Campus de São Carlos

PROPOSTA E ANÁLISE DE DISPOSITIVOS EMPREGANDO
REDES DE BRAGG PARA APLICAÇÕES EM SISTEMAS
DE COMUNICAÇÕES ÓPTICAS E SENSORIAMENTO
ÓPTICO DE TEMPERATURA

Autor: Carlos Alberto de Francisco

Orientador: Prof.Dr. Murilo Araujo Romero

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS**

**PROPOSTA E ANÁLISE DE DISPOSITIVOS
EMPREGANDO REDES DE BRAGG PARA
APLICAÇÕES EM SISTEMAS DE
COMUNICAÇÕES ÓPTICAS E
SENSORIAMENTO ÓPTICO
DE TEMPERATURA**

Carlos Alberto De Francisco

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR : Prof. Dr. Murilo Araujo Romero

**São Carlos
1998**

Class.	1656 - EESC
Cutt.	2568
Tombo	0051/99

S/S 1031609

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

F818p

Francisco, Carlos Alberto De

Proposta e análise de dispositivos empregando redes de Bragg para aplicações em sistemas de comunicações ópticas e sensoriamento óptico de temperatura / Carlos Alberto De Francisco. -- São Carlos, 1998.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São Carlos-Universidade de São Paulo, 1998.

Área: Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Murilo Araujo Romero.

1. Optoeletrônica. 2. Redes de Bragg.
3. Sensor de temperatura. 4. Modulador óptico.
5. Multiplexador óptico. 6. Demultiplexador óptico.
- I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Candidato: Engenheiro **CARLOS ALBERTO DE FRANCISCO**

Dissertação defendida e aprovada em 26.02.99
pela Comissão Julgadora:

Prof. Dr. **MURILO ARAUJO ROMERO (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos – Universidade de São Paulo)

Prof. Adj. **JOÃO CRISÓSTOMO WEYL ALBUQUERQUE COSTA**
(Universidade Federal do Pará)

Prof. Dr. **HEITOR CURY BASSO**
(Instituto de Física de São Carlos - Universidade de São Paulo)

Prof. Doutor **DENIS VINICIUS COURY**
Coordenador da Área de Engenharia Elétrica

JOSÉ CARLOS A. CINTRA
Presidente da Comissão de Pós-Graduação da EESC

**À minha querida esposa Mirela,
pelo apoio e compreensão**

Agradecimentos

Aos meus pais, meus sogros, meus irmãos e todos os meus familiares que sempre torceram por mim.

Ao Prof. Dr. Murilo Araujo Romero pela orientação, amizade e paciência dispensadas no decurso deste trajeto.

Ao Prof. Dr. Amílcar Carelli César pelo convite e indispensáveis discussões essenciais à realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges pelas discussões e importantes sugestões apresentadas.

Ao Prof. Dr. Geraldo, cuja atuação precisa como Coordenador de pós-graduação permitiu a conclusão deste trabalho.

Aos professores do Grupo de Óptica do Instituto de Física de São Carlos, em especial ao Prof. Dr. Máximo Siu Li pela compreensão e apoio nos momentos mais difíceis.

Ao colega e amigo Eng. Alberto Otávio Calligaris Jr. pela amizade, exemplo e incansáveis horas de discussão.

A todos os colegas que de diversas formas colaboraram para o êxito deste trabalho, em especial aos amigos Luís Fernando Manesco e Marcus Vinícius Alves.

Ao Prof. Dr. M.T.C. Silva, pelo início deste trabalho.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 (a) Corte transversal de um guia com uma perturbação periódica em seu índice de refração (b) Guia dotado de uma variação periódica em seu diâmetro (guia corrugado).....	2
FIGURA 1.2 Diagrama esquemático da difração de uma onda plana por uma série de planos de espalhamento.....	4
FIGURA 1.3 - Representação das possíveis condições de acoplamento via rede de Bragg.....	5
FIGURA 1.4 - Ilustração das sucessivas reflexões sofridas por uma onda incidente num guia corrugado.....	6
FIGURA 1.5 - Esquema ilustrativo do método holográfico de fabricação de redes de Bragg em fibras ópticas.....	10
FIGURA 1.6 - Diagrama esquemático do método holográfico de fabricação de redes de Bragg em um substrato genérico.....	13
FIGURA 1.7 - (a) Esquema do equalizador usando acoplamento contradirecional. (b) Esquema do equalizador usando acoplamento codirecional.....	15
FIGURA 1.8 - Esquema de um filtro do tipo DFB com defasagem de quarto de onda.....	17
FIGURA 1.9 - Esquema de um filtro do tipo DFB com múltiplos eletrodos.....	18
FIGURA 1.10 - Esquema de um filtro do tipo DFB com defasagem controlada.....	19
FIGURA 2.1 - Diagrama esquemático do acoplador direcional.....	32
FIGURA 2.2 - Distribuição transversal de campo para o acoplador direcional síncrono com guias idênticos	34
FIGURA 2.3 - Distribuição transversal de campo para o acoplador direcional com guias diferentes e assíncrono.....	35
FIGURA 2.4 - Os modos da figura 2.2 superpostos de forma a obtermos excitação apenas no guia 2.....	36

FIGURA 2.5 - Superposição dos campos dos modos apresentados na figura 2.2 na posição $L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}$	37
FIGURA 2.6 - Superposição dos campos de dois guias assíncronos correspondendo à excitação do guia da esquerda.....	38
FIGURA 2.7 - Superposição dos campos da figura 2.3 (guias assíncronos) em $L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}$	38
FIGURA 2.8 - Esquema do acoplador direcional com rede de Bragg posicionada na interface superior do guia 1.....	39
FIGURA 3.1 - Diagrama esquemático de um modulador.....	42
FIGURA 3.2 - Corte longitudinal do modulador proposto.....	43
FIGURA 3.3 - Visualização do efeito da alteração do comprimento óptico da região central.....	44
FIGURA 3.4 - Corte longitudinal do modulador.....	45
FIGURA 3.5 - Índice de refração do InGaAsP em função da fração molar 'y' de As em $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	48
FIGURA 3.6 - Coeficiente de absorção óptica do InGaAsP tipos P e N em função da concentração de lacunas e elétrons em $1,55 \mu\text{m}$	49
FIGURA 3.7 - Variação do índice de refração do PQMAA em função do campo elétrico aplicado e comprimento de onda.....	52
FIGURA 3.8 - Absorção óptica dos poços quânticos presentes nos PQMAA em função de ΔE	54
FIGURA 3.9 - Eletroabsorção nos PQMAA em função do campo elétrico e comprimento de onda.....	55
FIGURA 3.10 - Distribuição do campo elétrico óptico para os modos simétrico e assimétrico.....	58
FIGURA 3.11 - Espectro da potência transmitida com e sem tensão de modulação.....	62

FIGURA 3.12 - Fator de confinamento para o modo simétrico em função do número de períodos de poços quânticos.....	63
FIGURA 3.13 - Largura de banda, razão de extinção e tensão aplicada em função do número de períodos de poços e barreiras.....	64
FIGURA 3.14 - Razão de extinção e largura de banda em função da profundidade da região ativa (t).....	65
FIGURA 3.15 - Vista superior do Multiplexador óptico.....	66
FIGURA 3.16 - Corte longitudinal do modulador utilizado para a formação do multiplexador óptico.....	66
FIGURA 3.17 - a) Resposta do multiplexador sem tensão aplicada. b) resposta com 1.67V aplicado aos três moduladores.....	67
FIGURA 3.18 - Largura de banda e Perda de inserção em função da profundidade da região ativa.....	68
FIGURA 3.19 - Corte longitudinal de uma seção do demultiplexador.....	69
FIGURA 3.20 - Vista superior da estrutura completa.....	70
FIGURA 3.21 - Resposta do demultiplexador.....	72
FIGURA 3.22 - Largura da banda passante do filtro em função do parâmetro κL	73
FIGURA 3.23 - Crosstalk em função do parâmetro κL	74
FIGURA 3.24 - Perda de inserção em função do parâmetro κL	75
FIGURA 4.1 - Estrutura básica do filtro óptico composto por 2, 3 e 4 regiões de defasagem entre seções de rede de Bragg com período Λ e constante de acoplamento κ	77
FIGURA 4.2 - Resposta espectral típica de filtros com 1, 2 e 3 regiões de defasagem.....	78
FIGURA 4.3 - Esquema de disposição das seções do filtro com 2,3 e 4 regiões de defasagem.....	79
FIGURA 4.4 - Espectro de transmissão do filtro proposto.....	80
FIGURA 4.5 - Espectro de transmissão do filtro com $N = 3$	82
FIGURA 4.6 - Resposta espectral do filtro acrescido de duas redes extras a fim de eliminar sinais interferentes espaçados de 100 GHz das portadoras.....	83
FIGURA 4.7 - Detalhe da banda passante central da resposta do filtro.....	84

FIGURA 4.8 - Resposta espectral do filtro com espaçamento entre portadoras.....	
de 100 GHz.....	85
FIGURA 4.9 - Detalhe da resposta mostrada na figura 4.8.....	86
FIGURA 4.10 - Diagrama esquemático do método de multiplexação em comprimento de onda para sensoriamento remoto utilizando-se apenas uma fibra óptica.....	87
FIGURA 4.11 - Princípio de funcionamento dos sensores de temperatura utilizando redes de Bragg.....	88
FIGURA 4.12 - Espectro de frequência de uma rede de Bragg com seis seções de rede com comprimentos de 125/230/250/250/230/125 μm e cinco regiões de defasagem.....	89
FIGURA 4.13 - Compromisso entre a razão de extinção e a faixa da atuação em função do parâmetro κL para um sensor com 3 regiões de defasagem.....	90
FIGURA 4.14 - Relação existente entre a faixa de atuação do sensor e o parâmetro κL para dispositivos com 2, 3 e 5 regiões de defasagem.....	91
FIGURA 4.15 - Esquema do experimento para verificação do sensor através da técnica proposta.....	92

LISTA DE TABELAS

TABELA 3.1 - Constante C_2 para cinco comprimentos de onda.....	56
TABELA 3.2 - Dimensões e índice de refração de cada camada da estrutura.....	72
TABELA 4.1 - Compromissos existentes entre os principais parâmetros do filtro...	81

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASE - AMPLIFIED SPONTANEOUS EMISSION

DBR - DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR

DFB - DISTRIBUTED FEEDBACK

PIN - diodo p-i-n

PQMAA - Poço quântico múltiplo assimétrico acoplado

TE - Transversal elétrico

WDM - WAVELENGTH DIVISION MULTIPLEXING

BER = BIT ERROR RATE.

L.B. = Largura de banda óptica do filtro, Ghz.

LISTA DE SÍMBOLOS

Λ = período da rede.

β_1, β_2 = Constantes de propagação dos guias 1 e 2, respectivamente, m^{-1} .

$\Delta\alpha(\omega)$ = Variação de absorção em função da frequência, cm^{-1} .

$\Delta n(\omega')$ = Variação no índice de refração em função da frequência, cm^{-1} .

τ = Atraso, s.

ϵ_0 = Permissividade elétrica do vácuo, F/m.

$\Delta\epsilon$ = Variação na constante dielétrica, F/m.

E_f = Campo elétrico com sentido de propagação +z, V/m.

E_b = Campo elétrico com sentido de propagação -z, V/m.

κ = Constante de acoplamento, cm^{-1} .

