMBO BC/ 38633
PROC. 229/99
[x]
PREÇO R$ 11,00
DATA 01/09/99
Nº

CM-00125834-4

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

Si38g

Silva, Nildsen Fernando Lisbôa da
Grades dielétricas anisotrópicas. / Nildsen Fernando Lisbôa da Silva.--Campinas, SP: [s.n.], 1999.

Orientador: Attílio José Giarola
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Anisotropia. 2. Grades de difração. 3. Eletromagnetismo. I. Giarola, Attílio José. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

AGRADECIMENTOS

Sou grato ao Prof. Dr. Attílio José Giarola, pela sua orientação, dedicação e paciência durante o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço também a meu pai Nildsem Rodrigues da Silva e minha mãe Maria Stela Lisboa da Silva pelo incentivo e apoio nos meu estudos e na vida.

E, finalmente, sou grato pelo apoio financeiro do Conselho Nacional de Pesquisa e Desenvolvimento - CNPq.

SUMÁRIO

A análise de grades dielétricas anisotrópicas foi feita considerando-se uma anisotropia do tipo uniaxial. Procurou-se estudar as características dicróicas, na faixa de freqüências milimétricas, das grades dielétricas anisotrópicas utilizando a teoria Modal Rigorosa.

Os resultados numéricos são apresentados em função da variação das constantes dielétricas do tipo senoidal e do tipo degrau, assim como, para polarizações da onda incidente dos tipos TE e TM.

O efeito da anisotropia é estudado variando-se o quadrado da razão de anisotropia do material uniaxialmente anisotrópico. Os resultados numéricos mostram como esta variação afeta o perfil ressonante destas grades e quais as vantagens em se usar a anisotropia em grades dielétricas utilizadas como filtros.

SUMMARY

The analysis of anisotropic dielectric gratings was done by considering an uniaxial anisotropy. The dichroic characteristics were studied in the millimeter wave band of anisotropic dielectric gratings using a Rigorous Modal Theory.

The numerical results are presented as functions of parameters of sinosoidally and step varying dielectric constants, as well as of wave polarizations of TE or TM type.

The anisotropy effect is studied by varying the square of the anisotropy ratio of the material. The numerical results show how this variation affects the resonant profile of these gratings and the advantages of using anisotropic dielectric gratings in filters.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 INTRODUÇÃO

Estruturas periódicas apresentam-se em todas as áreas da ciência e tecnologia. Por exemplo, na Física de Estados Sólidos, a periodicidade das células dos cristais produz a difração dos raios X e a estrutura de banda responsável por uma vaiedade de dispositivos eletrônicos. Na área da óptica, estruturas de índice modulado têm encontrado numerosas aplicações em grades difrativas, filtros de interferência e moduladores óptico-acústicos.

Grades são dispositivos de estrutura periódica com modulação periódica na permissividade (ou, equivalentemente, no índice de refração) ou na condutividade (ou, equivalentemente, na absorção) ou uma combinação destes. As grades também podem ser de superfícies onduladas (corrugadas) do tipo com variação periódica na superfície de um dielétrico ou material condutor. Um exemplo de grades dielétricas é mostrado na Fig. 1.1.

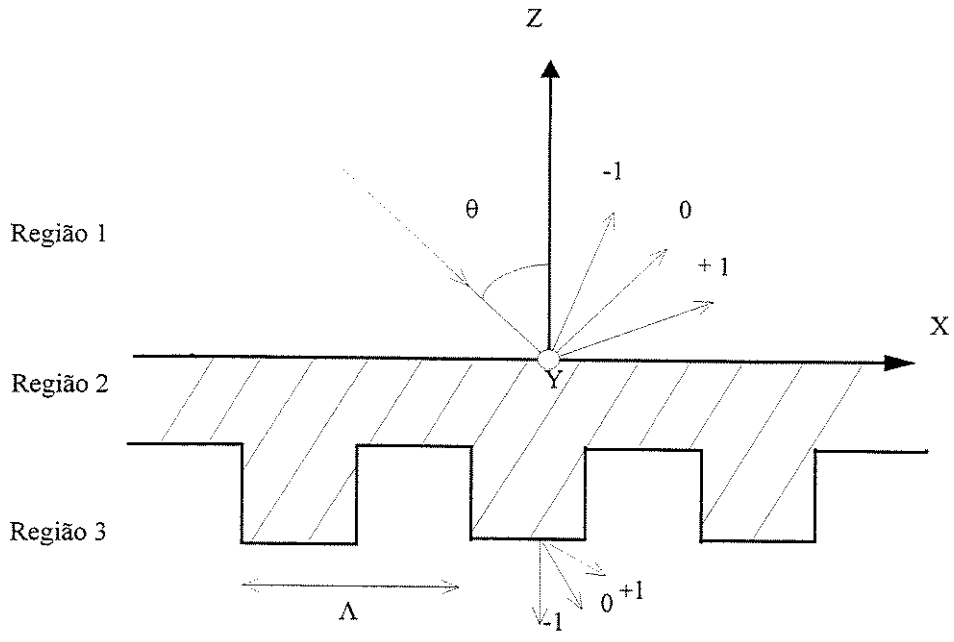

Fig. 1.1: Exemplo de uma grade periódica com período Λ, submetida a uma onda incidente que faz um ângulo θ com o eixo Z. As setas indicadas pelos números -1,0 e +1 representam os modos refletidos e transmitidos.

1.2 MÉTODOS DE CONSTRUÇÃO DE GRADES

Existem várias formas de se produzirem grades. Elas dividem-se em duas classificações principais, chamadas, permanente e transiente. Como o próprio nome já diz, para o caso permanente a modulação do índice é obtida através de uma especializada técnica de fabricação. No caso transiente, a aplicação de um campo acústico, um campo elétrico, ou um campo de intensidade óptica são responsáveis pela existência da modulação do índice e, desta maneira, pode-se controlar externamente a grade através do campo aplicado [1].

1.2.1 MODULAÇÃO MATERIAL

A mais óbvia maneira de produzir uma estrutura com modulação no índice, é modular espacialmente as propriedades do material permanentemente. Os clássicos exemplos são os filtros de interferência, os quais são obtidos através da deposição de camadas de materiais com diferentes índices de refração por evaporação, burrifamento, etc. A diferença de índice (modulação) é governada pela diferença de índices entre os materiais e pode ser grande, maior que 0,5, por exemplo.

O índice de refração de um material pode também ser alterado por várias técnicas de escritura por feixe. Por exemplo, uma mudança periódica de índice pode ser produzida pela interferência de dois feixes ópticos em um material fotossensível. Uma outra alternativa é o uso de um feixe de partículas, por exemplo de elétrons, para escrever uma estrutura periódica no material. Nestes casos as mudanças nos índices são usualmente pequenas, tipicamente menor que 0, 1.

1.2.2 MODULAÇÃO GEOMÉTRICA

Uma outra maneira de se obter uma modulação de índice é alterar fisicamente o perfil geométrico da superfície. Portanto uma onda eletromagnética encontra uma região de alto e baixo índice de refração para todos os ângulos de incidência. Superfícies corrugadas são usualmente fabricadas primeiramente através de técnicas interferométricas para produzir uma grade fotoresistiva na superfície plana e, então, usando uma fresagem iônica ou uma gravura iônica reativa através de uma máscara para contornar a superfície. Tipicamente, grades como estas têm altura muito menor que o período da grade.

1.2.3 MODULAÇÃO ÓPTICO-ACÚSTICA

Quando uma onda sonora passa através de um meio, ela produz uma oscilação nas moléculas do material, que por sua vez modulam o índice de refração através do efeito elástico-óptico. Em particular a modulação

$$\Delta n_1 \propto p_{eff}\, S\, sen(\Omega t - k_1 x),$$

onde P_{eff} é o coeficiente elástico-óptico efetivo, S é a tensão acústica, Ω é a freqüência da onda e k_1 é o número de onda. Esta modulação de índice se propaga com a velocidade do som, $v_s = \Omega / k_1$. No entanto, a modulação é essencialmente estacionária para onda de luz que passa através dela. O efeito resultante é a difração da luz no espaço, provocada por uma grade que tem a modulação do índice relacionada com a onda sonora propagante no meio, sendo esta difração acompanhada de um desvio Doppler.

1.2.4 MODULAÇÃO ELETRO-ÓPTICA

Se um campo elétrico for aplicado em um material eletro-óptico, uma mudança no índice de refração será induzida. Se o campo elétrico for periódico no espaço, então também será a variação de índice. A mudança de índice é dada por

$$\Delta n_{ij} \propto r_{ijk} E_k$$

onde r_{ijk} é o coeficiente eletro-óptico e E_k é o campo elétrico aplicado.

1.3 O USO DAS GRADES

A importância prática das aplicações de grades é normalmente observada na tecnologia óptica moderna. Amplas áreas da óptica-acústica, holografia, óptica integrada, eletrônica quântica e análise espectral fazem uso de grades de difração. Algumas das mais representativas aplicações do uso de grades são apresentadas aqui.

1.3.1 ANTENAS

Grades podem ser usadas para acoplar ondas eletromagnéticas em guias de onda dielétrico ou elas podem ser usadas para acoplar potência do guia de onda com o ar. Neste último caso, trata-se da potência dos modos guiados radiados (ou "vazados") para o espaço através de aberturas na estrutura do guia de onda. Desta maneira a grade atuará como uma antena. Estes dispositivos são, às vezes, chamados de antenas de onda vazante [2]-[3].

1.3.2 ACOPLADORES DE FEIXES

Na óptica integrada e nos guias de onda ópticos é necessário acoplar a luz para dentro de guias de onda, para fora de guias de onda e entre guias de onda. Acopladores que utilizam grades parecem ser alguns dos mais versáteis e promissores dispositivos para este fim. Acopladores à base de grades têm sido teoricamente analisados e têm sido mostrados capazes de trabalhar em alta freqüência [4]-[5].

1.3.3 DIVISOR DE FEIXES

Uma das mais importantes aplicações das grades é como divisor de feixes. Tais grades são usadas, por exemplo, para se construir os espelhos divisores de feixe, muito utilizados nos laboratórios de óptica. Seu uso também é importante na óptica integrada
[6].

1.3.4 FILTROS

Devido à seletividade do comprimento de onda da difração produzida pela grade, filtro espectral é uma aplicação natural para as grades. Em óptica integrada, grades de superfícies onduladas são usadas com guias de ondas do tipo "slab" para se filtrarem as ondas ópticas [7]-[9].

1.4 MATERIAIS ISOTRÓPICOS E ANISOTRÓPICOS

Nos materiais isotrópicos, a direção de vibração do campos eletromagnéticos da luz é sempre perpendicular ao vetor de onda. Já nos materiais anisotrópicos, o ângulo entre a direção de vibração e o vetor de onda pode ser outro que não 90^0 graus.

As relações constitutivas para um meio isotrópico podem ser escritas simplesmente como

$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ onde ε é a permissividade elétrica

$\vec{B} = \varepsilon\vec{H}$ onde μ é a permeabilidade magnética.

Para os meios anisotrópicos tem-se as seguintes relações constitutivas

$\vec{D} = \overline{\overline{\varepsilon}}\vec{E}$ onde $\overline{\overline{\varepsilon}}$ é o tensor permissividade elétrica

$\vec{B} = \overline{\overline{\mu}}\vec{H}$ onde $\overline{\overline{\mu}}$ é o tensor permeabilidade magnética.

Neste caso o vetor $\vec{E}$ não é paralelo ao vetor $\vec{D}$ e o vetor $\vec{H}$ também não é paralelo ao vetor $\vec{B}$, em geral.

Um meio é eletricamente anisotrópico se for descrito pelo tensor permissividade elétrica $\overline{\overline{\varepsilon}}$ e magnéticamente anisotrópico se for descrito pelo tensor permeabilidade magnética $\overline{\overline{\mu}}$.

Os cristais são descritos, em geral, por tensores simétricos. Existe sempre uma transformação de coordenadas que transforma uma matriz simétrica numa matriz diagonal. Nestes sistemas de coordenadas, chamados de sistema principal,

$$\overline{\overline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}$$

Os três eixos das coordenadas são referidos como os eixos principais do cristal. Para cristais cúbicos, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$ e eles são isotrópicos. Em cristais tetragonais, hexagonais e romboedrais, dois dos três parâmetros são iguais. Tais cristais são chamados de cristais uniaxiais. Aqui existe uma degenerescência bidimensional; o eixo principal que exibe esta anisotropia é chamado de eixo óptico. Para um cristal uniaxial com

$$\overline{\overline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix},$$

o eixo z é o eixo óptico. O cristal é uniaxialmente positivo se $\varepsilon_{zz} > \varepsilon$; é uniaxialmente negativo se $\varepsilon_{zz} > \varepsilon$. Quando os três eixos principais do cristal são desiguais, $\varepsilon_{xx} \neq \varepsilon_{yy} \neq \varepsilon_{zz}$, o meio é chamado de biaxial.

REFERÊNCIAS

[1] G. I. Stegeman e D. G. Hall , " Modulated index structures" , *J. Opt. Soc. Am. A 8,* pgs. 1387 – 1398, Ago. 1990

[2] L. R. Lewis e A. Hessel, " Propagation characteristics of periodic arrays of dielectric slabs", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* , Vol. MTT-19, pgs. 276-286, Mar. 1971.

[3] W. Streifer, D. R. Scifres, e R. D. Burnham, " Analysis of grating-coupled radiation GaAs: GaAlAs lasers and waveguides", *IEEE J. Quantum Electron.* ,Vol. QE-12, pgs. 422-428, Jul. 1976.

[4] T. Tamir e S. T. Peng, " Analysis and design of grating couplers", *Appl. Phys.,* Vol. 14, pgs. 235-254, Nov. 1977.

[5] T. Tamir, " Microwave modeling of optical periodic waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.,* Vol. MTT-29, pgs. 979-983, Set. 1981.

[6] D. W. Vahey, C. M. Verber, e R. P. Kenan, " Develoment of integrated-optics multichannel data processor" , *Proc. SPIE,* Vol. 139, pgs. 151-158, 1978.

[7] D. C. Flanders, H. Kogelnik, R. V. Schmidt e C.V. Shank, " Grating filters for thin film optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.,* Vol. 24, pgs. 194-196, Fev. 15, 1974.

[8] R. V. Schmidt, D. C. Flanders, C. V. Shank, e R. D. Standley, " Narrowband grating filters for thin-film optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.,* Vol. 25, pgs. 651-652, Dez. 1974.

[9] P. S. Cross e H. Kogelnik, "Sidelobe suppression in corrugated waveguide filters", *Opt. Lett.,* Vol. 1, pgs. 43-45, Jul. 1977.

CAPÍTULO 2

ANÁLISE DE GUIAS DE ONDAS COM GRADES DIELÉTRICAS CONTENDO MATERIAL UNIAXIAL

2.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo é apresentada uma análise teórica para grades dielétricas contendo material uniaxial no qual seus eixos ópticos estão alinhados com os eixos do sistema de coordenadas. A análise é baseada na teoria modal rigorosa, que também pode ser usada para o caso de materiais biaxiais com seus eixos alinhados aos eixos de coordenadas, e é uma extensão do modelo teórico proposto por Costa e Giarola [1]. No presente trabalho são estudados guias de ondas com grades dielétricas de material uniaxial em estruturas de multicamadas, como mostrado na Fig. 2.1.

O caso de grades dielétricas feitas de material uniaxial já foi investigado por Depine e Inchaussandague [2], Mori *et al.* [3], Harris *et al.* [4], e Han e Kostuk [5]. Em todas estas análises foram utilizadas teorias rigorosas (teoria modal e teoria das ondas acopladas) e algumas características interessantes foram estudadas, tais como o comportamento da grade dielétrica contendo material uniaxial como dispositivo acoplador [2], dispositivo inversor de polarização [3] e dispositivo defasador das componentes ortogonais dos campos elétricos existentes na grade [5]. Neste trabalho, é enfocada a característica de superfície seletora de freqüência das grades feitas de material uniaxial.

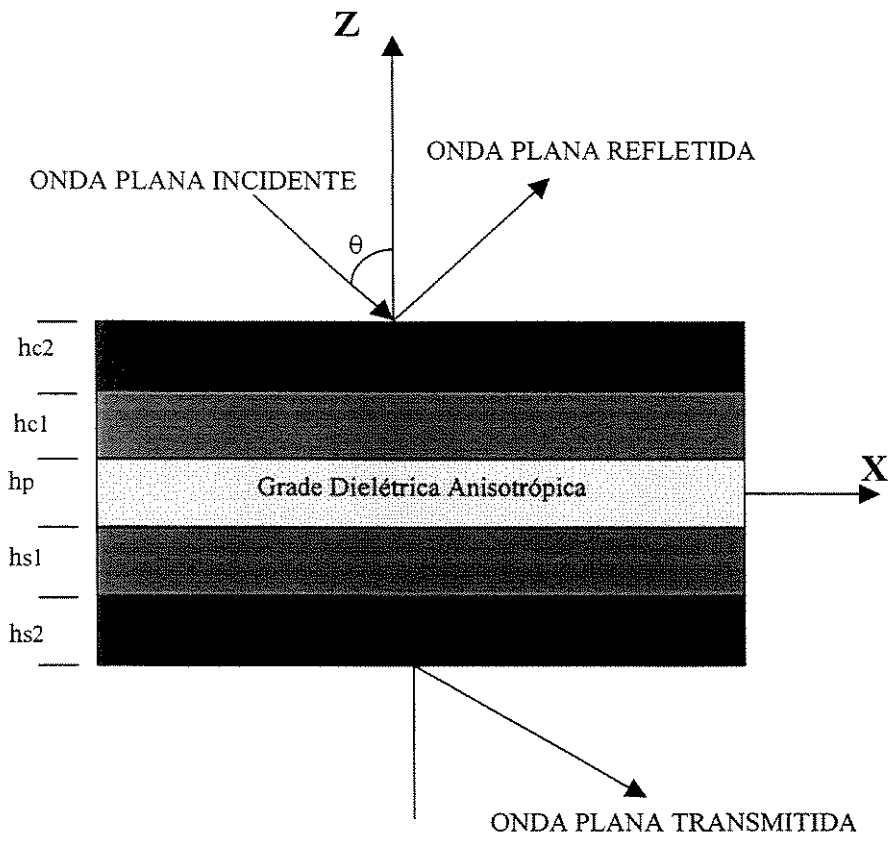

Fig. 2.1: Guia de onda com grade dielétrica anisotrópica

2.2 FORMULAÇÃO

2.2.1 GUIAS DE ONDAS COM GRADES DIELÉTRICAS ISOTRÓPICAS

O estudo das grades dielétricas é feito utilizando-se a Teoria Modal Rigorosa (TMR) onde os campos guiados na estrutura são apresentados em uma somatória infinita de modos, sendo possível a obtenção de uma equação de autovalores através da expansão da constante dielétrica da camada periódica em série de Fourier, permitindo assim a determinação das constantes de propagação e das distribuições dos campos propagantes na região periódica.

O guia de onda com grade dielétrica mostrado na Fig. 2.1 é examinado como uma estrutura bidimensional, pois é suposta ser infinitamente longa e homogênea na direção y. É considerada a dependência temporal dos campos eletromagnéticos, $exp(j\omega t)$, onde ω é a freqüência angular. É suposta a existência de uma excitação através de uma onda plana com um ângulo de incidência θ em relação ao eixo z. Devido à periodicidade da grade ao longo da direção x, o número de onda de Floquet é dado por $k_{xn} = k_{x0} + 2\pi n / d$, $n = 0,\pm1,\pm2,...$, onde k_{x0} é a componente x da constante de fase no espaço livre, $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$, da onda plana incidente ao longo do plano x-z e d é o período da grade.

Com o objetivo de se obterem as características de reflexão e transmissão das grades anisotrópicas considera-se somente as componentes dos campos propagantes transversais à direção z, pois somente essas componentes, considerando a geometria do problema, são responsáveis pelo transporte da Energia. As amplitudes das componentes dos campos transversais à direção z nas camadas uniformes (isotrópicas e não periódicas), são descritas, de acordo com o teorema de Floquet, como uma soma de modos, na forma

$$E_{t_{k_i}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ A^{+}_{k_{i_n}} \, exp\left[-j\gamma_{k_{i_n}} (z - z_{k_i}) \right] + A^{-}_{k_{i_n}} \, exp\left[j\gamma_{k_{i_n}} (z - z_{k_i}) \right] \right\} exp\left[-jk_{xn} x \right] \tag{2.1}$$

$$H_{t_{k_i}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} Y_{k_{i_n}}^{z} \left\{ A_{k_{i_n}}^{+} \, exp\left[- j\gamma_{k_{i_n}} (z - z_{k_i}) \right] - A_{k_{i_n}}^{-} \, exp\left[j\gamma_{k_{i_n}} (z - z_{k_i}) \right] \right\} exp\left[- jk_{xn} x \right] \tag{2.2}$$

onde $k = c$ e $i = 1,2,...,NC$ para as camadas acima da grade dielétrica e $k = s$ e $i = 1,2,...NS$ para as camadas abaixo da grade dielétrica. NC e NS representam os números totais de camadas acima e abaixo da camada periódica, respectivamente. Os parâmetros z_{k_i} são dados por

$$z_{k_i} = \sum_{l=0}^{i} h_{k_l} \ , \tag{2.3}$$

com $h_{co} = 0$ e $h_{so} = -h_p$. As constantes $A_{k_{i_n}}^{\pm}$ são as amplitudes dos campos nas direções $\pm z$, com suas respectivas constantes de fase $\mu \gamma_{k_{i_n}}$. $Y_{k_{i_n}}^{z}$ é a admitância dos modos propagantes ao longo da direção z em cada região, e dada por

$$\frac{1}{Y_{k_{i_n}}^{z}} = \frac{\gamma_{k_{i_n}}}{(\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r_{k_i}})} \ , \qquad \text{para onda incidente com polarização TM} \tag{2.4}$$

$$\frac{1}{Y_{k_{i_n}}^{z}} = \frac{\omega \mu_0}{\gamma_{k_{i_n}}} \ , \qquad \text{para onda incidente com polarização TE} \tag{2.5}$$

As componentes tangenciais, $E_{t_{k_i}}$ e $H_{t_{k_i}}$,dadas pelas equações (2.1) e (2.2), respectivamente, são caracterizados por

$$E_{t_{k_i}} = E_{y_{k_i}} \quad \text{e} \quad H_{t_{k_i}} = -H_{x_{k_i}} \qquad \text{para modos TE} \tag{2.6}$$

$$E_{t_{k_i}} = E_{x_{k_i}} \quad \text{e} \quad H_{t_{k_i}} = H_{y_{k_i}} \qquad \text{para modos TM.} \tag{2.7}$$

Cada um dos modos contidos nas somatórias (2.1) e (2.2), em cada região uniforme, deve obedecer à equação de Helmhotz

$$\nabla^2 \psi(x,z) + k^2 \psi(x,z) = 0 \quad \text{com} \quad (x,z) = E_{y_{k_i}} \text{ ou } H_{y_{k_i}} \text{ e } k^2 = k_0 \varepsilon_{r_{k_i}} . \tag{2.8}$$

Portanto, a constante de fase ao longo da direção z, do n-ésimo modo na camada k_i ($k = c$ ou $k = s$), é dada por

$$\gamma_{k_{i_n}} = \pm \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{r_{k_i}} - k_{xn}^2} \tag{2.9}$$

onde $\varepsilon_{r_{k_i}}$ representa a permissividade elétrica da camada dielétrica isotrópica k_i , e o sinal $\pm$ deve ser escolhido de modo a atender a condição de radiação.