A_1, A_2, B_1, B_2 = amplitudes complexas normalizadas, adim.

M_{ij} = Termos da matriz de transmissão, adim.

δn_m = Variação média do índice de refração no núcleo da fibra, adim.

n_a = Valor de pico da variação de índice de refração, adim.

β_e = Constante de propagação do modo simétrico, m^{-1} .

β_o = Constante de propagação do modo assimétrico, m^{-1} .

$2S_3$ = Separação entre os guias no acoplador direcional, μm .

d_2 e d_4 = Diâmetro dos guias 1 e 2, respectivamente, μm .

E.R. = Razão de extinção, dB.

α_i = Coeficiente de perda intrínseca, dB.

L_p = Comprimento da região central do ressonador, μm .

a = espessura da região dos poços quânticos múltiplos, μm .

y = concentração molar de As, adim.

E_p = Energia da banda proibida, eV.

E = energia do fóton, eV.

α_p = Coeficiente de absorção óptica devido a impurezas tipo p, cm^{-1} .

α_n = Coeficiente de absorção óptica devido a impurezas tipo n, cm^{-1} .

n_{PQMAA} = Índice de refração médio dos poços quânticos.

L_b = espessura da barreira, μm .

L_w = espessura do poço quântico, μm .

Δn = variação do índice de refração do PQ, adim.

ΔE = variação de energia, eV.

α_w = Coeficiente de absorção óptica nos poços quânticos, cm^{-1} .

α_b = Coeficiente de absorção óptica nas barreiras, cm^{-1} .

$\Delta\beta_{s,a}$ = Variação na constante de propagação dos modos simétrico e assimétrico devido ao efeito eletroóptico nos poços quânticos.

θ_a = Defasagem sofrida pelo modo assimétrico na região central, rad.

θ_s = Defasagem sofrida pelo modo simétrico na região central, rad.

S = Largura do dispositivo, μm .

C = Capacitância associada à região PIN, Farad.

F_c = Frequência de corte elétrica do modulador, Hz.

L_a = comprimento da região central do modulador, μm .

L_g = comprimento da região da rede, μm .

t = Profundidade de região central, μm .

h = Profundidade da rede, μm .

L.B. = Largura de banda óptica do filtro, Ghz.

N = Número de regiões de defasagem, adim.

RESUMO

O objetivo deste trabalho é a proposição e análise de três dispositivos em óptica integrada, a saber, um modulador, um multiplexador e um demultiplexador ópticos. Entretanto, dispositivos baseados em fibras ópticas são também propostos.

A performance de todas as estruturas investigadas nesta dissertação é calculada usando a teoria dos modos acoplados e um formalismo matricial. Os resultados das simulações indicam, como limite teórico, uma razão de extinção de 20 dB e uma perda intrínseca de 2 dB para uma tensão aplicada de 1.67 volts. O multiplexador, formado por diversas estruturas como a do modulador dispostas em série, fornece uma razão de extinção de 17 dB e 2 dB de perda de inserção.

O filtro óptico é capaz de atenuar o ruído inter-banda em 20 dB, com uma perda de inserção desprezível. O sensor de temperatura é obtido pelo cascadeamento dos filtros mencionados. Sua aplicação para monitorar a temperatura de linhas de transmissão de alta tensão é discutida.

ABSTRACT

The main goal of this work is the proposal and analysis of three optoelectronic devices, namely, a modulator, a multiplexer and a demultiplexer. However, optical-fiber based devices are also studied: a filter and a temperature sensor are proposed.

The performance of all structures investigated in this dissertation is evaluated by using the couple-mode theory and a matrix formalism. Simulation results indicate that the proposed modulator yields, as the theoretical limit, a extinction ratio of 20 dB and a insertion loss of about 2 dB for an 1.67 volts of applied voltage. The multiplexer, formed by several modulator-like structures disposed in tandem, offers 17 dB of extinction ratio and 2 dB of insertion loss.

As far as optical fiber devices are concerned the proposed optical filter is capable of attenuating the inter-band noise by 20 dB, showing negligible insertion loss. The temperature sensor is constructed by cascading the mentioned optical filters. Its application to monitor temperature in high-voltage transmission lines is discussed.

INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de dispositivos optoeletrônicos tornou-se de grande interesse devido ao recente avanço dos sistemas de comunicações ópticas multiplexadas em comprimento de onda (WDM). As redes de Bragg tem sido muito utilizadas em tais sistemas por sua seletividade em comprimento de onda. Também tem sido muito estudada a utilização de fibras ópticas para sensoriamento remoto de temperatura, deslocamento e pressão devido à sua alta imunidade a ruídos. O principal objetivo deste trabalho é, portanto, a proposição e análise de dispositivos ópticos utilizando redes de Bragg com aplicações em sistemas de comunicações ópticas e sensoriamento de temperatura. Uma breve discussão das diversas utilizações de redes de Bragg será feita no capítulo 1. No capítulo 2 será apresentado um modelamento matemático para dispositivos com redes de Bragg. Este modelamento baseia-se na teoria de modos acoplados. Um modulador um multiplexador e um demultiplexador óptico serão analisados no capítulo 3. Por sua vez, no capítulo 4 serão apresentados um filtro e um sensor de temperatura utilizando fibra óptica. As conclusões finais e sugestões para trabalhos futuros encontram-se no capítulo 5.

1 REDES DE BRAGG

Redes de difração, ou redes de Bragg, são perturbações periódicas na constante de propagação de um guia de onda genérico. Estas perturbações podem apresentar-se como uma variação no índice de refração ou numa das dimensões do guia. A figura 1 mostra esquematicamente estas duas possíveis estruturas.

(a)

(b)

FIGURA 1.1 (a) Corte transversal de um guia com uma perturbação periódica em seu índice de refração (b) Guia dotado de uma variação periódica em seu diâmetro (guia corrugado).

A principal função da rede de difração é permitir o acoplamento entre dois ou mais modos de um guia ou conjunto de guias. A figura 1.2 ilustra a difração de uma onda plana incidente por uma série de planos de espalhamento espaçados a uma distância d . No caso original da difração de raios X considerada por Bragg [1.1], estes refletores eram os planos atômicos de uma rede cristalina. Entretanto, o mesmo efeito é observado no caso de reflexão numa rede de difração. Através da figura 1.2 é possível observar que, para que a frente de onda mantenha sua coerência de fase e assim evite uma interferência destrutiva, o comprimento dos caminhos das sucessivas reflexões deve diferir de um número inteiro de comprimentos de onda. Então, através de considerações geométricas, obtêm-se a relação [1.1]:

$$2d \sin \theta = l\lambda, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

onde θ é o ângulo formado pelo raio incidente e pelo raio espalhado, λ é o comprimento de onda óptico no meio e l é a ordem da rede. Adaptando a relação de Bragg para o caso da reflexão de 180° graus em uma rede de difração, toma-se a distância d igual ao período da rede Λ , o comprimento de onda λ igual a λ_0/n_g , onde n_g é o índice de refração efetivo para o modo de interesse, e considera-se θ igual a 90° (incidência normal da luz na rede). Então a relação de Bragg, torna-se :

$$2\Lambda = l(\lambda_0/n_g), \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (1.2)$$

O comprimento de onda, que será refletido em 180° pela rede, será, portanto :

$$\lambda_0 = (2\Lambda n_g) / l, \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (1.3)$$

FIGURA 1.2 Diagrama esquemático da difração de uma onda plana por uma série de planos de espalhamento.

Pode-se analisar fisicamente o acoplamento entre modos causado por uma rede de difração utilizando o argumento da conservação do momento [1.2]. Se as constantes de propagação dos modos de dois guias de onda são $\beta_1(\lambda)$ e $\beta_2(\lambda)$ e o período da rede é Λ pode-se, através da conservação de momento, esperar que ocorra o acoplamento do modo $\beta_1(\lambda)$ com o modo $\beta_2(\lambda)$, contra-direcionalmente, quando :

$$\beta_1(\lambda) + \beta_2(\lambda) = 2\pi/\Lambda \quad (1.4)$$

O acoplamento do modo de um guia com este modo propagando-se em direção oposta, isto é, reflexão óptica, ocorre quando :

$$\beta_1(\lambda) = \pi/\Lambda ; \text{ para o guia 1} \quad (1.5)$$

$$\beta_2(\lambda) = \pi/\Lambda ; \text{ para o guia 2}$$

Portanto, ocorre difração apenas para o modo que satisfaça a condição de Bragg, enquanto o outro se propaga sem perturbação. Finalmente, para que haja o acoplamento do modo de um dos guias com o modo do outro guia, propagando-se no

mesmo sentido, através da condição de conservação de momento chega-se ao resultado [1.2]:

$$\beta_1(\lambda) - \beta_2(\lambda) = 2\pi/\Lambda \quad (1.6)$$

A figura 1.3 resume os três casos discutidos acima.

FIGURA 1.3 Representação das possíveis condições de acoplamento via rede de Bragg.

A figura 1.4 mostra esquematicamente a reflexão de uma onda incidente nas várias ranhuras de uma rede de difração em um guia planar. Neste exemplo, o período da rede satisfaz a condição de Bragg para o acoplamento da onda incidente com um modo que propaga-se na direção contrária.

FIGURA 1.4 - Ilustração das sucessivas reflexões sofridas por uma onda incidente num guia corrugado.

O surgimento de redes de Bragg inscritas em fibras ópticas viabilizou importantes avanços tecnológicos para sistemas e dispositivos de comunicações ópticas, como será discutido posteriormente, permitindo o desenvolvimento de filtros, multiplexadores e demultiplexadores ópticos, bem como a estabilização de lasers semicondutores e a fabricação de lasers em fibra e sensores ópticos. Na próxima seção serão brevemente discutidas as principais técnicas de fabricação de redes de Bragg em fibras ópticas. Tais técnicas são, em geral, baseadas na foto-sensibilidade da sílica, isto é, na alteração periódica do índice de refração do material quando exposto seletivamente à radiação UV, permitindo a formação da rede de Bragg.

1.1 Foto-sensibilidade em fibras ópticas

Existem evidências consideráveis [1.3-4] de que a foto-sensibilidade em fibras ópticas seja devida à formação de defeitos dentro do núcleo de sílica dopada com germânio. O Germânio é adicionado à sílica a fim de aumentar o índice de refração e produzir o degrau de índice desejado na interface núcleo-fibra. A

concentração de Germânio atinge tipicamente de 3 a 5%, podendo ser aumentada para melhorar a foto-sensibilidade. A presença de átomos de Germânio leva a formação de ligações com deficiência de oxigênio, que agem como defeitos na matriz de Sílica. A absorção de um único fóton com comprimento de onda de 244 nm vindo de um laser excimer, ou a absorção de 2 fótons da radiação de 488 nm de um laser de argônio quebra estas ligações defeituosas e modifica o espectro de absorção. As mudanças resultantes no espectro de absorção $\Delta\alpha(\omega)$, são então acompanhadas por uma mudança correspondente no índice de refração através da relação de Kramers-Kronig [1.5]:

$$\Delta n(\omega') = \frac{c}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\Delta\alpha(\omega) d\omega}{\omega^2 - \omega'^2} \quad (1.7)$$

onde P é o valor principal [1.6] da integral. Ainda que mudanças na absorção ocorram principalmente na região do ultravioleta, mudanças no índice de refração podem ocorrer na região do visível e do infravermelho. Tipicamente, a mudança no índice de refração é da ordem de $\sim 10^{-4}$ na região entre 1.3 μm e 1.6 μm , mas pode exceder 0,001 em fibras com alta concentração de Germânio [1.7]. Vale ressaltar que, embora o modelo acima seja geralmente aceito para o entendimento do processo físico da foto-sensibilidade, o mecanismo físico exato ainda está longe de ser totalmente conhecido.