Dentro da camada periódica as expressões para os campos, que estão vinculados ao índice "p", de periódico, são mais complexas que aquelas dadas pelas equações (2.1) e (2.2). Isto acontece devido à existência do acoplamento de modos propagando-se na direção x com modos propagando-se na direção z, ou seja, para cada modo propagando-se na direção z existem infinitos modos propagando-se na direção x, conhecidos como harmônicos espaciais. A partir dessas considerações, tem-se

$$\begin{cases} E_y(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ P_m^+ \exp\left[-j\gamma_{pm} z\right] + P_m^- \exp\left[j\gamma_{pm} z\right] \right\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} \exp\left[-jk_{xn} x\right] \\ -H_x(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_{pm}^z \left\{ P_m^+ \exp\left[-j\gamma_{pm} z\right] - P_m^- \exp\left[j\gamma_{pm} z\right] \right\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} \exp\left[-jk_{xn} x\right] \end{cases} \quad \text{TE}$$

(2.10)

$$\begin{cases} H_y(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{P_m^+ exp[-j\gamma_{pm}z] - P_m^- exp[j\gamma_{pm}z]\right\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} exp[-jk_{xn}x] \\ E_x(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{Y_{pm}^z} \left\{P_m^+ exp[-j\gamma_{pm}z] + P_m^- exp[j\gamma_{pm}z]\right\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} exp[-jk_{xn}x] \end{cases} \quad \text{TM}$$

(2.11)

onde $P_m^{\pm}$ representam as amplitudes das ondas que propagam-se nas direções $\pm$ z, com constantes de fase $\mu\gamma_{pm}$, respectivamente, e Y_{pm}^z é a admitância dos modos propagando-se ao longo da direção z dentro da grade, e calculada, para o caso TE, de acordo com a expressão (2.5). Para o caso TM, o cálculo de Y_{pm}^z é um pouco mais complicado e é dado por [8]

$$\frac{1}{Y_{pm}^z} = \frac{\gamma_{pm}}{\omega\varepsilon_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}_n \, exp(-j2\pi nx/d). \qquad (2.12)$$

Os coeficientes a_{mn} representam o acoplamento entre os modos se propagando na direção x e na direção z e $\tilde{\varepsilon}_n$ são os coeficientes de Fourier da expansão em série de Fourier do inverso da função de permissividade elétrica $1/\varepsilon_p(x)$ da camada periódica.

Uma vez definidas as expressões que representam os campos nas camadas uniformes e na periódica, o próximo passo passa a ser calcular as variáveis apresentadas nestas expressões matemáticas. Calculam-se $\pm\gamma_{pm}$ e a_{mn} a partir de uma equação de autovalores [1]

$$[G][a] = \gamma_p^2[a], \qquad (2.13)$$

onde γ_p e a_m são os autovalores e autovetores, respectivamente, de (2.13). [G] é uma matriz que contém informações sobre as características eletromagnéticas e da geometria da grade. A equação (2.13) é originada da substituição das expressões dos

campos, definidas em (2.10) e (2.11), e da expansão do perfil da permissividade elétrica em séries de Fourier

$$\varepsilon_p(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varepsilon_n \, exp(-j2\pi nx/d) \tag{2.14}$$

$$1/\varepsilon_p(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \widetilde{\varepsilon}_n \, exp(-j2\pi nx/d) \tag{2.15}$$

na equação

$$\nabla^2 E_y(x,z) + k_0^2 \varepsilon_p(x) E_y(x,z) = 0 \quad , \qquad \text{para o caso TE} \tag{2.16}$$

e na equação

$$\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{1}{\varepsilon_p(x)}\frac{\partial}{\partial x}H_y(x,z)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{1}{\varepsilon_p(x)}\frac{\partial}{\partial z}H_y(x,z)\right] + k_0^2 H_y(x,z) = 0 \, , \tag{2.17}$$

para o caso TM.

O cálculo dos termos $P_m^{\pm}$ se faz considerando-se as condições de contorno impostas pela continuidade dos campos nas interfaces das camadas.

Toda esta Formulação pode ser encontrada de maneira bem detalhada em Costa e Giarola [1], inclusive a extensão da análise para o caso de um guia de onda de grade dielétrica com multicamadas.

2.2.2 GUIAS DE ONDAS COM GRADES DIELÉTRICAS ANISOTRÓPICAS

O efeito da anisotropia nos guias de onda com grade dielétrica é estudado considerando-se a camada periódica formada por materiais com anisotropia uniaxial, estando o eixo óptico desses materiais alinhados ao eixo de coordenadas. Portanto, o tensor permissividade elétrica relativa do dielétrico na camada periódica, para o caso de uma variação do tipo degrau, é dado por

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_p(x)=\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx_i} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy_i} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz_i} \end{bmatrix}, \qquad \text{onde} \qquad i=1,2,3,... \tag{2.18}$$

e

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_p(x)=\overline{\overline{\varepsilon}}_a\left[1+M\cos(2\pi x/d)\right] \qquad \overline{\overline{\varepsilon}}_a=\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \tag{2.19}$$

$$\varepsilon_{p_{ii}}(x)=\varepsilon_{ii}\left[1+M\cos(2\pi x/d)\right], \qquad i=x,y,z \tag{2.20}$$

para o caso de uma variação do tipo cossenoidal no perfil da permissividade elétrica, onde $\overline{\overline{\varepsilon}}_a$ é o tensor permissividade relativa média e é diagonal devido à consideração de que os eixos ópticos estão alinhados com os eixos de coordenadas. M é o índice de modulação. Quando o tensor $\overline{\overline{\varepsilon}}_p(x)$ é introduzido nas equações de Maxwell

$$\nabla\times\overset{\rho}{E}=-j\omega\mu_0\overset{\rho}{H}. \tag{2.21}$$

$$\nabla\times\overset{\rho}{H}=-j\omega\varepsilon_0\overline{\overline{\varepsilon}}_p(x)\overset{\rho}{E}. \tag{2.22}$$

Analisando as Eqs. (2.21) e (2.22) conclui-se que a estrutura é afetada somente por ε_{yy} quando a onda plana incidente tem um polarização TE. O efeito da anisotropia dielétrica só é observado quando a estrutura é excitada por meio de uma polarização TM e depende do quadrado da razão de anisotropia dielétrica $\varepsilon_{xx}/\varepsilon_{zz}$.

Considere a difração por uma grade dielétrica com geometria definida pela Fig. 2.1. As equações de Maxwell (2.21) e (2.22) para o caso de uma polarização TM, e em um meio dielétrico não magnético, são reduzidas a um conjunto de três equações diferenciais de primeira ordem.

$$\frac{\partial}{\partial z} H_y(x,z) = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_{p_{xx}}(x) E_x(x,z) \tag{2.23}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y(x,z) = -j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_{p_{zz}}(x) E_x(x,z) \tag{2.24}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_x(x,z) - \frac{\partial}{\partial x} E_z(x,z) = j\omega\mu_0 H_y(x,z) \tag{2.25}$$

onde H_y é a única componente não nula do vetor campo magnético, E_x e E_z são as componentes correspondentes ao vetor campo elétrico, ω é a freqüência angular do campo incidente monocromático [dependência no tempo dada por $exp(j\omega t)$], e μ_0 é a permissividade magnética do vácuo. $\varepsilon_{p_{xx}}(x)$ e $\varepsilon_{p_{zz}}(x)$ são as componentes ao longo de x e z de um tensor diagonal que representa uma distribuição arbitrária da permissividade elétrica relativa. Então, inserindo a Eq. (2.24) na Eq. (2.25), obtem-se

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial z} H_y(x,z) = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon_{p_{xx}}(x) E_x(x,z) & (2.26) \\ \dfrac{\partial}{\partial z} E_x(x,z) = j\omega\mu_0 H_y(x,z) - \dfrac{1}{j\omega\varepsilon_0} \dfrac{\partial}{\partial x}\left[\dfrac{1}{\varepsilon_{p_{zz}}(x)} \dfrac{\partial}{\partial x} H_y(x,z) \right] & (2.27) \end{cases}$$

Estas equações acoplam as componentes dos campos H_y e E_x, as quais são contínuas nas fronteiras $z=0$ e $z=h$ e, portanto, parece ser uma escolha conveniente devido às representações dos campos serem casadas nestas fronteiras.

O procedimento padrão para resolver as Eqs. (2.26) e (2.27) pelo método modal via expansão-Fourier [6], envolve as expansões para a permissividade elétrica relativa e suas inversas

$$\varepsilon_p(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varepsilon_n \, exp(-j2\pi nx/d) \tag{2.28}$$

$$1/\varepsilon_p(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \widetilde{\varepsilon}_n \, exp(-j2\pi nx/d) \tag{2.29}$$

e a introdução de expansões pseudoperiódicas do tipo

$$H_y(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{P_m^+ \, exp\left[-j\gamma_{pm}z\right] - P_m^- \, exp\left[j\gamma_{pm}z\right]\right\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} \, exp\left[-jk_{xn}x\right] \tag{2.30}$$

$$E_x(x,z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{Y_{pm}^z} \left\{P_m^+ \, exp\left[-j\gamma_{pm}z\right] + P_m^- \, exp\left[j\gamma_{pm}z\right]\right\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{mn} \, exp\left[-jk_{xn}x\right] \tag{2.31}$$

obtendo como resultado a equação

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (k^2\delta_{ln} - k_{xl}\widetilde{\varepsilon}_{zz_{l-n}}k_{xn})a_n = \gamma_p^2 a_l \ , \tag{2.32}$$

onde δ_{ln} é o Delta de Kronecker e

$$a_l = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \varepsilon_{xx_{l-n}} a_n \ . \tag{2.33}$$

A Equação (2.32) constitue um problema de autovalores. Este problema é representado na forma matricial de acordo com a Eq. (2.13)

$$[G][a] = \gamma_p^2[a] \, ,$$

onde

$$[G] = ML \ , \tag{2.34}$$

a matriz M sendo formada pelos elementos $k^2\delta_{ln} - k_{xl}\tilde{\varepsilon}_{zz_{l-n}}k_{xn}$ e a matriz L formada pelos elementos $\varepsilon_{xx_{l-n}}$.

Da equação de autovalores (2.13) obtem-se $\pm\gamma_{pm}$ e a_{mn} , sendo que os valores de $P_m^{\pm}$ são obtidos da mesma forma que no caso isotrópico. Desta maneira, podem-se calcular os campos dentro e fora da grade anisotrópica.

2.3 VALIDAÇÃO DA FORMULAÇÃO

2.3.1 GRADE DIELÉTRICA ISOTRÓPICA

A implementação numérica da formulação apresentada neste capítulo mostrou-se eficiente quando comparada com os resultados obtidos por Lima Jr. e Giarola [7] e Day *et al.* [8], onde foi analizada a difração produzida por grades dielétricas isotrópicas e anisotrópicas excitadas por uma onda incidente monocromática com polarização TM.

A Fig 2.2 mostra a célula de uma grade dielétrica isotrópica que tem o comportamento do quadrado da magnitude do coeficiente de reflexão, $|r_0|^2$, do modo fundamental espalhado dado pelo gráfico da Fig 2.3,

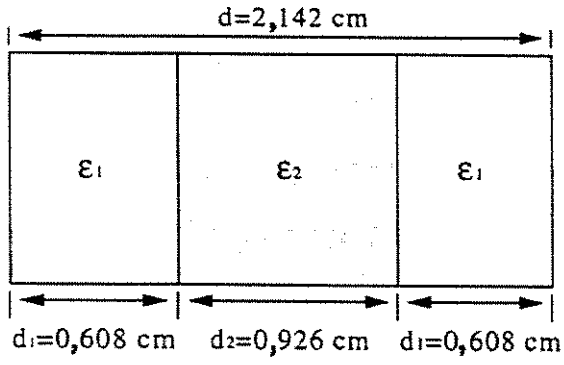

Fig. 2.2: Célula característica da grade

Os meios são caracterizados pelas permissividades elétricas $\varepsilon_1 = 1\varepsilon_0$ e $\varepsilon_2 = 2{,}56\varepsilon_0$ são isotrópicos. Outros parâmetros são:

h_p/d=2,037, ângulo de incidência θ=45^0

$\varepsilon_c = 1\varepsilon_0$ (permissividade da cobertura) e $\varepsilon_s = 2{,}56\varepsilon_0$ (permissividade do substrato).