1.2 Fabricação de redes de Bragg em fibras ópticas

As redes de Bragg em fibras ópticas podem ser fabricadas através de diversas técnicas, cada qual com seus procedimentos próprios. Serão discutidos a seguir, os quatro principais métodos de fabricação.

1.2.1 Método do feixe único

Nesta técnica, proposta originalmente por Hill et al [1.8], um feixe de laser, geralmente obtido de um laser de argônio operando na condição monomodo em 488 nm, é acoplado numa fibra de silício dopada com germânio e a luz refletida pelo final da fibra é monitorada. Inicialmente a reflexão permanece por volta dos quatro por cento, como esperado numa interface fibra-ar. Entretanto a reflexão começa a crescer e chega a exceder os noventa por cento após alguns minutos (dependendo do grau de foto-sensibilidade da fibra) quando então, a rede de Bragg é completamente formada [1.9]. O aumento da refletividade da fibra é atribuído à formação de uma rede de Bragg em seu núcleo. A onda incidente na fibra e a refletida pela sua extremidade oposta formam um padrão de onda estacionária com periodicidade de $\lambda/2n$, onde λ é o comprimento de onda do laser e n é o índice de refração efetivo para este comprimento de onda. O índice de refração da sílica é modificado localmente nas regiões de alta intensidade (picos do padrão de onda estacionária), resultando numa variação periódica do índice de refração ao longo do comprimento da fibra. Embora a variação do índice de refração na rede seja relativamente pequena devido a baixa reflexão, ela começa a crescer através de um processo de realimentação. O período da rede será exatamente igual ao período da onda estacionária e a condição de Bragg será satisfeita para o comprimento de onda do laser. Como resultado, uma parte da luz incidente será refletida pela rede que está se formando, reforçando-a e aumentando assim a reflexão. Esta realimentação terminará quando o processo de foto-sensibilização saturar.

A desvantagem deste processo é que ele pode ser usado apenas para fabricar redes com o período próximo ao comprimento de onda do laser utilizado. Como as fibras ópticas dopadas com Germânio exibem baixa foto-sensibilidade em comprimentos de onda acima de 0.5 μm , tais redes não podem ser usadas na região entre 1.3 e 1.5 μm , região esta de extrema importância para as comunicações ópticas. A técnica discutida a seguir soluciona o problema.

1.2.2 Método Holográfico

O método mostrado esquematicamente na figura 1.5, faz uso de um esquema similar ao usado em holografia. Dois feixes ópticos, provindos de um mesmo laser operando na região do ultravioleta, e perfazendo um ângulo de 2θ entre si, são dispostos de modo a interferirem no núcleo da fibra [1.10]. Uma lente cilíndrica é usada para expandir o feixe sobre o comprimento desejado da fibra. Similarmente ao método do feixe único, o padrão de interferência cria a variação desejada do índice de refração, dando origem a rede de difração. Entretanto, o período da rede Λ está relacionado com o comprimento de onda do laser e com o ângulo θ entre os feixes, da seguinte forma :

$$\Lambda = \lambda / (2 \sin \theta) \quad (1.8)$$

podendo ser variado por uma ampla faixa, simplesmente ajustando-se o ângulo θ . Devido fato de que o período Λ é muitas vezes maior do que o comprimento de onda λ redes na região do infravermelho podem ser fabricadas com o uso do laser ultravioleta, através da utilização um ângulo θ adequado. Em seu experimento, em 1989, Meltz et al [1.10] fabricaram redes de Bragg em 580 nm através da exposição de uma fibra foto-sensível com um comprimento de 4.4 mm durante 5 minutos, utilizando um laser de corante com um comprimento de onda de 244 nm, operando a uma potência de 10 a 20 mW. Medidas da refletividade indicaram mudanças no índice de refração da ordem de 10^{-5} nas regiões de mais alta intensidade do padrão de interferência formado.

FIGURA 1.5 - Esquema ilustrativo do método holográfico de fabricação de redes de Bragg em fibras ópticas.

Redes operando na região de $1,55 \mu\text{m}$ foram demonstradas em 1990 [1.11]. Desde então, diversas variações da técnica básica têm sido usadas para fabricar tais redes de uma maneira mais prática. Um problema inerente ao método holográfico por feixe duplo é que esta técnica requer um laser ultravioleta com excelente coerência temporal e espacial. Lasers do tipo excimer, comumente usados para este fim, tem uma qualidade relativamente pobre de feixe e necessitam cuidados especiais para manter o padrão de interferência sobre o núcleo da fibra durante o período de exposição de vários minutos.

1.2.3 Método fotolitográfico de máscara

Uma técnica não holográfica demonstrada em 1993 faz uso da fotolitografia, empregada usualmente na fabricação de circuitos integrados eletrônicos. A idéia

básica é usar uma máscara com a mesma periodicidade que a desejada para a rede de Bragg [1.12].

A máscara de fase age como uma rede mestre que é transferida para a fibra através de fotolitografia. Em uma realização desta técnica [1.13], uma máscara foi feita num substrato de quartzo no qual uma camada de cromo, dotada com o mesmo padrão que o desejado para rede, foi depositada usando a técnica litográfica do feixe de elétrons em combinação com RIE (“reactive-ion etching”). O espaçamento de 520 nm entre as linhas de cromo corresponde ao período desejado para a rede ($\Omega = \lambda/2n$), em $\lambda = 1.51 \mu\text{m}$. Variações de fase induzidas pela radiação de 242 nm passando pela máscara se transformam em um padrão de intensidade similar ao produzido pela técnica holográfica. A foto-sensibilidade das fibras converte variações de intensidade luminosa em variações de índice de refração com a mesma periodicidade da máscara.

A principal vantagem do método da máscara consiste no fato de que a necessidade de coerência temporal e espacial é bem menor, uma vez que o período da rede não depende do comprimento de onda da fonte. Além disso, a técnica da máscara permite a fabricação de redes com periodicidade variável, chamadas de redes “chirped”, e também podem ser usadas para moldar o perfil da variação do índice de refração (redes “tapered”), devido à natureza não interferométrica da técnica. De fato, mesmo uma lâmpada ultravioleta pode ser usada, ao invés do laser.

1.2.4 Fabricação ponto a ponto

Uma técnica que não usa holografia e não necessita da fabricação de uma máscara, é a técnica da fabricação direta da rede na fibra, período a período, pela exposição de estreitas seções de largura W a um único pulso de alta energia [1.14-15].

A fibra é transladada por uma distancia Ω , (onde Ω é o período da rede) antes do próximo pulso. Este método é conhecido por fabricação ponto a ponto. Esta técnica funciona através da localização do feixe de um laser ultravioleta de uma forma tão precisa que apenas uma estreita seção de largura W é exposta a ele (tipicamente abaixo de $1\mu\text{m}$).

Existem algumas limitações práticas nesta técnica. A primeira é que apenas redes curtas podem ser fabricadas, devido ao alto consumo de tempo requerido pela técnica. Em segundo lugar, o período das redes de Bragg de primeira ordem é da ordem de 530 nm na região de 1,55 μm e se torna ainda menor em comprimentos de onda menores. Não é fácil focar o feixe do laser em dimensões tão pequenas. Todavia esta técnica foi demonstrada através da fabricação de redes de terceira ordem com comprimento de 360 μm e período de 1,59 μm [1.15].

1.3 Fabricação de redes de Bragg em óptica integrada

Redes de Bragg podem ser fabricadas pela deposição de uma máscara e posterior corrosão [1.16-18] ou deposição [1.19-20] de material no substrato, formando assim, em ambos os casos, o padrão de rede desejado. A etapa mais delicada do processo é a definição do padrão extremamente próximo das barras, devido ao pequeno período da rede. O espaçamento é da ordem do comprimento de onda da luz a ser guiada, portanto, na região do visível e do infravermelho próximo. Espaçamentos típicos são da ordem de 1.000 a 3.000 Å. Uma vez que a técnica usada na indústria eletrônica têm uma resolução de aproximadamente 1 μm as redes devem ser produzidas através de um processo holográfico. Neste processo, o substrato contendo o guia de onda é primeiramente protegido com um fotoresist. Em seguida o resist é exposto usando um padrão de interferência gerado pela combinação de feixes de laser direcionados para a superfície, como mostra a figura 1.6. A relação entre o período da rede Λ e o ângulo entre os feixes α é dada por :

$$\Lambda = \lambda_0 / 2 \sin \alpha \quad (1.9)$$

Desta equação, é óbvio que Λ é limitado a valores maiores que $\lambda/2$. Entretanto, pelo uso de um prisma retangular, é possível fabricar redes com períodos menores.

Após a exposição do fotoresist, tanto o método da corrosão por feixes de íons quanto o método de corrosão química podem ser usados. De maneira geral, o método

do feixe de íons produz estruturas mais uniformes, mas a corrosão química produz menos danos e é também capaz de penetrar mais profundamente no material [1.16].

FIGURA 1.6 - Diagrama esquemático do método holográfico de fabricação de redes de Bragg em um substrato genérico.

1.4 Aplicações de Dispositivos em Redes de Bragg

1.4.1 Dispositivos em Fibra Óptica

Enlaces digitais de comunicações ópticas têm sua máxima taxa de bits limitada por dois fatores básicos: atenuação e dispersão. O primeiro fator teve seu impacto fortemente desde o surgimento de amplificadores ópticos baseados em fibras dopadas com érbio. A capacidade de sistemas ópticos passou de Gbits/s para Tbits/s, resultado direto do desenvolvimento de EDFAs (“Erbium-Doped Fiber Amplifiers”) e da tecnologia de WDM (“Wavelength Division Multiplexing”).

Dispositivos baseados em redes de Bragg em fibra óptica têm demonstrado ser uma das principais tecnologias habilitadoras desta revolução [1.21]. Com relação específica aos EDFAs, redes de Bragg têm sido utilizadas para reflexão do feixe de

bombeio bem como para a planarização do ganho do amplificador. A primeira aplicação advém da configuração em 3 níveis do EDFA. Níveis aceitáveis de inversão de população no meio de ganho são obtidos às custas de um excesso de potência de bombeio, inaproveitada, no fim da fibra de saída do amplificador. Torna-se, portanto, vantajoso o uso de um refletor óptico baseado em redes de Bragg, visando forçar uma segunda passagem e o aumento da eficiência do amplificador. Resultados já obtidos incluem um aumento de 1 dB no ganho óptico e melhoria na figura de ruído [1.22]

Outra aplicação importante resulta da emergência de sistemas WDM, provocando a necessidade da diminuição da ondulação da resposta do ganho de amplificadores a fim de maximizar a largura de banda óptica utilizável. As soluções implementadas [1.23-25] propõe o uso de dispositivos que introduzam uma perda seletiva em comprimento de onda, reduzindo as variações de ganho óptico na banda passante do sistema.

Adicionalmente, redes Bragg têm sido usadas em diversas outras estruturas, viabilizando a construção de lasers em fibras e atuando como elementos seletivos em frequência para estabilização de lasers semicondutores [veja 1.26 para uma revisão completa]. De uma forma geral, dispositivos em redes de Bragg serão parte integrante de qualquer tentativa para viabilização das chamadas "all-optical networks", em que funções tais como roteamento e processamento do sinal ocorrem ainda no domínio óptico. Dispositivos multiplexadores e do tipo "add/drop" têm sido intensamente investigados [1.26].

Componentes baseados em redes de Bragg em fibras ópticas são também úteis para enfrentar o segundo limitante da máxima taxa de bits em um enlace óptico, a dispersão cromática da fibra. Neste caso, os pulsos ópticos sofrem uma degradação em sua forma como resultado da diferença na velocidade de propagação (i.e., do índice de refração) para os diversos comprimentos de onda que compõem o pulso. A transformada de Fourier de um pulso fornece seu espectro em frequência. Neste espectro, cada comprimento de onda viajará em uma velocidade diferente, o que acarretará numa mudança na forma temporal do pulso. Geralmente, os pulsos ópticos se alargam, diminuindo a capacidade do sistema em identificá-los corretamente devido a interferência entre-símbolos. Para resolver esse problema, filtros ópticos

com uma dispersão inversa à das fibras são usados a fim de restaurar a forma do pulso, sendo conhecidos por equalizadores de dispersão. Redes de Bragg com período variável, conhecidas por redes “chirped”, são muito utilizadas para este fim [1.27-29]. O princípio básico destes dispositivos é o de estabelecer um caminho óptico diferente para diferentes comprimentos de onda presentes no filtro, de modo que cada comprimento de onda demore um tempo diferente para percorrer o dispositivo. Este tempo é tal que permite o cancelamento da dispersão sofrida pelo sinal óptico ao percorrer a fibra. Alguns tipos de equalizadores serão apresentados a seguir.

Oulette [1.30] propôs dois tipos de filtros construídos em fibra óptica utilizando redes com uma variação linear em seu período. A figura 1.7 mostra esquematicamente as estruturas propostas.

FIGURA 1.7 - (a) Esquema do equalizador usando acoplamento contradirecional. (b) Esquema do equalizador usando acoplamento codirecional.

O dispositivo da figura 1.7(a) utiliza uma rede com período variável de forma que o comprimento de onda λ_0 tenha sua reflexão no início da rede, enquanto o comprimento de onda λ_1 refletirá no final da rede. Os comprimentos de onda entre λ_0 e λ_1 serão refletidos nos pontos intermediários do filtro. Assim, a onda λ_1 , sofrerá

um atraso $\tau = 2 Lg/Vg$ com relação a λ_0 . Este equalizador será projetado de forma a cancelar a dispersão para um determinado comprimento de fibra, sendo necessária a utilização de algum tipo de circulador para separar o sinal equalizado do sinal de entrada. No dispositivo da figura 1.7(b) a rede é usada para realizar o acoplamento de energia de um modo para outro, mas com mesma direção de propagação. O princípio de funcionamento é o mesmo do dispositivo anterior. O sinal que acoplar no início da fibra terá percorrido um caminho óptico diferente do comprimento de onda que irá acoplar com o outro modo no final da fibra. A vantagem desta configuração é que o sinal equalizado estará presente na saída do dispositivo, eliminando assim a necessidade de um circulador óptico.

Finalmente, deve ser mencionada a crescente utilização de dispositivos baseados em redes de Bragg em fibras ópticas para o sensoriamento de grandezas como temperatura e pressão. Além das vantagens comumente atribuídas às fibras ópticas, como a imunidade à interferências eletromagnéticas, tamanho reduzido e possibilidade de uso em ambientes hostis, redes distribuídas de sensoriamento remoto pode também ser realizada utilizando-se métodos de multiplexação em comprimento de onda, de tal forma que um grande número de sensores podem ser utilizados numa mesma fibra, [1.31].

1.4.2 Dispositivos em Óptica Integrada

Diversas estruturas têm sido propostas utilizando redes de difração em óptica integrada para sistemas de comunicações ópticas, especialmente sistemas WDM, onde a multiplexação de portadoras no domínio da frequência aumenta em muito a capacidade de transmissão, introduzindo, porém, a necessidade do uso de filtros ópticos para demultiplexação. Os filtros propostos variam muito em sua estrutura e podem ser sintonizáveis ou não. Três dos principais filtros encontrados na literatura são sucintamente apresentados a seguir :

Filtro do tipo DFB com defasagem de quarto de onda

Quando os lasers do tipo DFB são polarizados abaixo da corrente de limiar, eles funcionam como filtros ópticos com ganho [1.32]. Uma mudança na corrente de polarização afeta tanto o comprimento de onda de transmissão quanto a largura de banda óptica do filtro [1.33].

FIGURA 1.8 - Esquema de um filtro do tipo DFB com defasagem de quarto de onda.

Filtro do tipo DFB com múltiplos eletrodos

Neste tipo de filtro, cada um dos eletrodos controla o ganho e o comprimento de onda de transmissão. Uma sintonia de 33 GHz, com ganho e largura de banda praticamente constantes foram obtidos com este filtro [1.34].

FIGURA 1.9 - Esquema de um filtro do tipo DFB com múltiplos eletrodos.

Filtro do tipo DFB com defasagem controlada

Este filtro é composto por uma seção central que controla o comprimento de onda de transmissão e duas seções corrugadas dotadas de ganho. Desta forma, a sintonia e o ganho do dispositivo podem ser controlados separadamente [1.35]. Esta estrutura pode ainda ser usada de outra forma, acrescentando-se ao guia poços quânticos múltiplos e dopando-se as regiões de modo a formar um diodo PIN. Devido ao alto efeito eletrorefrativo dos poços, é prevista uma ampla faixa de sintonia para uma baixa tensão aplicada [1.36].

FIGURA 1.10 - Esquema de um filtro do tipo DFB com defasagem controlada.

A necessidade dos filtros em sistemas de comunicações ópticas aumentou ainda mais após o surgimento dos amplificadores ópticos, pois esses amplificadores apresentam um ruído conhecido por ASE, “Amplified Spontaneous Emission”. O ASE surge da amplificação de fótons gerados por emissão espontânea, que não fazem parte do sinal óptico. Filtros passa-faixa especiais devem ser usados neste caso para eliminar o ruído nas faixas de comprimento de onda entre as portadoras. Além disso, os amplificadores ópticos apresentam uma resposta na sua faixa de amplificação que não é plana. Este problema pode ser solucionado com a utilização de um filtro óptico com uma resposta que, quando somada à do amplificador, resulte numa resposta total plana na região de interesse. Estes filtros são conhecidos por equalizadores de ganho.

Lasers do tipo DFB e DBR

Diversas estruturas são utilizadas para a fabricação de lasers utilizando as redes de difração. Os lasers mais conhecidos são DFB “Distributed Feedback” [1.37] e DBR “Distributed Bragg Reflector” [1.38]. O Laser DFB utiliza um guia corrugado numa estrutura de diodo de heterojunção. Com a injeção de corrente neste diodo,

haverá um ganho óptico no meio. Quando o ganho for suficiente, a rede agirá como um oscilador para os comprimentos de onda que satisfazem a condição de Bragg. Assim é formado o laser DFB. O laser conhecido por DBR é formado por duas regiões corrugadas separadas por uma região central sem corrugação. Esta região central funcionará como uma cavidade ressonante e as duas redes como espelhos refletores. Da mesma forma que no laser DFB, a região central é dopada de modo a formar um diodo, o que permitirá o ganho óptico necessário à inversão de população e assim à emissão de luz laser.

2 MODELAMENTO MATEMÁTICO DE REDES DE BRAGG

O objetivo deste capítulo é apresentar a formulação necessária à análise dos dispositivos a serem apresentados nos capítulos posteriores. Será descrito como a rede de difração afeta a propagação dos campos eletromagnéticos. Partindo da equação de onda obtêm-se as equações de modos acoplados, cuja solução geral será utilizada no cálculo dos coeficientes de transmissão e reflexão da estrutura. O formalismo da matriz de transmissão será então utilizado para descrever a resposta de dispositivos formados por redes de Bragg dispostas em série ou com parâmetros variantes ao longo da direção de propagação (z). Utiliza-se a convenção de que o campo que se propaga na direção $+z$ será chamado de campo copropagante e o campo que se propaga na direção $-z$ será chamado de contrapropagante.

2.1 Análise matemática

Inicia-se a análise com a equação de onda na forma :

$$\nabla^2 E + \varepsilon(x, y, z) k_0^2 E = 0 \quad (2.1)$$

onde $k_0 = \omega / c$ e ω é a frequência angular da onda. Uma vez que a região da rede apresenta uma perturbação periódica, é possível escrever a constante dielétrica como:

$$\varepsilon(x, y, z) = \bar{\varepsilon}(x, y) + \Delta\varepsilon(x, y, z) \quad (2.2)$$

onde $\bar{\varepsilon}(x, y)$ é o valor médio de ε . A perturbação da constante dielétrica $\Delta\varepsilon$ é diferente de zero apenas na região com espessura igual à profundidade da rede, nas regiões sem rede, $\Delta\varepsilon = 0$. A solução geral da equação de onda é, então, escrita como:

$$E(x, y, z) = \bar{x}U(x, y)[E_f \exp(i\beta z) + E_b \exp(-i\beta z)] \quad (2.3)$$

onde $\bar{x}$ é o vetor unitário (com direção ao longo da interface, a direção de propagação para modos TE). A distribuição de campo na seção transversal para um determinado modo é obtida resolvendo-se a equação:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + \frac{d^2 U}{dy^2} + [\bar{\varepsilon}(x, y)k_0^2 - \beta^2]U = 0 \quad (2.4)$$

para uma determinada geometria, onde β é a constante de propagação do modo em questão. Assumindo que a estrutura suporta apenas o modo fundamental e que $U(x, y)$ e β são conhecidos, a constante de propagação modal é complexa e pode ser escrita na forma:

$$\beta = \bar{n}k_0 + i\bar{\alpha}/2 \quad (2.5)$$

onde $\bar{n}$ é conhecido como índice de refração efetivo e $\bar{\alpha}$ é relacionada à perda interna devido à absorção óptica no material.