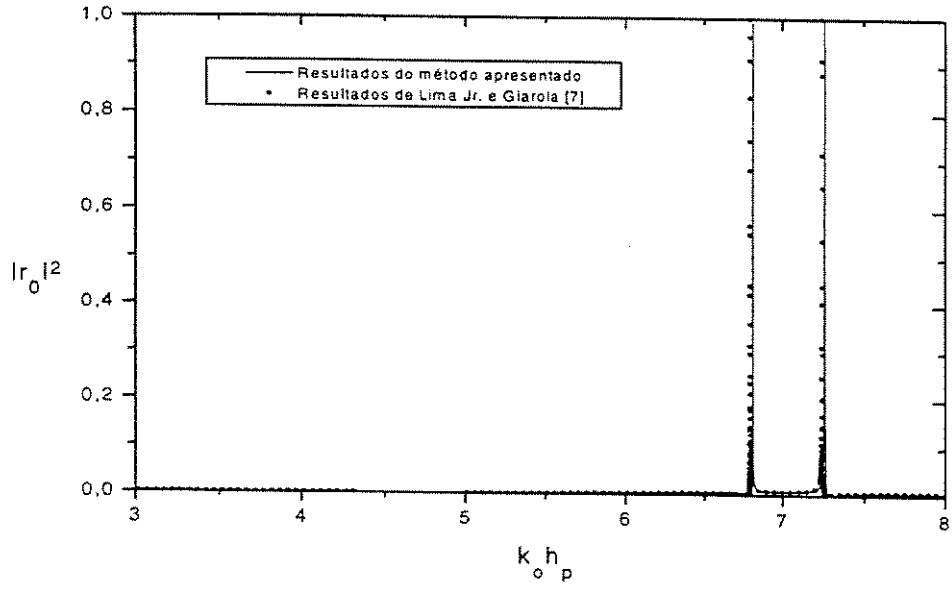

Fig. 2.3: Comportamento de $|r_0|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada $k_0 h_p$.

Os pontos no gráfico da Fig. 2.3 são os resultados obtidos por Lima Jr. e Giarola [7] e a linha cheia representa os resultados obtidos com o método apresentado neste capítulo.

A Fig. 2.4 mostra a eficiência de difração, dada pela razão da potência difratada pela potência incidente, do modo fundamental da onda refletida por uma grade cossenoidal isotrópica, cujos parâmetros são os mesmos utilizados por Day *et al.* [8], ou seja, uma grade que tem uma variação no perfil de permissividade elétrica dada pela expressão

$$\varepsilon_p(x) = \varepsilon_a [1 + M \cos(2\pi x / d)] \tag{2.35}$$

com os seguintes valores:

Ângulo de incidência $\theta=0^0$;

Permissividade elétrica da cobertura $\varepsilon_c = 2\varepsilon_0$ e

Permissividade elétrica do substrato $\varepsilon_s = 2\varepsilon_0$;

Permissividade elétrica $\varepsilon_a = 3\varepsilon_0$;

Índice de Modulação $M = 0{,}1$;

Período da grade $d = 1\,\mu\text{m}$;

Relação entre altura da grade e seu período $h_p/d = 0{,}3$.

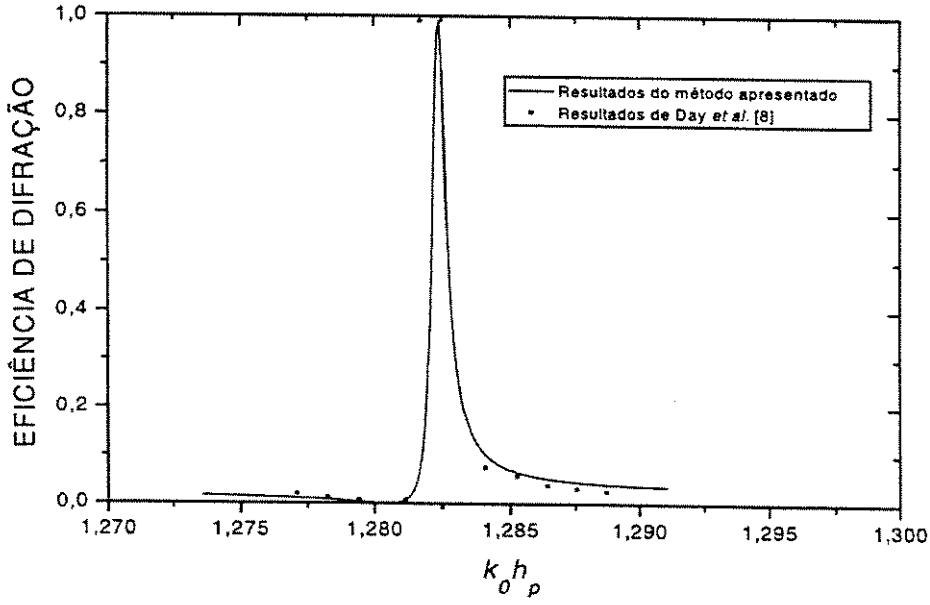

Fig. 2.4: Eficiência de Difração do modo fundamental da onda refletida em função da freqüência normalizada $k_o h_p$.

A linha cheia representa os valores obtidos pela formulação apresentada e os pontos representam os resultados de Day *et al.* [8]. Os pontos onde ocorrem os máximos na Eficiência de Difração da onda refletida correspondem a ondas com $\lambda = 1{,}4706\ \mu\text{m}$ (ref. [8]) e $\lambda = 1{,}4698\,\mu\text{m}$ (modelo proposto), o que resulta numa diferença entre os dois

métodos de $\Delta\lambda = 0{,}0008\ \mu$m, ou seja um erro de apenas 0,05%.

2.3.2 GRADE DIELÉTRICA ANISOTRÓPICA

Um exemplo do efeito da anisotropia na difração produzida pelas grades dielétricas anisotrópicas é observado na Fig. 2.5, onde é mostrado o comportamento de $|r_0|^2$ do modo fundamental espalhado. Utilizaram-se as mesmas características da grade do gráfico da Fig. 2.3, com a diferença em ε_2, que passa a ser a permissividade elétrica de um material uniaxial com seus eixos ópticos alinhados aos eixos das coordenadas. Portanto ε_2 é um tensor com a seguinte forma

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_2(x) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \tag{2.36}$$

com os valores $\varepsilon_{xx} = 2{,}56\,\varepsilon_0$, $\varepsilon_{yy} = 2{,}56\,\varepsilon_0$ e $\varepsilon_{zz} = 3{,}328\,\varepsilon_0$.

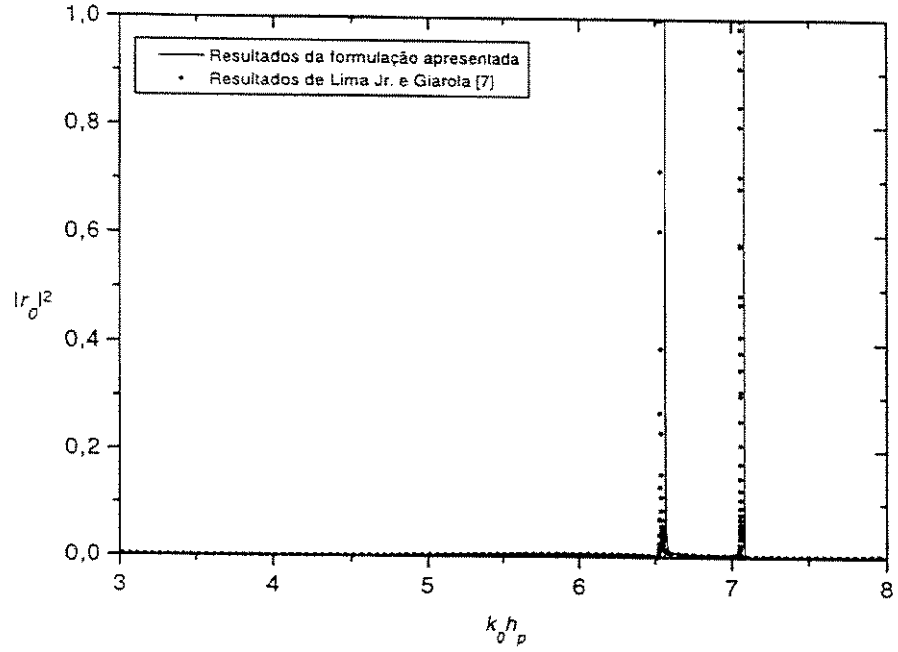

Fig. 2.5: Comportamento de $|r_0|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada k_0h_p (material uniaxial com o eixo óptico na direção do eixo z).

Os pontos representam os resultados de Lima Jr. e Giarola [7] e a linha representa os valores obtidos pelo método proposto. As freqüências normalizadas (k_oh_p) onde ocorrem os máximos de reflexão são:

Primeira Anomalia - $k_oh_p = 6{,}53289$ ([7]) $k_oh_p = 6{,}56563$ (modelo proposto).

Segunda Anomalia - $k_oh_p = 7{,}05639$ ([7]) $k_oh_p = 7{,}0824$ (modelo proposto).
Para a primeira anomalia tem-se um erro de 0,5% entre os dois métodos e 0,37% para segunda anomalia.

A Fig. 2.6 compara os resultados obtidos nos exemplos das Fig. 2.3 (grade dielétrica isotrópica) e Fig. 2.5 (grade dielétrica anisotrópica), utilizando o método proposto.

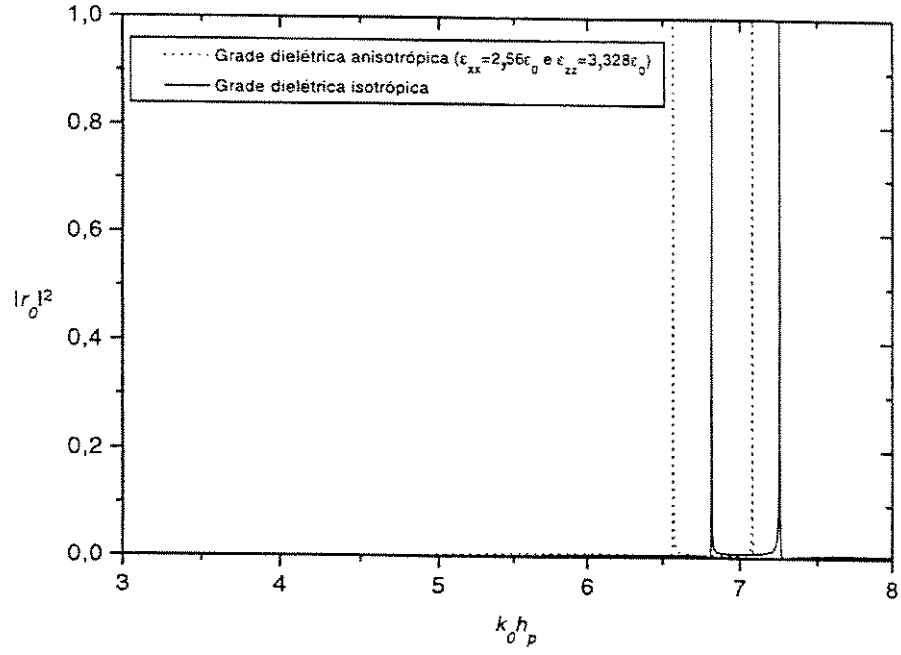

Fig. 2.6: Comportamento de $|r_0|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada k_0h_p . Grade dielétrica anisotrópica (-----) e grade dielétrica isotrópica (———).

Observa-se que a anisotropia causa um deslocamento nos pontos de máxima reflexão para freqüências menores; também nota-se que a diferença entre as freqüências onde ocorrem a primeira e a segunda a anomalias aumenta no caso anisotrópico.

Conclui-se então que os resultados obtidos pela formulação proposta para se calcular os campos eletromagnéticos refletidos, transmitidos e propagantes em uma grade dielétrica anisotrópica concordam de maneira satisfatória com os resultados obtidos da literatura.

2.4 ANÁLISE DAS RESPOSTAS DA GRADE DIELÉTRICA ANISOTRÓPICA

Uma vez que a validade do método proposto para se calcular os campos eletromagnéticos dentro e fora da grade foi verificada, pode-se estudar o comportamento

das respostas de uma grade dielétrica anisotrópica quando varia-se o quadrado da razão de anisotropia $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$.