Na presença da perturbação dielétrica $\Delta\varepsilon$, as amplitudes E_f e E_b das ondas propagantes e contrapropagantes tornam-se dependentes de z , pois a perturbação periódica causa difração e acoplamento entre os campos de interesse. Uma considerável simplificação ocorre se for suposto que a distribuição espacial de campo $U(x, y)$ não é afetada pela perturbação $\Delta\varepsilon$. Substituindo a equação (2.2) na equação (2.1), desprezando os termos com variação rápida, cujo valor tende a zero quando

feita a integração sobre z , e multiplicando a equação resultante por $U(x,y)$ obtêm-se, após integração sobre x e y [2.1] :

$$\begin{aligned} \frac{dE_f}{dz} \exp(i\beta z) - \frac{dE_b}{dz} \exp(-i\beta z) = \\ = \frac{ik_0^2}{2\beta V} \iint \Delta\epsilon(x,y,z) U^2(x,y) \times [E_f \exp(i\beta z) + E_b \exp(-i\beta z)] dx dy \end{aligned} \quad (2.6)$$

onde $V = \iint U^2(x,y) dx dy$ é tomada como uma constante de normalização. Sendo $\Delta\epsilon$ uma perturbação periódica na constante dielétrica ao longo da direção z , com período Λ , é possível expandi-la em série de Fourier conforme:

$$\Delta\epsilon(x,y,z) = \sum_{l \neq 0} \Delta\epsilon_l(x,y) \exp[i(2\pi / \Lambda)lz] \quad (2.7)$$

Pode-se assumir [2.2] que o lado esquerdo da equação (2.6) seja uma fonte gerando os campos $E_f \exp(i\beta z)$ e $E_b \exp(-i\beta z)$. Para que uma onda seja gerada por uma fonte é necessário que ambas tenham a mesma frequência e a mesma dependência de fase. Em outras palavras, caso deseje-se que a onda copropagante $E_f \exp(i\beta_s z)$ seja excitada, é necessário que ao menos um termo no lado direito da equação (2.6) tenha a dependência de fase $\exp(i\beta z)$ com $\beta \approx \beta_s$. Substituindo a equação (2.7) acima na equação (2.6), assumindo $\Delta\epsilon$ sendo real, mantendo apenas os termos que tenham aproximadamente a mesma dependência de fase e supondo os modos ortogonais entre si, obtêm-se a chamada equação de modos acoplados para modos ortogonais [2.1]:

$$\begin{aligned} \frac{dE_f}{dz} &= i\kappa E_b \exp(-2i\Delta\beta z) \\ \frac{dE_b}{dz} &= -i\kappa^* E_f \exp(2i\Delta\beta z) \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde :

$$\Delta\beta = \beta - m\pi / \Lambda = \beta - \beta_0 \quad (2.9)$$

é o termo de defasagem. O termo $l = m$ é tomado de forma que $\Delta\beta$ seja mínimo, o que equivale a considerar somente a componente de Fourier da equação (2.7) que satisfaça aproximadamente a condição de Bragg. As contribuições dos outros termos foram desprezadas devido a sua grande diferença de fase, ou seja, não satisfazendo a condição de Bragg, não participam do processo de acoplamento. A constante κ é conhecida por constante de acoplamento, sendo dada por :

$$\kappa = \frac{k_0^2}{2\beta} \frac{\iint \Delta\epsilon_m(x, y) U^2(x, y) dx dy}{\iint U^2(x, y) dx dy} \quad (2.10)$$

Através da equação (2.10) e da equação (2.8) pode-se notar que a componente de Fourier $\Delta\epsilon_m$ para a qual a condição de Bragg é aproximadamente satisfeita, acopla os modos copropagantes e contrapropagantes. A magnitude de κ é proporcional à $\Delta\epsilon_m$ e à potência modal na região da rede.

Por outro lado, pode-se utilizar o número de onda de Bragg $\beta_0 = m\pi / \Lambda$, ao invés da constante de propagação β , para construir as soluções gerais de (2.1) [2.1]. Então, escreve-se o campo total em função de z , da seguinte forma :

$$E(z) = A(z) \exp(i\beta_0 z) + B(z) \exp(-i\beta_0 z) \quad (2.11)$$

onde :

$$A = E_f \exp(i\Delta\beta z) \quad \text{e} \quad B = E_b \exp(-i\Delta\beta z) \quad (2.12)$$

As equações de acoplamento (2.8) tornam-se :

$$\begin{aligned}\frac{dA}{dz} &= i\Delta\beta A + i\kappa B \\ -\frac{dB}{dz} &= i\Delta\beta B + i\kappa A\end{aligned}\tag{2.13}$$

A solução geral destas equações têm a forma :

$$\begin{aligned}A(z) &= A_1 \exp(iqz) + A_2 \exp(-iqz) \\ B(z) &= B_1 \exp(iqz) + B_2 \exp(-iqz)\end{aligned}\tag{2.14}$$

onde q é o número de onda a ser determinado através das condições de contorno impostas à estrutura. As constantes A_1, A_2, B_1 e B_2 são interdependentes. Substituindo a solução geral nas equações de acoplamento, obterem-se as relações :

$$\begin{aligned}(q - \Delta\beta)A_1 &= \kappa B_1 & (q - \Delta\beta)B_1 &= -\kappa A_1 \\ (q - \Delta\beta)B_2 &= \kappa A_2 & (q - \Delta\beta)A_2 &= -\kappa B_2\end{aligned}\tag{2.15}$$

Estas relações são satisfeitas para valores não nulos de A_1, A_2, B_1 e B_2 se q satisfizer a seguinte relação (obtida igualando o determinante da matriz dos coeficientes a zero) [2.1] :

$$q = \pm [(\Delta\beta)^2 - \kappa^2]^{\frac{1}{2}}\tag{2.16}$$

Os sinais positivo e negativo correspondem aos modos copropagantes e contrapropagantes, respectivamente. Podemos também definir o parâmetro $r(q)$ como:

$$r(q) = \frac{q - \Delta\beta}{\kappa} = -\frac{\kappa}{q + \Delta\beta} \quad (2.17)$$

e eliminar as constantes A_1 e B_2 nas equações . A solução geral das equações de modos acoplados tornam-se então :

$$\begin{aligned} A(z) &= A_1 \exp(iqz) + r(q)B_2 \exp(-iqz) \\ B(z) &= B_2 \exp(-iqz) + r(q)A_1 \exp(iqz) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Vale notar que uma estrutura periódica infinita é similar a um cristal unidimensional. Esta analogia pode ser observada notando que o campo $E(z)$ da equação (2.11) está na forma conhecida por onda de Bloch [2.1]. Substituindo as equações (2.17) e (2.18) na equação (2.11) e rearranjando os termos, obtêm-se :

$$\begin{aligned} E(z) &= A_1 [\exp(i\beta_0 z) + r(q) \exp(-i\beta_0 z)] \exp(iqz) \\ &+ B_2 [\exp(-i\beta_0 z) + r(q) \exp(i\beta_0 z)] \exp(-iqz) \end{aligned} \quad (2.19)$$

A expressão dentro de cada uma das chaves é uma função periódica em z com periodicidade Λ . Autovalores do tipo de Bloch podem ser esperados em vista da variação periódica da constante dielétrica e podem ser obtidas diretamente aplicando-se o teorema de Floquet na equação (2.1) [2.3].

Sendo as amplitudes dos campos no início e no final do guia perturbado dadas, respectivamente, por :

$$\begin{aligned} A_{in} &= A(z=0) \\ B_{in} &= B(z=0) \end{aligned} \quad (2.20)$$

e,

$$\begin{aligned} A_{out} &= A(z=h) \\ B_{out} &= B(z=h) \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde h é o comprimento da estrutura. É possível, então, relacionar as amplitudes dos campos na saída do dispositivo com as amplitudes de entrada na forma [2.5]:

$$\begin{pmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{in} \\ B_{in} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

onde os termos M_{ij} são descritos por:

$$\begin{aligned} M_{11} &= \left. \frac{A_{out}}{A_{in}} \right|_{B_{in}=0} = \frac{1}{1-r^2} [\exp(iqh) - r^2 \exp(-iqh)] \\ M_{21} &= \left. \frac{B_{out}}{A_{in}} \right|_{B_{in}=0} = \frac{r}{1-r^2} [\exp(iqh) - \exp(-iqh)] \\ M_{12} &= \left. \frac{A_{out}}{B_{in}} \right|_{A_{in}=0} = -\frac{r}{1-r^2} [\exp(iqh) - \exp(-iqh)] \\ M_{22} &= \left. \frac{B_{out}}{B_{in}} \right|_{A_{in}=0} = \frac{1}{1-r^2} [\exp(-iqh) - r^2 \exp(iqh)] \end{aligned} \quad (2.23)$$

Usando a equação (2.5) na equação (2.16), o fator q pode ser escrito conforme:

$$q = \pm i [(\alpha + i\delta)^2 + \kappa^2]^{\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

onde o parâmetro δ é dado por:

$$\delta = 2\pi(1/\lambda - 1/\lambda_B) \quad (2.25)$$

O coeficiente r pode, então, ser rescrito na forma:

$$r = \frac{q + i(\alpha + i\delta)}{\kappa} \quad (2.26)$$

Uma vez que o parâmetro r pode ser interpretado como o coeficiente de reflexão efetivo da rede, o sinal de (2.24) deve ser escolhido de forma que $|r(q)| < 1$. O parâmetro α é a parte imaginária da constante de propagação, que representa as perdas internas do dispositivo.

Pode-se utilizar este formalismo também para analisar redes cujos parâmetros κ e Λ variem ao longo de z [2.6-8]. Para tal, é necessário dividir a rede em seções e considerar os parâmetros κ_i e Λ_i como localmente constantes nestas seções mas com diferentes valores para cada seção. Tem-se então, para N seções :

$$\begin{pmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{in} \\ B_{in} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

onde :

$$\begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M1_{11} & M1_{12} \\ M1_{21} & M1_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M2_{11} & M2_{12} \\ M2_{21} & M2_{22} \end{pmatrix} \cdots \begin{pmatrix} MN_{11} & MN_{12} \\ MN_{21} & MN_{22} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Em todos os casos mencionados neste capítulo, os coeficientes de transmissão e reflexão da estrutura podem então ser obtidos impondo-se a condição de contorno $B_{out}(L) = 0$ e são dados por :

$$T = \left| \frac{A_{out}}{A_{in}} \right|^2 = \left| Meq_{11} - \frac{Meq_{12}Meq_{21}}{Meq_{22}} \right|^2 \quad (2.29)$$

$$R = \left| \frac{B_{in}}{A_{in}} \right|^2 = \left| \frac{Meq_{21}}{Meq_{22}} \right|^2 \quad (2.30)$$

Estruturas com uma região de defasagem de quarto de onda, como os lasers DBR e diversos filtros propostos na literatura [2.9-10] podem ser modelados através do formalismo descrito acima bastando simplesmente ser feita a inclusão da matriz que descreve a defasagem sofrida pelas ondas copropagante e contrapropagante naquela região. Esta matriz é descrita abaixo [2.5]:

$$\begin{pmatrix} A_{out} \\ B_{out} \end{pmatrix} = N \cdot \begin{pmatrix} A_{in} \\ B_{in} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

sendo,

$$N = \begin{pmatrix} \exp(i\phi) & 0 \\ 0 & \exp(-i\phi) \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

onde ϕ é a defasagem em radianos sofrida pelas ondas, no caso da defasagem de quarto de onda, $\phi = \pi / 2$. Portanto, para uma estrutura composta por duas seções de rede e uma região de defasagem no centro da estrutura, a matriz de transmissão será:

$$\begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(i\phi) & 0 \\ 0 & \exp(-i\phi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Conforme será visto no capítulo 4, a inclusão de mais de uma região de defasagem foi proposta por [2.11] a fim de aumentar a largura de banda de passagem do filtro, o que foi verificado experimentalmente por [2.12]. Este tipo de estrutura pode ser modelado através do simples acréscimo das matrizes de defasagem N no cálculo da matriz de transmissão final :

$$M_{tot} = M_1 \times N \times M_2 \times N \times M_3 \times N \times M_2 \times N \times M_1 \quad (2.34)$$

Em resumo, o modelamento descrito nesta seção pode ser usado para analisar o comportamento de guias genéricos com perturbações periódicas na sua constante dielétrica, seja ela uma variação no índice de refração no núcleo de uma fibra óptica ou uma variação no diâmetro de um guia dielétrico. Na seção 2.2, será analisada a aplicação desta teoria para o modelamento de redes inscritas no núcleo de fibras ópticas. Na seção 2.3 será aplicada esta teoria para guias retangulares corrugados.