A estrutura a ser estudada é uma grade contendo material uniaxial, onde $\overline{\overline{\varepsilon}}_p(x)$ representa um tensor de variação cossenoidal em relação a x (expressão 2.19)

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_p(x) = \overline{\overline{\varepsilon}}_a\left[1 + M\cos(2\pi x / d)\right] .$$

Outros parâmetros da grade são:

Ângulo de incidência θ=45^0;

Permissividade elétrica da cobertura $\varepsilon_c = 1\varepsilon_0$ e

Permissividade elétrica do substrato $\varepsilon_s = 1\varepsilon_0$;

Índice de Modulação M = 0,3565 ;

Relação entre altura da grade e seu período h_p/d = 2,037 ;

Tensor Permissividade elétrica

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_a(x) = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix},$$

com os valores $\varepsilon_{yy} = 2{,}0\varepsilon_0$, $\varepsilon_{zz} = 2{,}0\varepsilon_0$ e ε_{xx} variando de $1{,}8\varepsilon_0$ a $2{,}2\varepsilon_0$ (agora o eixo óptico está alinhado ao eixo x).

A Fig. 2.7 mostra o comportamento de $|r_0|^2$ do modo fundamental espalhado pela grade em função da freqüência normalizada $k_0 h_p$. Nota-se que as três anomalias observadas deslocam-se no sentido de baixas freqüências quando ε_{xx} varia de $2{,}0\varepsilon_0$ para $2{,}2\varepsilon_0$, e deslocam-se no sentido de altas freqüências quando ε_{xx} varia de $2{,}0\varepsilon_0$ para $1{,}8\ \varepsilon_0$. Em ambos os casos as larguras de linha das anomalias são praticamente insensíveis às variações de ε_{xx} .

As freqüências normalizadas $k_o h_p$, para as quais ocorrem a segunda e terceira anomalia são mostradas na Fig. 2.8 , como funções do quadrado da razão de anisotropia $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$.

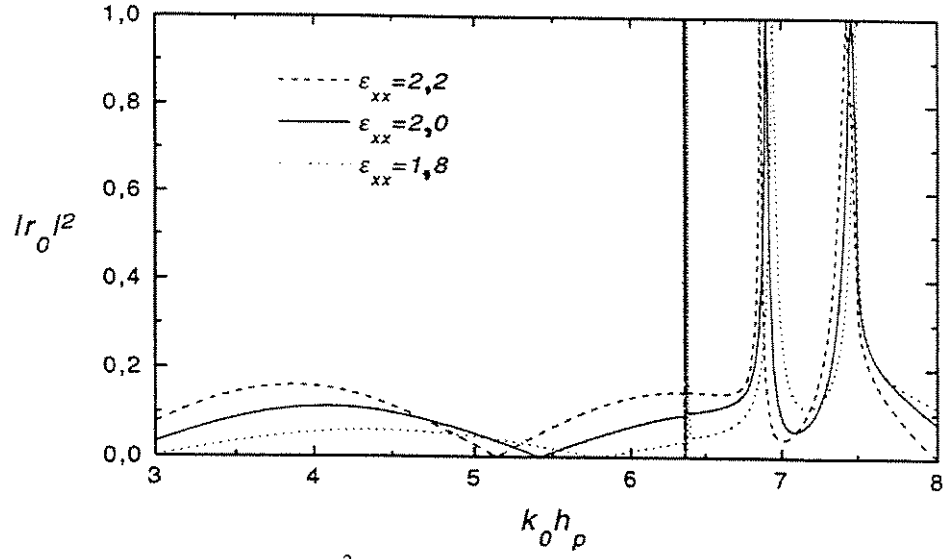

Fig. 2.7: Comportamento de $|r_o|^2$ como função da freqüência normalizada $k_o h_p$.

M= 0,3565, $h_p / d = 2{,}037$, $\varepsilon_{zz} = 2{,}0\,\varepsilon_0$, ε_{xx} = 1,8, 2,0, 2,2 ε_0 e $\theta = 45^0$

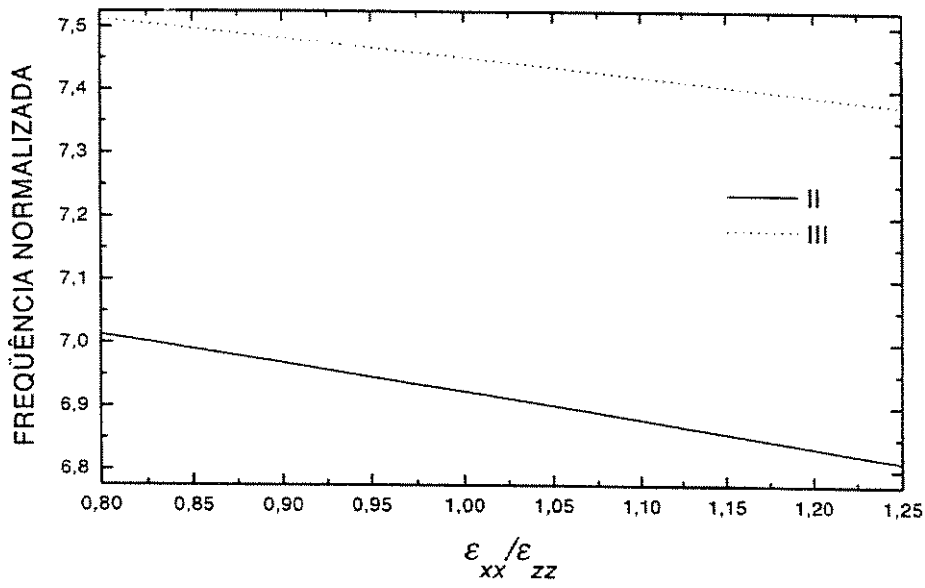

Fig. 2.8: Freqüências normalizadas, $k_o h_p$, da segunda e terceira anomalias, como funções do quadrado da razão de anisotropia $\varepsilon_{xx}/\varepsilon_{zz}$. Outros parâmetros são os mesmos da Fig. 2.7.

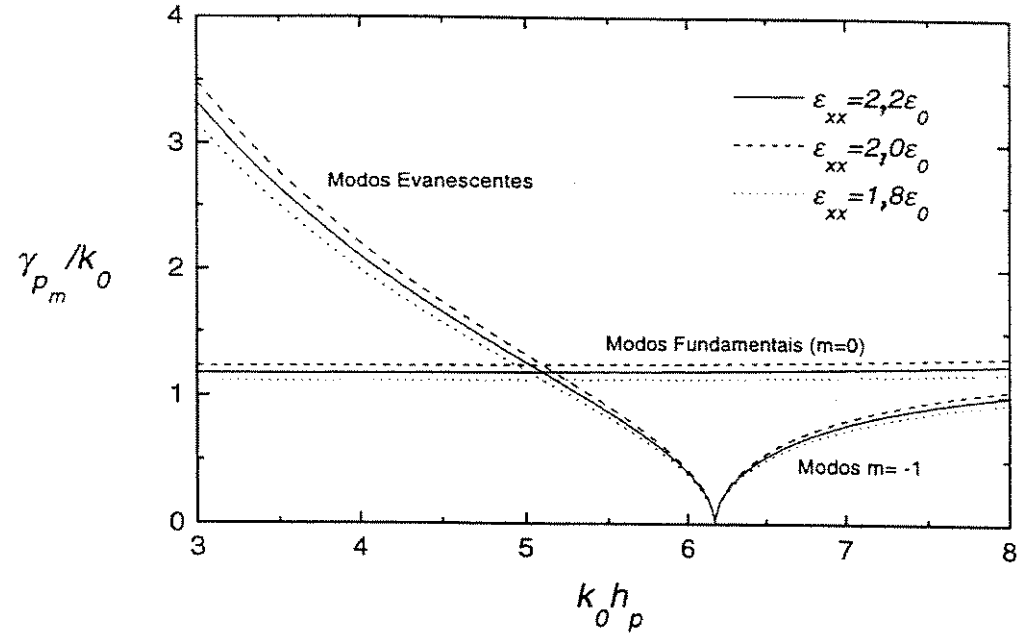

Fig. 2.9: Característica de dispersão dos modos m = 0 and m = -1 para os mesmos parâmetros da Fig. 2.7 .

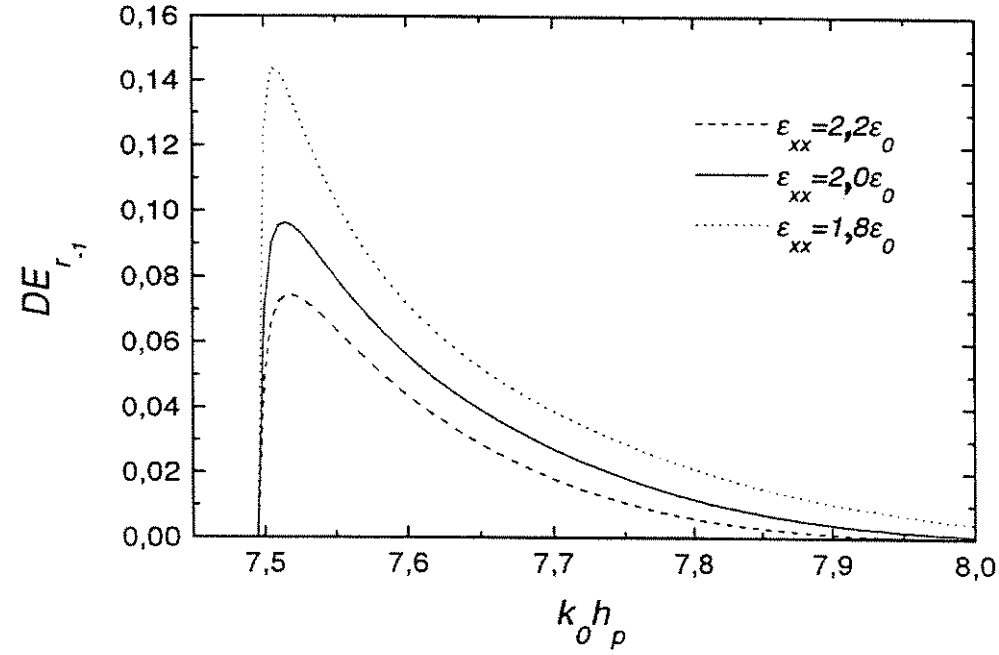

Fig. 2.10: Eficiência de Difração da onda refletida para os modos n = -1 e para os mesmos parâmetros da Fig. 2.7 .

A Fig. 2.9 mostra a variação da constante de fase normalizada γ_{p_m} / k_0 ao longo da direção z, como uma função da freqüência normalizada $k_0 h_p$, para $\varepsilon_{xx} = 1{,}8\,,\, 2{,}0$ e $2{,}2\,\varepsilon_0$, e para os modos m = 0 e m = -1. Observa-se que as freqüências de corte para o modo m = -1 têm todas o mesmo valor ($k_0 h_p \cong 6{,}17$). Este fato ocorre porque os autovalores γ_p^2 para o problema de autovalores da grade dielétrica isotrópica são proporcionais aos autovalores do problema da grade dielétrica anisotrópica. A relação entre os autovalores é expressa da seguinte forma

$$\gamma_p^2 = \tilde{\gamma}_p^2 / \alpha \,, \tag{2.37}$$

onde γ_p^2 representa a solução para o caso anisotrópico, $\tilde{\gamma}_p^2$ refere-se à solução para o caso isotrópico e $\alpha = \varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$.

A Fig. 2.10 mostra a dependência na freqüência normalizada $k_0 h_p$ da Eficiência de Difração da onda refletida $DE_{r_{-1}}$ (modo n = -1) para três valores de ε_{xx}: $\varepsilon_{xx} = 1{,}8\,,\, 2{,}0$ e $2{,}2\,\varepsilon_0$. Nota-se que as freqüências normalizadas, para as quais ocorre cada um dos três picos da Eficiência de Difração, são aproximadamente as mesmas e um pouco acima de $k_0 h_p = 7{,}5$. Verifica-se, também, que os valores de pico e as larguras de linha são fortemente dependentes dos valores de ε_{xx}. Os valores de pico decrescem e as larguras de linha aumentam quando ε_{xx} decresce de $2{,}2\,\varepsilon_0$ a $1{,}8\,\varepsilon_0$.

REFERÊNCIAS

[1] J. C. W. Albuquerque Costa e A. J. Giarola, "Analysis of Dielectric Grating Waveguides for Design of Dichroic Structures", *International Journal of Microwave and Milimeter-wave Computer-Aided Engineering,* Vol. 6, No. 2, pgs. 128-145, Out. 1993.

[2] R. A. Depine e M. E. Inchaussandague, "Corrugate Diffraction Gratings in Uniaxial Crystals", *J. Opt. Soc. Am. A,* Vol. 11, No 1, pgs. 173-180, Jan. 1994.

[3] S. Mori, K. Mukai, J. Yamakita e K. Rokushima, "Analysis of Dielectric Lamellar Gratings Coated With Anisotropic Layers", *J. Opt. Soc. Am. A,* Vol. 7, No. 9, pgs. 1661-1665, Set. 1990.

[4] J. B. Harris, T. W. Preiste e J. R. Sambles, "Differential Formalism for Multilayer Diffraction Gratings Made With Uniaxial Materials", *J. Opt. Soc. Am. A,* Vol. 12, No. 9, pgs. 1965-1973, Set. 1995.

[5] Chien-Wei Han e R. K. Kostuk, "Enhanced Phase Shift in a Zeroth-Orde Beam from Subwavelength Grating Sgtructure Formed in Uniaxial Birefringent Materials", *J. Opt. Soc. Am. A,* Vol. 13, No. 8, pgs. 1728-1736, Ago. 1996.

[6] K. Knop, "Rigorous Diffraction Theory for Transmission Phase Gratings With Deep Rectangular Grooves", *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 68, No. 9, pgs. 1206-1210, Set. 1978.

[7] I. T. Lima e A. J. Giarola, "Analysis of Two-Dimensional Dielectric Gratings for Design of Dichroic Structures", *Proc. 22 nd Internatonal Conference on Infrared and Milimeter waves, Wintergreen, Virginia, USA,* pg. 342, Junho 1997.

[8] R. W. Day, Shu-Shaw Wang, R. Magnusson, "Filter-Response Line Shapes of Resonant Waveguide Gratings", *J. Ligthwave Technol.,* Vol. 14, No. 8, pgs. 1815-1824, Ago. 1994.

CAPÍTULO 3

CARACTERÍSTICAS DE FILTRO DE GRADES DIELÉTRICAS ANISOTRÓPICAS

3.1 INTRODUÇÃO

As anomalias das grades de difração ópticas têm sido de interesse desde que foram descobertas por Wood [1] em 1902. O entendimento do comportamento difrativo das grades é, no entanto, incompleto e não avalia as anomalias que possivelmente podem ocorrer. O termo anomalia implica numa rápida variação nos campos eletromagnéticos externos com respeito, por exemplo, ao ângulo de incidência ou ao comprimento de onda da onda incidente. As anomalias são, portanto, fenômenos naturais associados com as grades.

Estudos recentes das anomalias ressonantes em guias de onda contendo grades têm demonstrado seus excelentes desempenhos como superfícies seletoras de freqüência [2], [3]. Este novo tipo de filtro óptico combina princípios de difração por estruturas periódicas com propriedades de guias de onda e filmes finos com características antirefletoras. Estes filtros ópticos têm alta eficiência em energia, estreita largura de linha e pequeno tamanho, razão pela qual encontram muitas aplicações na tecnologia de lasers, óptica integrada e fotônica.

3.2 ESTUDO DAS LARGURAS DE LINHA PRODUZIDAS PELA DIFRAÇÃO DOS MODOS TE E TM EM UMA GRADE DIELÉTRICA ANISOTRÓPICA

Uma característica importante na avaliação da eficiência de filtro é a largura de linha. Portanto é de interesse o controle de quão estreitas podem-se fazer as larguras de linha. Para isso, procura-se a melhor maneira de se disporem os filmes finos e a grade, de modo que o resultado desejado seja alcançado [4], [5].

Primeiramente se verificará como a largura de linha se comporta diante de ondas incidentes com polarizações TE e TM em uma grade dielétrica isotrópica. A grade é do tipo degrau, como mostrada na Fig. 3.1; outros parâmetros são:

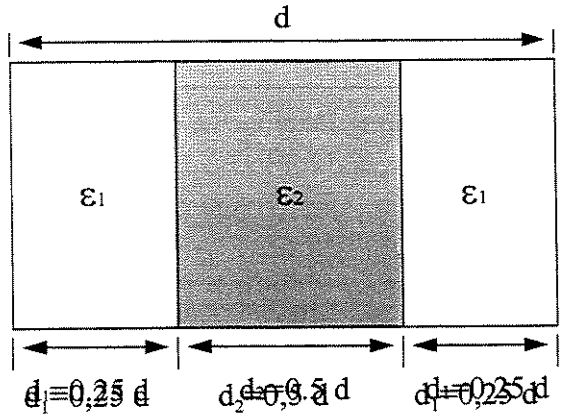

Fig. 3.1: Célula característica da grade

Fig. 3.1: Célula característica da grade

Permissividades elétricas $\varepsilon_1=1,44\varepsilon_0$ e $\varepsilon_2=2,56\varepsilon_0$;

Permissividade elétrica da cobertura $\varepsilon_c = 1\varepsilon_0$

Permissividade elétrica do substrato $\varepsilon_s = 1\varepsilon_0$

$h_p/d=2,037$, ângulo de incidência $\theta=45^\circ$.

O comportamento do coeficiente de reflexão do modo fundamental espalhado pela grade, $|r_o|^2$, para polarizações TE e TM, é mostrado na Fig. 3.2. Observa-se que a largura de linha para o caso de polarização TM mantem-se aproximadamente a mesma nas duas anomalias, enquanto no caso TE a largura de linha da primeira anomalia é bem mais estreita que na segunda anomalia. Outra característica importante da incidência TM é que os valores do coeficiente de reflexão do modo fundamental, fora da região onde ocorrem as anomalias, são bem próximos de zero, o que é de interesse na aplicação como filtro.

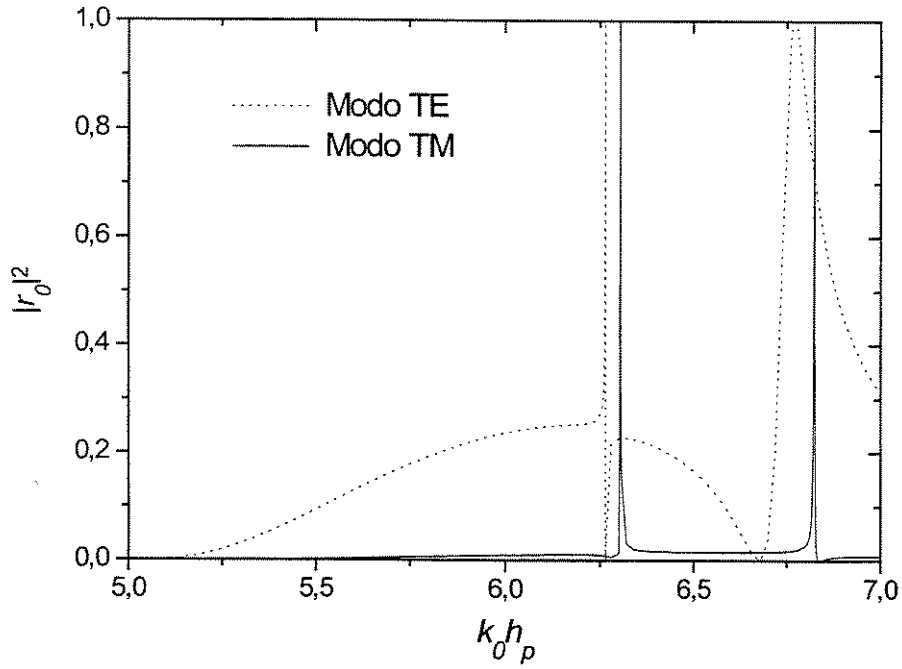

Fig. 3.2: Comportamento de $|r_o|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada, k_0h_p, para os modos TE e TM.

Pode-se ter uma idéia melhor do formato da curva nas regiões onde ocorrem as anomalias através dos gráficos das Fig. 3.3 e Fig. 3.4, onde se mostram os valores de $|r_o|^2$ dos modos TE e TM respectivamente, na região da primeira anomalia. O formato da curva, para o caso de incidência TM, apresenta uma melhor simetria em relação à freqüência de pico do que o caso TE. Tal simetria também é uma característica desejável nas respostas dos filtros.

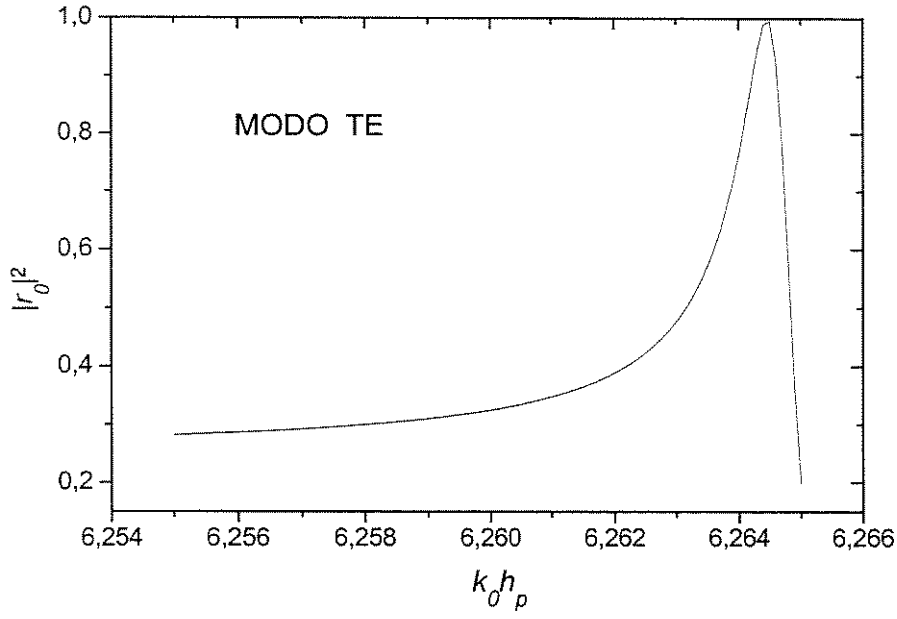

Fig. 3.3: Comportamento de $|r_o|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada , k_0h_p , na região da primeira anomalia, para o modo TE.

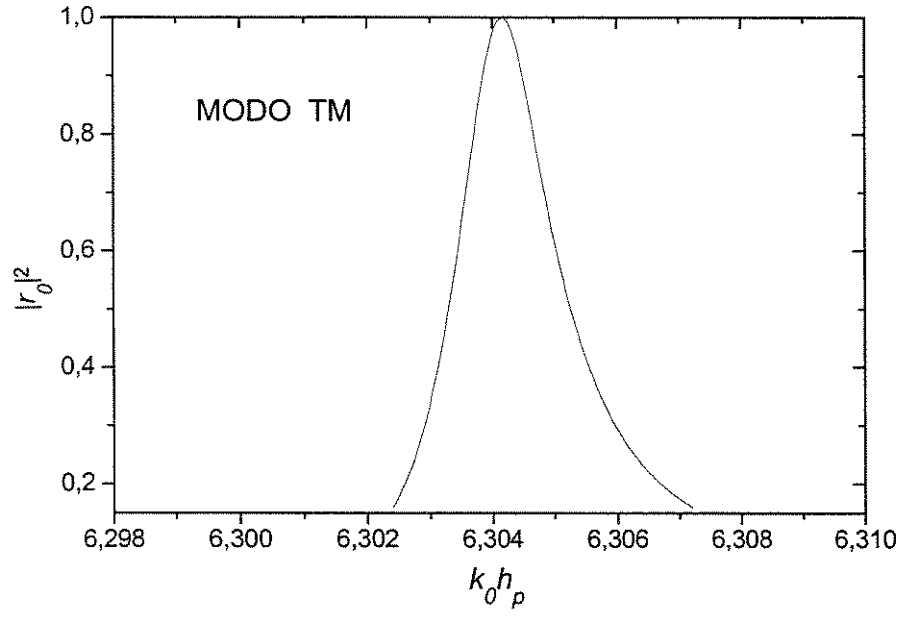

Fig. 3.4: Comportamento de $|r_o|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada , k_0h_p , na região da primeira anomalia, para o modo TM.