2.2 Redes em fibras ópticas

No caso do modelamento da rede de difração inscrita numa fibra óptica, pode-se utilizar a teoria apresentada acima de forma direta. Os dois parâmetros básicos para o cálculo da resposta espectral da rede são a constante de propagação dos modos envolvidos e a constante de acoplamento κ . O cálculo da constante de propagação para fibras ópticas pode ser encontrada em [2.13]. Quanto ao coeficiente κ , reescreve-se a equação (2.10) na seguinte forma [2.14]:

$$\kappa = \frac{ko \int \int_{-\infty}^{\infty} \delta n_m |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.35)$$

Onde δn_m é a variação média do índice de refração no núcleo da fibra. Supondo a rede uniforme na direção transversal, a variação do índice de refração δn constante e aplicando-se a relação $ko = 2\pi / \lambda$, obtêm-se :

$$\kappa = 2\pi \delta n_m / \lambda \quad (2.36)$$

Para uma rede senoidal da forma $\delta n = n_a \cos(2\pi z / \Lambda)$, tem-se $\delta n_m = n_a / 2$. Então, a constante de acoplamento κ pode ser calculada por :

$$\kappa = \pi m_a / \lambda \quad (2.37)$$

De posse destes dois parâmetros e da estrutura física do dispositivo pode-se, através das equações (2.29) e (2.30), calcular a resposta espectral de redes de difração em fibras ópticas. Dispositivos baseados em tais redes são discutidos em detalhe no capítulo 4.

2.3 Redes em guias dielétricos retangulares

Nesta seção, a teoria apresentada na seção 2.1 é empregada no modelamento de acopladores direcionais dotados de redes de Bragg. Na seção 2.2.1, serão discutidos os acopladores direcionais síncrono e assíncrono. Na seção 2.2.2, será feito o modelamento de acopladores assíncronos dotados de redes e no capítulo 3 serão apresentados dispositivos projetados com base neste formalismo.

2.3.1 O acoplador direcional

Os acopladores direcionais tem diversas aplicações em comunicações ópticas e em óptica integrada [2.15-16]. Simplificadamente podemos definir o acoplador direcional como sendo composto por dois guias de onda dielétricos dispostos proximamente um ao outro, como pode ser visualizado na figura 2.1. Sobre certas condições, a energia óptica incidente em um dos guias pode ser completamente acoplada ao outro guia. Todavia, uma vez que a energia óptica foi transferida para o segundo guia, ela será acoplada novamente ao primeiro e este ciclo se repetirá enquanto o comprimento da estrutura permitir. Entretanto, a transferência completa de energia óptica somente é possível para modos com a mesma velocidade de fase, ou seja, com a mesma constante de propagação.

FIGURA 2.1 - Diagrama esquemático do acoplador direcional.

A total transferência de energia de um guia para o outro ocorrerá a uma distância L do início do acoplador, quando os modos estarão defasados de 180 graus. Esta distância é dada por [2.17] :

$$L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o} \quad (2.38)$$

onde β_e e β_o são as constantes de propagação dos modos simétrico e antissimétrico do acoplador, respectivamente. Estes modos são também conhecidos por supermodos e são calculados considerando-se a estrutura como um todo e não cada um dos guias isoladamente (ver Apêndice 1).

A igualdade entre as constantes de propagação, também conhecida por sincronismo de fase, ocorre naturalmente se os dois guias são idênticos. Neste caso, todos os modos (caso exista mais de um) dos dois guias estarão em sincronismo de fase e serão capazes de acoplar energia óptica em todos os comprimentos de onda. Entretanto, dois guias diferentes podem também conter modos que estejam “acidentalmente” em sincronismo, uma condição permitida apenas para certos comprimentos de onda específicos [2.18].

Acopladores direcionais podem ser construídos de forma que o acoplamento seja realizado através de uma rede de difração. A rede poderá acoplar energia do modo de um guia para um modo distinto em outro guia, com mesma direção de propagação (acoplamento codirecional) ou acoplar energia entre dois modos com direções de propagação opostas (acoplamento contradirecional). Para haver o acoplamento codirecional, o período da rede deverá satisfazer a seguinte condição [2.17]:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_e - \beta_o} \quad (2.39)$$

conhecida por condição de Bragg para acoplamento codirecional. Para que haja o acoplamento contradirecional entre os modos dos guias, a seguinte condição deverá ser satisfeita [2.17] :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_e + \beta_o} \quad (2.40)$$

Somente a energia óptica com comprimento de onda que satisfaça aproximadamente a condição (2.40) será acoplada contradirecionalmente ao guia adjacente. Neste caso será necessário que os guias não estejam em sincronismo para que não haja uma competição entre o acoplamento codirecional “natural” entre os guias e o acoplamento contradirecional, devido à rede.

A descrição do acoplador direcional feita através da teoria dos modos acoplados, requer que os modos sejam ortogonais entre si. Todavia, os modos de dois guias distintos não são ortogonais. Então, para a correta utilização da teoria apresentada, deve-se considerar os modos da estrutura como um todo, os supermodos, que são ortogonais entre si [2.17]. A descrição do método utilizado para o cálculo das constantes de propagação e distribuição de campo transversal dos supermodos é feita no Apêndice 1.

FIGURA 2.2 - Distribuição transversal de campo para o acoplador direcional síncrono com guias idênticos. A linha tracejada é referente ao modo assimétrico, enquanto a linha cheia refere-se ao modo simétrico.

A distribuição de campo óptico transversal dos supermodos de um acoplador direcional síncrono (guias idênticos), calculada através do método descrito no Apêndice 1 pode ser visualizada na figura 2.2, enquanto a figura 2.3 mostra a distribuição de campo dos modos de um acoplador assíncrono (guias diferentes).

FIGURA 2.3 - Distribuição transversal de campo para o acoplador direcional com guias diferentes e assíncrono. A linha tracejada é referente ao modo assimétrico, enquanto a linha cheia refere-se ao modo simétrico.

Os parâmetros usados para o cálculo da distribuição transversal dos campos dos modos TE de mais baixa ordem para o acoplador direcional síncrono, figura 2.2, foram os seguintes : $n_1 = n_3 = n_5 = 3.2$, $n_2 = n_4 = 3.3$, $d_2 = d_4 = 1 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ e $2S_3 = 1 \mu\text{m}$. Para o acoplador direcional com guias assíncronos, figura 2.3, os parâmetros utilizados foram : $n_1 = 1$, $n_3 = n_5 = 3.2$, $n_2 = 3.3$, $n_4 = 3.5$, $d_2 = 1 \mu\text{m}$, $d_4 = 0.3 \mu\text{m}$, $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ e $2S_3 = 1 \mu\text{m}$. Estes parâmetros são os mesmos utilizados em [2.19].

Para analisar a propagação da energia óptica no interior do acoplador, devemos “simular” a excitação de apenas um dos guias. Para isso, podemos superpor os campos simétrico e assimétrico do acoplador de forma que haja uma soma dos campos em um dos guias enquanto exista um cancelamento dos campos no outro.

Posteriormente, essa mesma superposição pode ser analisada em uma distância arbitrária da origem, onde os campos superpostos se propagaram com diferentes velocidades.

FIGURA 2.4 - Os modos da figura 2.2 superpostos de forma a obtermos excitação apenas no guia 2.

A figura 2.4 mostra a superposição dos campos da figura 2.2 de forma a induzir apenas a excitação do guia da esquerda (guia 2), enquanto a figura 2.5 apresenta a mesma superposição calculada na posição $z = L$, sendo $L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}$.

Podemos notar que praticamente toda a energia foi acoplada para o guia da esquerda (guia 1), demonstrando assim a ação do acoplador direcional.

FIGURA 2.5 - Superposição dos campos dos modos apresentados na figura 2.2 na posição $L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}$.

A figura 2.6 representa a excitação do guia da esquerda para o caso do acoplador assíncrono e a figura 2.7, por sua vez, apresenta a mesma superposição calculada na posição $L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}$. Pode-se notar que houve uma transferência insignificante de energia do guia 2 para o guia 1, estando os guias fora de sincronismo. Esta estrutura é adequada, portanto, para uso num acoplador contradirecional com o auxílio de rede de difração, pois não haverá competição entre o acoplamento contradirecional (desejado), devido a rede, e o acoplamento codirecional (indesejado). Na seção seguinte, será aplicado o formalismo apresentado na seção 2.1 para o modelamento de acopladores contradirecionais.

FIGURA 2.6 Superposição dos campos de dois guias assíncronos correspondendo à excitação do guia da esquerda.

FIGURA 2.7 Superposição dos campos da figura 2.3 (guias assíncronos) em

$$L = \frac{\pi}{\beta_e - \beta_o}.$$

2.3.2 Modelamento do acoplador contradirecional com o auxílio de rede

No acoplador direcional empregando rede de Bragg o acoplamento natural (codirecional) é feito mínimo através de uma forte assimetria entre os guias, ou seja, os guias serão acentuadamente desiguais. A rede de difração terá o seu período dado pela equação (2.40) de forma que apenas ocorrerá o acoplamento contradirecional (devido à rede) entre os modos do acoplador. A figura 2.8 mostra um diagrama esquemático do acoplador com rede de Bragg.

FIGURA 2.8 Esquema do acoplador direcional com rede de Bragg posicionada na interface superior do guia 1.

Assim como no modelamento de redes de Bragg em fibras ópticas, a teoria apresentada na seção 2.1 pode ser usada no modelamento do acoplador contradirecional, desde que sejam utilizados os supermodos da estrutura, cujo cálculo das constantes de propagação é apresentado no apêndice 1. Por outro lado, a constante de acoplamento κ , pode ser calculada pela fórmula [2.20] :

$$\kappa = -\frac{\omega \epsilon_0}{4\pi} \cdot (n_1^2 - n_2^2) \int_{x_1}^{x_2} E_1(x) \cdot E_2(x) dx \quad (2.41)$$

onde $E_1(x)$ e $E_2(x)$ são os vetores campo elétrico dos supermodos da estrutura, n_1 e n_2 são os índices de refração das camadas que formam a interface onde se encontra a rede e x_1 e x_2 são as coordenadas que representam o início e o fim da rede.

Com as constantes de propagação e a constante de acoplamento calculadas, pode-se aplicar diretamente a formulação matricial da seção 2.1. Este formalismo será empregado no capítulo 3 para a análise de moduladores, demultiplexadores e multiplexadores ópticos para sistemas de comunicações ópticas do tipo WDM (Wavelength Division Multiplexing).

3 DISPOSITIVOS EM ÓPTICA INTEGRADA

Os recentes avanços em sistemas de comunicação à altas taxas de dados como, por exemplo, enlaces transatlânticos, disseminaram o uso de sistemas de comunicações ópticas multiplexados em comprimento de onda, onde várias portadoras ópticas transmitem diversos canais de comunicação em uma mesma fibra. Essas portadoras estão sendo moduladas à taxas cada vez maiores, sendo comum atualmente, taxas da ordem de 10 Gbits/s. Todavia, os lasers semicondutores não podem ser modulados diretamente a essas altas taxas, devido ao “chirp”, isto é, o desvio no comprimento de onda de emissão devido à mudança no índice de refração que ocorre com a injeção de portadores. O “chirp” reduz drasticamente o produto taxa de dados x comprimento do enlace [3.1].