De acordo com os resultados obtidos nos gráficos das Fig. 3.3 e Fig. 3.4, a onda incidente com polarização TM apresenta vantagens em relação à polarização TE, no que se refere às características de filtro. É importante observar que pode-se melhorar o desempenho da seletividade de freqüências do guia de onda com grade quando a onda incidente for TE, utilizando-se para isso técnicas de projeto de filtros de grade. Tais técnicas também podem ser utilizadas para melhorar o desempenho quando a onda incidente for TM, desta feita com menos esforço de projeto.

Usando-se a mesma grade e os mesmos parâmetros das Fig. 3.3 e Fig. 3.4, exceto o valor de ε_2, que agora é um tensor com os valores $\varepsilon_{yy} = 2{,}56\varepsilon_0$, $\varepsilon_{zz} = 2{,}56\varepsilon_0$ e $\varepsilon_{xx} = 2{,}36\varepsilon_0$, $2{,}56\varepsilon_0$ e $2{,}76\varepsilon_0$; mostra-se, na Fig. 3.5, como a largura de linha é afetada com a anisotropia quando a incidência é do tipo TM.

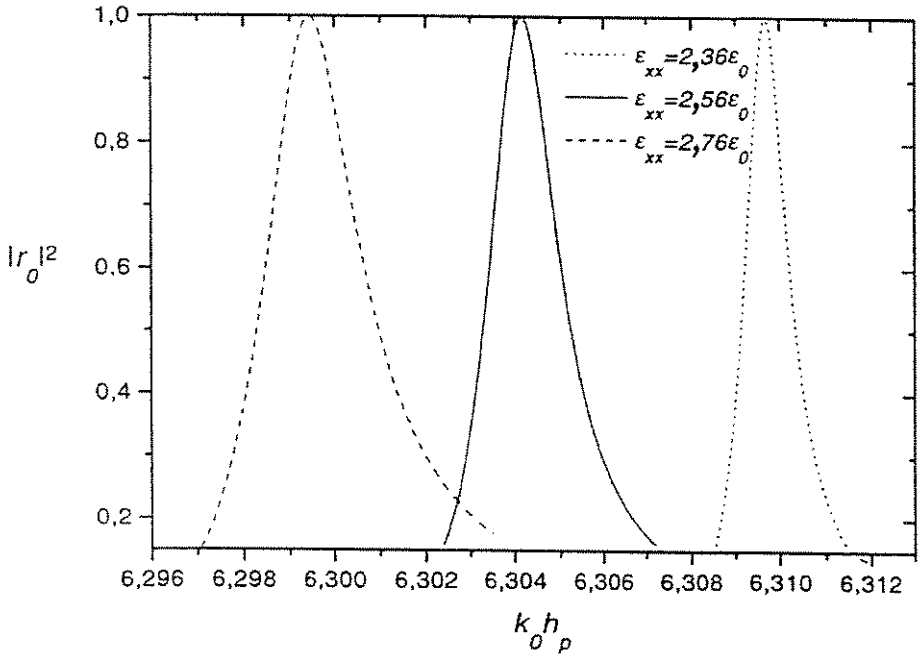

Fig. 3.5: Quadrado da magnitude do coeficiente de reflexão do modo fundamental espalhado, $|r_o|^2$, em função da freqüência normalizada, $k_0 h_p$, na região de primeira anomalia e onda incidente com polarização TM.

Observa-se que, além do deslocamento dos picos onde ocorrem o máximo de reflexão na primeira anomalia, a anisotropia afeta as larguras de linha, mas não a forma simétrica das curvas. Portanto caso se deseje um filtro cuja a freqüência de pico esteja na reião $6{,}296 < k_0 h_p < 6{,}312$, a melhor solução é deslocar a curva com largura de linha mais estreita ($\varepsilon_{xx} = 2{,}36\varepsilon_0$) para freqüência de pico desejada através da variação de outros parâmetros (ângulo de incidência, por exemplo).

Um outro fato importante a ser observado é que a curva com largura de linha mais estreita ($\varepsilon_{xx} = 2{,}36\varepsilon_0$), também apresenta o quadrado da magnitude do coeficiente de reflexão do modo fundamental espalhado, $|r_o|^2$, mais próximo de zero, para regiões fora da região de anomalia, do que as outras curvas, como mostrado na Fig. 3.6 . Portanto a curva que apresenta a melhor resposta para a grade dielétrica anisotrópica, considerando suas caracterísricas como superfícies seletoras de freqüência, é a curva ($\varepsilon_{xx} = 2{,}36\varepsilon_0$).

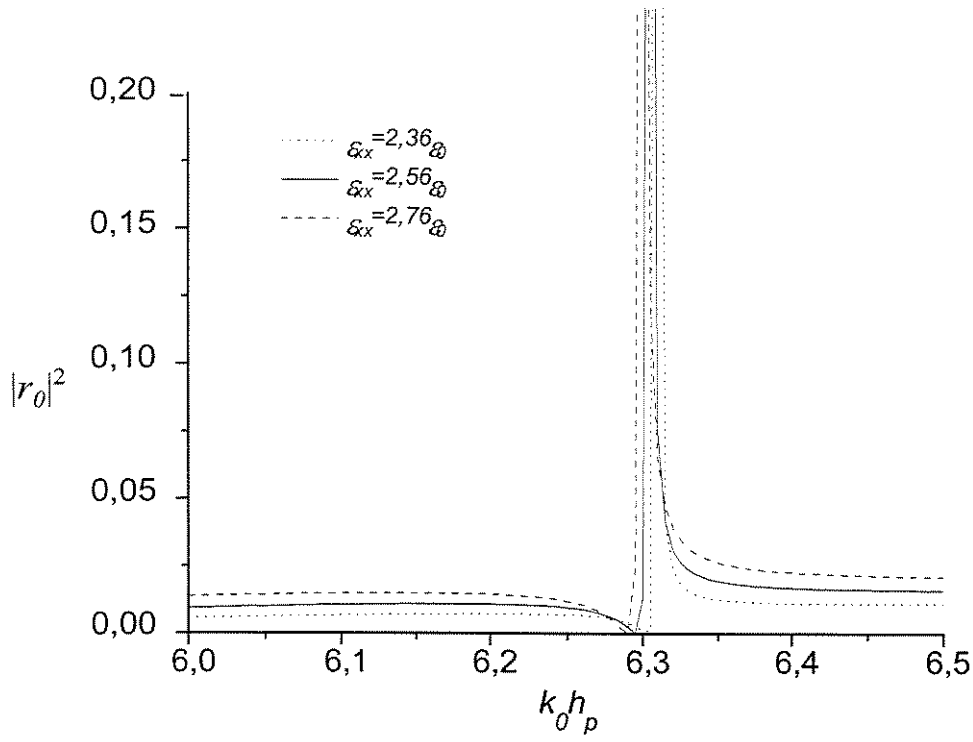

Fig. 3.6: Quadrado da magnitude do coeficiente de reflexão do modo fundamental espalhado, $|r_o|^2$, em função da freqüência normalizada, $k_0 h_p$, para onda incidente com polarização TM.

3.3 USO DE GRADES DIELÉTRICAS ANISOTRÓPICAS COMO FILTROS COM INDEPENDÊNCIA DE POLARIZAÇÃO OU COMO FILTROS POLARIZADORES

Os filtros com independência de polarização são importantes quando não se tem o controle sobre a decomposição em modos TE e TM da onda incidente. Alguns trabalhos têm sido feitos com grades dielétricas, considerando uma geometria unidimensional, para se obterem filtros com independência de polarização [6], [7], porém suas estruturas são demasiadamente complicadas. Podem-se conseguir filtros com independência de polarização utilizando grades dielétricas bidimensionais [8]. Neste caso a coincidência dos

picos de máxima reflexão dos modos TE e TM é obtida com a variação do período na direção que afeta somente o modo TM possibilitando, portanto, um controle sobre o modo TM sem afetar o modo TE.

As grades dielétricas com anisotropia uniaxial possibilitam a construção de filtros com independência de polarização. Isto pode ser conseguido com a variação da razão de anisotropia, que, como já foi dito, afeta somente o modo TM.

Para exemplificar o uso da anisotropia uniaxial na construção de filtros com independência de polarização, utilizar-se-á a grade cuja célula característica é representada pela Fig. 3.1, tendo a grade (isotrópica) os seguintes parâmetros:

Permissividades elétricas $\varepsilon_1=1,44\varepsilon_0$ e $\varepsilon_2=2,56\varepsilon_0$;

Permissividade elétrica da cobertura $\varepsilon_c = 1\varepsilon_0$

Permissividade elétrica do substrato $\varepsilon_s = 1\varepsilon_0$

$h_p/d=2,037$, ângulo de incidência $\theta=45^\circ$.

Como foi mostrado na Fig. 3.2, para uma onda incidente com polarização TE, a primeira anomalia ocorre na freqüência $k_0h_p = 6,26444$, enquanto que, para uma onda incidente com polarização TM, a primeira anomalia ocorre na freqüência $k_0h_p = 6,30418$.

A coincidência das freqüências das primeiras anomalias dos modos TE e TM é obtida achando-se o valor do quadrado da razão de anisotropia $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$ que, para uma onda incidente com polarização TM e freqüência $k_0h_p = 6,26444$ (freqüência da primeira anomalia da onda incidente TE), tenha máxima reflexão. Considera-se ε_2 um tensor com os valores $\varepsilon_{yy} = 2,56\varepsilon_0$, $\varepsilon_{zz} = 2,56\varepsilon_0$ e ε_{xx} podendo variar. Pode-se encontrar o valor desejado de $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$ através da análise do gráfico da Fig. 3.7.

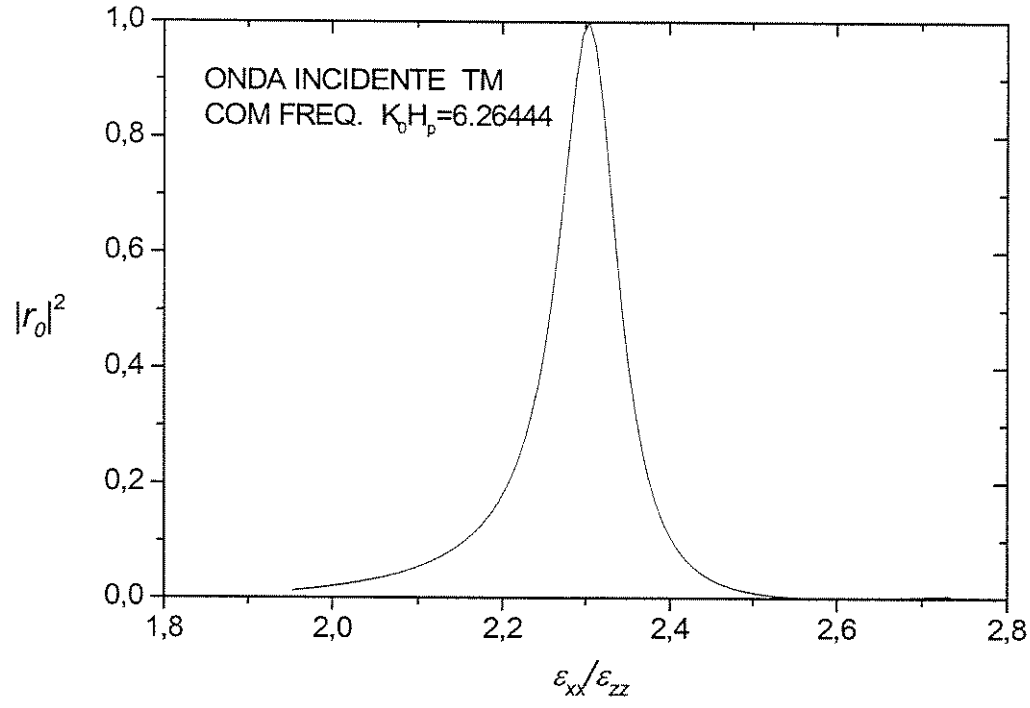

Fig. 3.7: Quadrado da magnitude do coeficiente de reflexão do modo fundamental espalhado, $|r_o|^2$, em função do quadrado da razão de anisotropia, $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$, para onda incidente com polarização TM.

O valor de $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}=2,30469$ torna $|r_o|^2$ máximo, ou seja, $|r_o|^2 = 1$ e portanto deve ser usado para que haja a coincidência das freqüências onde ocorrem as primeiras anomalias dos modos TE e TM. É importante notar que, de acordo com a Fig. 3.7 existe um valor $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}=2,60937$ que torna $|r_o|^2$ mínimo, ou seja, $|r_o|^2 = 0$, sendo assim possível, com o uso da anisotropia, obter-se da grade dielétrica, um polarizador (transmissão total do modo TM e reflexão total do modo TE).

A coincidência das freqüências onde ocorrem as primeiras anomalias dos modos TE e TM é mostrada na Fig. 3.8.

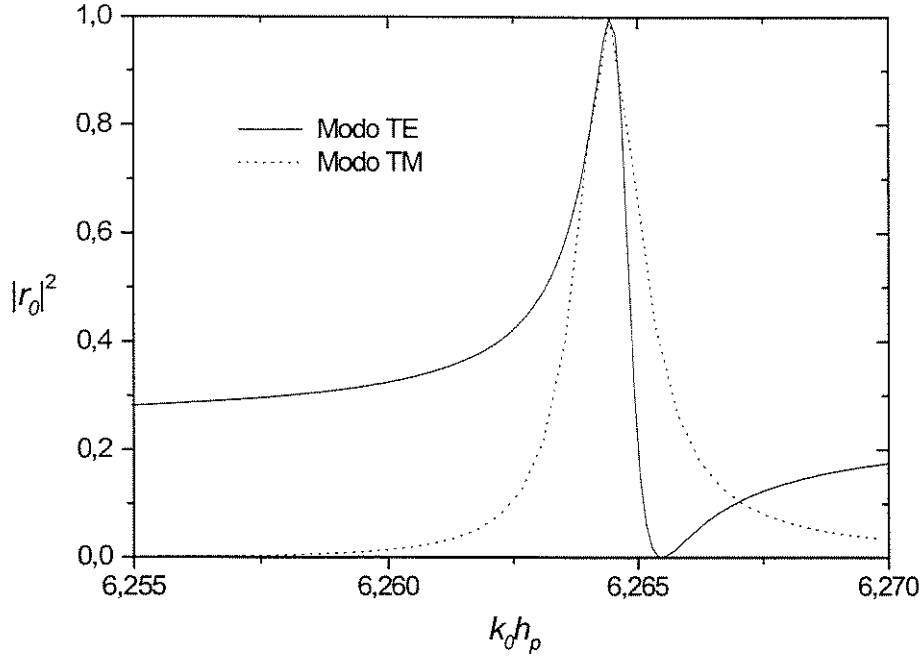

Fig. 3.8: Comportamento de $|r_o|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada, k_0h_p, na região da primeira anomalia, para os modos TE e TM, e para $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz} = 2{,}30469$ (filtros com independência de polarização).

Na Fig. 3.9 é mostrado o comportamento do quadrado da magnitude do coeficiente de reflexão, $|r_0|^2$, em função da freqüência normalizada k_0h_p, para uma grade dielétrica anisotrópica com características de filtro polarizador. Pode-se verificar que para uma freqüência onde $|r_0|^2$ é máximo, sendo a onda incidente TE, corresponde a um $|r_0|^2$ mínimo para uma onda incidente TM.

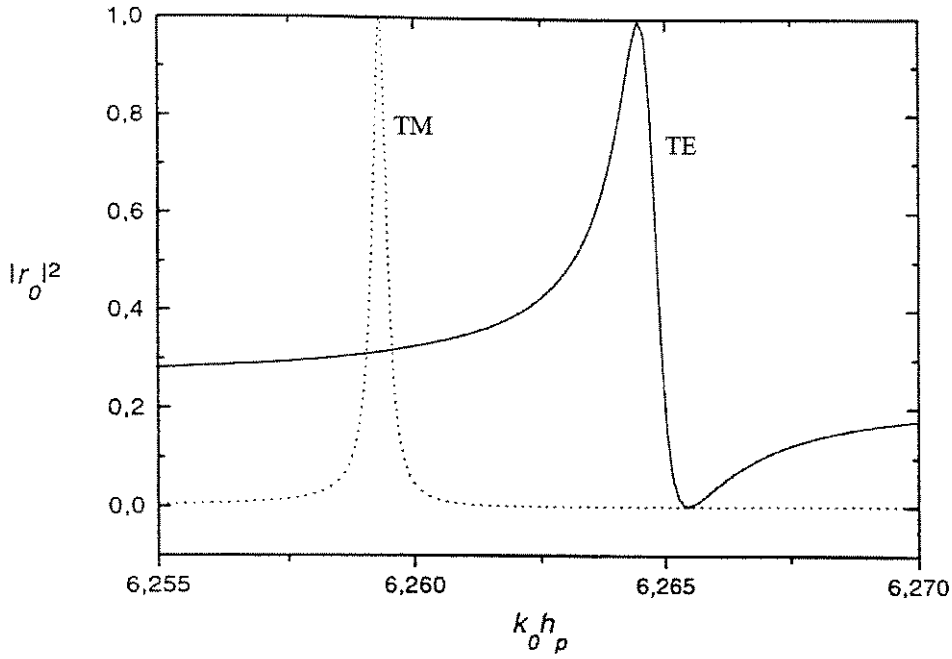

Fig. 3.9: Comportamento de $|r_o|^2$ do modo fundamental espalhado em função da freqüência normalizada, $k_0 h_p$, na região da primeira anomalia, para os modos TE e TM, e para $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz} = 2{,}60937$ (filtro polarizador).

REFERÊNCIAS

[1] R. W. Wood,"Remarkable Spectrum from a Diffraction Grating", *Philo. Mag.* 4, pgs. 396-402, 1902.

[2] H. Bertoni, L. Cheo, T. Tamir, "Frequency-selective Reflection and Transmission by a Periodic Dielectric Layer ", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 37, pgs. 78-83, Jan. 1990.

[3] S. S. Wang, R. Magnusson, J. S. Bagby e M. G. Moharam, "Guided-Mode Resonances in Planar Dielectric-Layer Diffraction Gratings", *J. Opt. Soc. Am. A*, No 8, pgs. 1470-1475, Ago. 1990.

[4] S. S. Wang e R. Magnusson, "Design of Waveguide-Grating Filters with Symmetrical Line Shapes and Low Sidebands", *Optics Letters*, Vol. 19, No. 12, pgs. 919-921, Jun. 1996.

[5] S. Tibuleac e R. Magnusson, "Reflection and Transmission Guided-Mode Resonance Filters", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, No. 7, pgs. 1617-1626, Jul. 1997.

[6] Wei-Ping Huang, Qing Guo e Chi Wu, "A Polarization-Independent Grating Resonator", *IEEE J. of Quantum Electron.*, Vol. 33, No. 5, pgs. 719-723, Maio 1997.

[7] F. Heismann, L. L. Buhl, B. I. Miller, M. Newkirk, U. Koren, M. G. Young e R. C. Alferness, "Polarization-Independent Wavelenght Filter Using a Grating-Assisted Vertical Diretional Coupler in InP", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 64, No. 18, pgs. 2335-2337, Maio 1994.

[8] S. Peng e G. M. Morris, "Resonant Scattering from Two-Dimensional Gratings", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 13, No. 5, pgs. 993-1005, Maio 1996.

CAPÍTULO 4

CONCLUSÕES E PROPOSTAS FUTURAS

4.1 CONCLUSÕES

Neste trabalho estudou-se o efeito da anisotropia em grades dielétricas, enfocando seu uso como superfícies seletoras de freqüência (Filtros). Utilizou-se, nos exemplos numéricos, uma anisotropia do tipo uniaxial, a qual apresenta uma importante característica, como mostrado no Cap. 2, ou seja, a anisotropia só é percebida quando a grade é submetida a incidência de uma luz monocromática com polarização do tipo TM.

Um problema existente nas grades dielétricas unidimensionais é a não possibilidade de controle, ao mesmo tempo, dos pontos de máxima reflexão ou transmissão das ondas incidentes com polarizações TE e TM, isto é, é escolhida uma certa geometria para grade e também os seus materiais constituintes de modo que para uma onda incidente com polarização TE ocorra máxima reflexão em uma determinada freqüência. Tal projeto é totalmente ineficaz na obtenção de máxima reflexão naquela freqüência determinada quando o onda incidente tem polarização TM.

Quando se consegue alterar individualmente as ressonâncias para polarizações TE e TM, pode-se conseguir a coincidência dos picos de máxima reflexão ou transmissão para as duas polarizações. Então existe a possibilidade de se construir um filtro com independência de polarização. Tais filtros são projetados usando-se, por exemplo, uma grade bidimensional, onde a liberdade conseguida nestas grades com o acréscimo de mais uma direção periodicamente alternada, permite alterar independentemente as ressonâncias para as polarizações TE e TM.

Com o uso de uma grade unidimensional com anisotropia uniaxial, pode-se alterar as posições dos picos de máxima reflexão ou transmissão para uma onda incidente com polarização TM, sem precisar mudar a geometria da grade. Isto é conseguido variando-se a

relação $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$, e, portanto, possibilitando a construção de um filtro com independência de polarização. Também se pode conseguir, através do controle da variação de $\varepsilon_{xx} / \varepsilon_{zz}$, a coincidência de um pico de máxima reflexão para uma determinada polarização, TE por exemplo, com um pico de máxima transmissão para outra polarização, TM por exemplo, obtendo-se assim um filtro polarizador.

Os resultados apresentados mostram que o modo TM apresenta um espectro de ressonância com melhores características de seletividade, ou seja, uma pequena largura de banda, boa simetria na região de pico e valores próximos de zero quando fora da região de ressonância, como mostrado no Cap. 3 .

4.2 PROPOSTAS FUTURAS

Neste trabalho foram analisados resultados numéricos para uma anisotropia do tipo uniaxial, com uma transformação de coordenadas conveniente, de modo que o tensor permissividade dielétrica fosse do tipo diagonal. Quando o tensor é do tipo diagonal o acoplamento entre os modos TE e TM não existe.

Uma questão a ser analisada é o comportamento dessas grades dielétricas anisotropicas com tensores do tipo não diagonal. Isto permitiria o acoplamento entre os modos TE e TM. O efeito proporcionado pelo acoplamento dos modos TE e TM [1],[2] é a conversão de modos TE-TM e TM-TE, ou seja, se a onda incidente na grade tem polarização TE, uma parte da onda transmitida terá polarização TM. O aumento da eficiência dessas conversões TE-TM e TM-TE é um problema a ser resolvido. Geralmente se consegue 80% de eficiência, para o modo fundamental, na conversão.

A análise de uma grade dielétrica não-linear [3],[4] e anisotrópica é outra possibilidade de estudo para futuros trabalhos, apesar de se esperar um aumento considerável no esforço computacional. Poder-se-ia controlar a criação ou não de um sóliton, no guia de onda, através do tipo de polarização da onda incidente, possibilitando assim, um chaveamento controlado. Outra possibilidade é de se ter um filtro que, naturalmente, permita a passagem de ondas numa determinada faixa de freqüência e também com uma determinada faixa de intensidade para seus campos.

REFERÊNCIAS

[1] K. Rokushima e J. Yamakita " Analysis of anisotropic dielectric gratings", *J. Opt. Soc. Am. A 7,* Vol. 73, pgs. 901-909, Jul. 1983.

[2] S. Mori, K. Mukai , J. Yamakita e K. Rokushima ," Analysis of dielectric lamellar gratings coated with anisotropic layers", *J. Opt. Soc. Am. A 9,* Vol. 7, pgs. 1661-1665, Set. 1990.

[3] C. M. Sterke, D. G. Salinas e J. E. Sipe, " Coupled-mode theory for light propagation through deep nonlinear gratings", *Phys. Review E,* Vol. 54, No 2, Ago. 1996.

[4] D. G. Salinas, C. M. Sterke e J. E. Sipe, " Coupled-mode equations for deep nonlinear gratings", *Opt. Comm.* , Vol. 111, No 1-2, Set. 1994.