Para evitar esse problema, utiliza-se, em geral, um dispositivo externo para realizar a modulação desejada. Estes moduladores idealmente deveriam ser integrados em conjunto com o laser, evitando assim problemas de alinhamento e possibilitando uma maior integração e, em consequência, um menor custo para o transmissor final. Na seção 3.1 será proposto um modulador óptico para utilização em sistemas WDM. Também serão discutidas algumas propriedades ópticas do material “bulk” e dos poços quânticos utilizados no modulador proposto. Na seção 3.2 será proposto um multiplexador óptico baseado no cascadeamento da estrutura apresentada na seção 3.1. Finalmente, na seção 3.3 será analisado um demultiplexador óptico com utilização em receptores de sistemas WDM. Na seção 3.4 uma breve conclusão é apresentada. Todos os dispositivos a serem discutidos utilizam redes de Bragg, sendo empregado o formalismo descrito no capítulo 2 para a análise dos mesmos.

3.1 O modulador óptico

O modulador óptico de intensidade pode ser descrito como sendo um dispositivo capaz de alterar a intensidade óptica de uma fonte segundo um sinal elétrico, sinal este que contém a informação que deseja-se transmitir. A figura 3.1 mostra esquematicamente este dispositivo. Com a aplicação de um sinal elétrico digital V_m a intensidade do sinal óptico varia de acordo com o valor aplicado.

FIGURA 3.1 - Diagrama esquemático de um modulador óptico.

Todo dispositivo real apresenta uma perda óptica mesmo para o estado ativo, dito “on”. Esta atenuação é definida como sendo a razão das potências na saída e na entrada do modulador, sendo conhecida como perda intrínseca. Outro parâmetro importante a ser definido é a razão de extinção E.R., que é dada pela razão entre as potências na saída no estado ativo “on” e inativo “off”. Devemos salientar aqui que, idealmente, deseja-se uma total extinção da luz na saída do dispositivo no estado inativo. Todavia, na prática, obtêm-se apenas uma extinção parcial da luz. Este problema aumenta a taxa de erro de bits, BER, limitando o produto taxa de dados por comprimento do enlace [3.2]

3.1.1 O Dispositivo proposto

Como visto na figura 3.2, o modulador é construído à partir de dois guias com diferentes índices de refração e espessura. O acoplamento é obtido através da rede de difração, já que o acoplamento natural (codirecional) entre os modos é feito desprezível com a dissimilaridade entre os guias [3.3]. Sem a região central de defasagem, a luz incidente no guia 1 seria refletida contradirecionalmente para o guia 2. Adicionando-se a região de defasagem o dispositivo passa a funcionar como um ressonador de Fabry-Perot.

FIGURA 3.2 - Corte longitudinal do modulador proposto

Se, através de algum efeito eletroóptico, o comprimento óptico da região central for alterado, o comprimento de onda de ressonância também será alterado. Nesta situação, o comprimento de onda que antes se encontrava no pico de ressonância estará posicionado próximo ao vale da resposta (ver figura 3.3). Nesta nova condição, parte do sinal será acoplada contradirecionalmente ao guia 2 e parte

transmitida pelo guia 1. A razão entre a potência óptica transmitida na condição de ressonância e fora dela, é definida como a razão de extinção do modulador proposto. A mudança desejada no comprimento óptico da região central pode ser obtida através do efeito eletroóptico em poços quânticos. Ou seja, adicionando tais poços em um dos guias e aplicando um campo elétrico sobre ele, pode-se alterar o índice de refração naquela região e assim modificar o comprimento óptico da região central do ressoador.

FIGURA 3.3 - Visualização do efeito da alteração do comprimento óptico da região central.

Para a obtenção do efeito eletroóptico nos poços quânticos, as camadas do dispositivo são dopadas a fim de formar uma estrutura PIN, conforme está esquematizado na figura 3.4.

FIGURA 3.4 - Corte longitudinal do modulador. As regiões em azul são os guias, sendo o guia superior dotado de poços quânticos, representados em vermelho.

Como pode ser observado na figura 3.4, o guia superior, que contém os poços quânticos, é formado por 3 regiões : uma camada inferior tipo n, a camada intermediária, que contém os poços, intrínseca e uma camada superior tipo p.

Alguns efeitos eletroópticos relevantes para a análise do modulador proposto serão discutidos a seguir.

3.1.2 Efeitos físicos de interesse

A concepção de moduladores de intensidade seletivos em comprimento de onda, operando através da alteração do índice de refração na região ativa de um ressonador óptico em configuração de guia de onda, foi introduzida na seção anterior. Para projetar estes dispositivos, as propriedades ópticas e eletroópticas dos semicondutores de interesse devem ser examinadas. Consequentemente, a meta desta seção é revisar as informações disponíveis na literatura sobre as propriedades ópticas e eletroópticas do InGaAsP “bulk” e também de poços quânticos fabricados com esta liga semicondutora. O índice de refração do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ em função da

liga semicondutora. O índice de refração do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ em função da fração molar de As é examinado. O coeficiente de absorção óptica deste material em função da fração molar de As e da concentração de portadores livres é revisto. O índice de refração, o coeficiente de absorção óptica, a eletrorefração e a eletroabsorção de poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados de InGaAs/InP são também examinados.

Propriedades Ópticas do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

O índice de refração e o coeficiente de absorção óptica do semicondutor $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, tipos n e p, são apresentados nesta seção. Estas propriedades são básicas para o projeto dos dispositivos apresentados neste capítulo. O índice de refração é expresso em função da concentração molar “y” de As, enquanto o coeficiente de absorção é expresso em função da concentração de elétrons n e lacunas p para qualquer fração molar “y” de As.

Índice de refração do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

O semicondutor quaternário $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, com y variando de 0 à 1, possibilita a fabricação de diferentes composições da liga. Para que haja casamento entre as constantes de rede da composição e do InP, o qual é o semicondutor utilizado como substrato, a seguinte relação entre “x” e “y” deve ser satisfeita [3.4]:

$$x = \frac{0,1894 y}{0,4184 - 0,013 y}, \quad \text{para } 0 \leq y \leq 1 \quad (3.1)$$

A expressão, baseada em resultados experimentais [3.5], utilizada neste trabalho para o cálculo do índice de refração do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ em 1550 nm é:

$$n = \sqrt{1 + \frac{13,351 - 5,4554 E_p + 1,2332 E_p^2}{1 - \left(\frac{E}{E_p + 2,5048} \right)^2} + \frac{0,714 - 0,3606 E_p}{1 - \left(\frac{E}{E_p + 0,1638} \right)^2}} \quad (3.2)$$

onde a energia da banda proibida, E_p , em função da fração molar “y” de As do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ é dada por [3.6] :

$$E_p = 1,35 - 0,72 y + 0,12 y^2 \text{ eV} \quad (3.3)$$

E a energia do fóton, E, correspondente ao comprimento de onda no espaço livre é :

$$E = \frac{1,2398}{\lambda} \text{ eV} \quad (3.4)$$

A variação do índice de refração do InGaAsP em 1550 nm, em função da fração molar “y” de As é apresentada na figura 3.5.

FIGURA 3.5 - Índice de refração do InGaAsP em função da fração molar 'y' de As em $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

Podemos verificar que o índice de refração da composição cresce com o aumento da fração de As. Em $1,55 \mu\text{m}$ o índice de refração do InP, $y = 0$, é 3,1495 e o valor máximo, 3,67, ocorre para o composto $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,43}\text{As}$, isto é, quando $y = 1$.

Coeficiente de absorção óptica

A absorção óptica é o processo de absorção da energia de um fóton pelo semiconductor. Esta absorção é causada por diversos tipos de transições, entre as quais as transições diretas ou indiretas interbanda, da banda de valência para a banda de condução, a transição intrabanda e a devida aos portadores livres [3.7].

O coeficiente de absorção óptica ou absorção intrínseca do semiconductor $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ do tipo p, α_p , para qualquer uma de suas composições e em função do comprimento de onda é dado por [3.8] :

$$\alpha_p = 4,252 \times 10^{-16} \exp(-3,657 E_p) P \quad (3.4)$$

onde, P é a concentração de lacunas, em cm^{-3} , E_p é a energia do fóton, em eV, e α_p é obtido em cm^{-1} .

O coeficiente de absorção óptica do semiconductor $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ do tipo n, α_N , para qualquer fração molar “y” de As é [3.9]:

$$\alpha_N = 1,834 \times 10^{-18} N \quad (3.5)$$

onde N é a concentração de elétrons, em cm^{-3} , e α_N é obtido em cm^{-1} .

A figura 3.6 mostra os coeficientes de absorção óptica do InGaAsP, tipos p e n, em função da concentração de lacunas e elétrons, em $1,55 \mu\text{m}$.

FIGURA 3.6 - Coeficiente de absorção óptica do InGaAsP tipos P e N em função da concentração de lacunas e elétrons em $1,55 \mu\text{m}$.

Na figura 3.6 verifica-se que o coeficiente de absorção óptica do semiconductor tipo p ou n aumenta com o aumento da concentração de portadores. Além disso, o semiconductor tipo p apresenta maior valor para a absorção intrínseca quando comparado ao semiconductor tipo n. Por exemplo, para uma concentração $P=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\alpha_p = 2,28 \text{ cm}^{-1}$ enquanto para $N=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\alpha_n = 0,18 \text{ cm}^{-1}$.

Propriedades ópticas e eletroópticas de poços quânticos múltiplos

A aplicação de um campo elétrico transversal em estruturas contendo poços quânticos múltiplos altera a absorção óptica e o índice de refração médio do material. Estas alterações são particularmente interessantes para utilização em dispositivos contendo poços quânticos múltiplos acoplados. Neste caso, efeitos excitônicos em tais poços causam uma considerável alteração no índice de refração em baixo campo elétrico, sem, contudo, incorrer em um aumento excessivo no coeficiente de absorção óptica [3.10], diminuindo a perda de inserção do modulador em seu estado “on”.

A estrutura de um poço quântico acoplado é composta em geral por dois poços estreitos separados por uma fina barreira. As funções de onda de elétrons e lacunas são compartilhadas pelos poços adjacentes. Estruturas como poços constituídos com materiais e espessuras idênticas são denominados poços quânticos múltiplos simétricos acoplados (PQMSA). Se os materiais ou as espessuras são diferentes nos referimos a poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados (PQMAA).

Poços quânticos: características e propriedades ópticas

Conforme mencionado acima, poços quânticos assimétricos acoplados apresentam algumas vantagens sobre os desacoplados do ponto de vista de utilização dos seus efeitos eletroópticos. Uma menor perda óptica, uma maior alteração do índice de refração com baixo campo elétrico aplicado e pequena eletroabsorção são

suas principais características quando comparadas aos poços quânticos desacoplados [3.10].

O índice de refração, coeficiente de absorção e efeitos eletrorefrativo e eletroabsorventes em poços quânticos acoplados são discutidos a seguir.

Índice de refração

O valor utilizado para o índice de refração de uma camada contendo poços quânticos múltiplos desacoplados ou acoplados é baseado em uma aproximação para filmes finos dielétricos, sendo dado por [3.11]:

$$n_{\text{PQMD}} = n_{\text{PQMAA}} = \sqrt{\frac{n_w^2 L_w + n_b^2 L_b}{L_w + L_b}} \quad (3.6)$$

onde os índices de refração do poço e da barreira são n_w e n_b , respectivamente. L_w é a espessura do poço quântico e L_b a espessura da barreira.

A estrutura PQMAA utilizada [3.10] é composta pela repetição periódica de uma estrutura básica contendo dois poços quânticos de InGaAs, de espessuras $L_{w1}=30$ Å e $L_{w2}=40$ Å, separado por uma estreita barreira de InP, $L_{b2}=50$ Å e desacoplados do próximo par de poços por uma segunda barreira de InP, $L_{b1}=100$ Å. O comprimento de onda do exciton é $\lambda_{\text{ex}}=1,416$ µm, correspondendo a uma energia de $E_{\text{ex}}=0,8755$ eV. Portanto, em $1,55$ µm, o índice de refração do poço quântico é $n_w=3,4729$. A espessura total dos poços quânticos assimétricos é $L_w=L_{w1}+L_{w2}$ e das barreiras, $L_b=L_{b1}+L_{b2}$. Este valor resulta em um índice de refração de $n_{\text{PQMAA}}=3,2559$. A fração molar equivalente é $y_{\text{PQMAA}}=0,28$ em $\lambda=1,55$ µm. Esta fração molar equivalente, será a fração molar do InGaAsP a ser usado no núcleo do guia de onda do dispositivo que contém os poços.

Eletrorefração em poços quânticos

O cálculo do campo elétrico obtido nos poços a partir da tensão reversa aplicada na estrutura PIN formada pode ser encontrado em [3.12].

A alteração do índice de refração é máxima quando o campo elétrico é tal que as funções de onda do par elétron-lacuna estão acoplados, isto é, quando ocorre a formação do éxciton. Esta variação de índice de refração em função do campo elétrico aplicado (eletrorefração) para $\lambda=1,545$, $1,55$ e $1,555 \mu\text{m}$ é apresentada na figura 3.7 [3.10].

FIGURA 3.7 - Variação do índice de refração do PQMAA em função do campo elétrico aplicado e comprimento de onda. Linha cheia: $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, pontilhada: $\lambda=1,555 \mu\text{m}$ e tracejada: $\lambda=1,545 \mu\text{m}$.

Verifica-se, na figura 3.7, que, para um campo elétrico de aproximadamente 35 kV/cm , a variação do índice de refração, Δn , é máxima e, aproximadamente, igual

a $-7,5 \times 10^{-3}$. Portanto, os dispositivos terão tensões de operação calculadas para se obter um campo elétrico de ~ 35 kV/cm, onde a eletrorefração é maximizada.

A equação (3.7), válida para $0 \leq E_a \leq 35$ kV/cm no comprimento de onda de operação de $\lambda = 1,55$ μm , representa a variação do índice de refração do PQMAA em função do campo elétrico, mostrada na figura 3.7.

$$\Delta n(1,55) = -\frac{0,253}{26,434 \sqrt{\pi/2}} \exp \left[-\frac{2(E_a - 35,696)^2}{26,434^2} \right] + 2,0018 \times 10^{-4} \quad (3.7)$$

onde E_a é dado em kV/cm.

Absorção óptica intrínseca

A absorção óptica intrínseca dos poços quânticos, α_w , presentes nos PQMAA é mostrado na figura 3.8, em função da diferença entre a energia do fóton e da energia do exciton (ΔE). Os símbolos quadrados representam os valores obtidos de [3.10].

FIGURA 3.8 - Absorção óptica dos poços quânticos presentes nos PQMAA em função de ΔE . Símbolos quadrados obtidos de [3.10].

Na figura 3.8, verifica-se o decréscimo da absorção intrínseca com o aumento da diferença de energia ΔE . Em $1,55 \mu\text{m}$ ($\Delta E=75,69 \text{ meV}$), a absorção intrínseca nos poços quânticos é $\alpha_w = 4,2 \text{ cm}^{-1}$.

A equação (3.8) representa a dependência da absorção óptica presente nos poços quânticos assimétricos acoplados em função da variação de energia ΔE :

$$\alpha_w = 7548 \exp\left(-\frac{\Delta E}{10,1}\right) \quad (3.8)$$

onde ΔE é dado em meV e α_w em cm^{-1} . A absorção nas barreiras é estimada como sendo a mesma dos poços quânticos múltiplos desacoplados, $\alpha_b = 1,834 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ [3.9].

Eletroabsorção

A presença de um campo elétrico induz um acréscimo no coeficiente de absorção dos PQMAA. A eletroabsorção nos PQMAA, em função do comprimento de onda e do campo elétrico aplicado, é mostrado na figura 3.9 [3.10]:

FIGURA 3.9 - Eletroabsorção nos PQMAA em função do campo elétrico e comprimento de onda. Linha cheia: $\lambda=1,545 \mu\text{m}$, tracejada: $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ e pontilhada: $\lambda=1,555 \mu\text{m}$ [3.10].

Verifica-se um aumento da eletroabsorção com o campo elétrico aplicado e uma menor eletroabsorção para comprimentos de onda mais longos. Para um campo elétrico de 35 kV/cm, a eletroabsorção nos PQMAA em $1,545 \mu\text{m}$ é $2,06 \text{ cm}^{-1}$, em $1,55 \mu\text{m}$ é $1,205 \text{ cm}^{-1}$ e em $1,555 \mu\text{m}$ vale $0,96 \text{ cm}^{-1}$.

A equação (3.9) representa a variação da eletroabsorção em função do campo elétrico aplicado e a tabela 3.1 mostra a constante C_2 utilizada na equação para cinco

valores diferentes de comprimentos de onda . O campo E_a está em kV/cm e $\Delta\alpha$ em cm^{-1} .

$$\Delta\alpha = \frac{C_2}{1 + \exp\left(\frac{36,6 - E_a}{3,54}\right)} \quad (3.9)$$

$\lambda (\mu\text{m})$	C_2
1,54	5,49
1,545	5,295
1,55	3,1
1,555	2,465
1,56	1,83

TABELA 3.1 - Constante C_2 para cinco comprimentos de onda.

Em resumo, nesta seção foram apresentadas e discutidas as propriedades ópticas do InGaAsP “bulk”, como índice de refração e coeficiente de absorção óptica. Foram apresentadas, também, as propriedades ópticas e eletroópticas dos poços quânticos múltiplos acoplados, tais como índice de refração, coeficiente de absorção óptica, eletrorefração e eletroabsorção.

O índice de refração, em função da fração molar ‘y’ de As, e o coeficiente de absorção óptica, em função da concentração de portadores do InGaAsP “bulk” tipo n e p, foram apresentados. Verificou-se que o índice de refração deste material aumenta com o aumento da fração molar de As. O coeficiente de absorção óptica deste semiconductor aumenta com a concentração de portadores. Para uma concentração de portadores constante, o material tipo p apresenta uma absorção muito mais alta que aquela correspondente ao tipo n.

As mais relevantes propriedades ópticas e eletroópticas dos poços quânticos múltiplos acoplados, tais como índice de refração, coeficiente de absorção óptica, eletrorefração e eletroabsorção, foram apresentadas. Estas propriedades serão utilizadas no projeto e otimização dos dispositivos apresentados neste capítulo.

3.1.3 Projeto do modulador

Nesta seção a performance do modulador proposto na seção 3.1.1 será analisada através do modelamento apresentado no capítulo 2. As propriedades ópticas discutidas na seção 3.1.2 serão utilizadas nesta análise. Na otimização do dispositivo, adotou-se como metas de desempenho a obtenção de um valor menor do que 3dB para a perda de inserção e um valor de cerca de 20dB para a razão de extinção.

As dimensões físicas do acoplador direcional influem drasticamente na performance do modulador. Especificamente, a separação entre os guias, por exemplo, afeta de forma acentuada o coeficiente de acoplamento k e também a distribuição de campo transversal dos modos na estrutura. Da mesma forma, os índices de refração e os níveis de dopagem dos materiais que formam a estrutura afetam sobremaneira a perda de inserção, a tensão de modulação e a largura de banda do sinal de modulação. Uma vez que existe um número acentuado de parâmetros físicos de ajuste, partir-se-á de uma estrutura com valores fixos para os índices de refração das camadas e dimensões dos guias. A partir desta estrutura básica estudaremos a influência de outros parâmetros na resposta do dispositivo. Deve-se salientar que a estrutura foi escolhida após efetuado um estudo visando obter-se uma estrutura capaz de alcançar as metas de desempenho discutidas acima. Todavia, é possível a existência de estruturas alternativas capazes de proporcionar valores idênticos ou mesmo superiores aos obtidos com o dispositivo proposto.

Inicialmente, analisando-se os modos da estrutura de 5 camadas na qual baseia-se o dispositivo e aplicando as condições de contorno em cada interface (Ver apêndice 1), chega-se a um sistema de 8 equações a 8 incógnitas, que resolvido numericamente, nos dará a constante de propagação para os modos simétrico e

assimétrico (β_s e β_a). A distribuição de campo elétrico óptico dentro da estrutura pode ser vista na figura 3.10. Uma vez que o acoplamento entre os modos é proporcional à intensidade de campo dos mesmos na região da rede (ver equação 2.37), as dimensões da estrutura têm um papel importante na obtenção da resposta do dispositivo projeto do dispositivo. Pode-se observar na figura 3.10 que a intensidade de campo dos dois modos é grande na região que se localiza a rede, para esta estrutura específica.

FIGURA 3.10 - Distribuição do campo elétrico óptico para os modos simétrico e assimétrico.

De posse das constantes de propagação dos modos da estrutura, a perda total para cada modo pode ser calculada através dos coeficientes de absorção dos materiais, discutidos na seção 3.1.2, e levando-se em conta o fator de confinamento em cada camada do dispositivo, segundo [3.13] :

$$\alpha'_S = \Gamma_{s1} \cdot \alpha_1 + \Gamma_{s2} \cdot \alpha_2 + \Gamma_{s3} \cdot \alpha_3 + \Gamma_{s4} \cdot \alpha_4 + \Gamma_{s5} \cdot \alpha_5 \quad (3.10)$$

$$\alpha'_A = \Gamma_{a1} \cdot \alpha_1 + \Gamma_{a2} \cdot \alpha_2 + \Gamma_{a2} \cdot \alpha_3 + \Gamma_{a2} \cdot \alpha_4 + \Gamma_{a2} \cdot \alpha_5$$

onde Γ_{sn} e Γ_{an} são os fatores de confinamento do modo simétrico e assimétrico, respectivamente, considerados na camada de índice n e os coeficientes α_n representam as perdas devido à absorção óptica presente nos diferentes materiais de cada camada. O fator de confinamento, definido como a razão da intensidade óptica em cada camada do guia de onda óptico do dispositivo pela intensidade óptica total, é dado por:

$$\Gamma_i = \frac{\int_{x_i}^{x_j} E_{yi}^2 dx}{\sum_{i=1}^{nc} \int_{x_i}^{x_j} E_{yi}^2 dx} \quad (3.11)$$

onde n_c representa o número de camadas i que constituem o guia de onda óptico e a espessura da camada por x_i e x_j . Para a camada contendo poços quânticos múltiplos, o fator de confinamento é:

$$\Gamma_w = \frac{\sum_{w=1}^{N_p} \int_{-w_i}^{-b_j} E_{y2}^2 dx}{\sum_{i=1}^{nc} \int_{x_i}^{x_j} E_{yi}^2 dx} \quad (3.12)$$

$$\Gamma_b = \frac{\sum_{b=1}^{N_p} \int_{-b_i}^{-w_j} E_{y2}^2 dx}{\sum_{i=1}^n \int_{x_i}^{x_j} E_{yi}^2 dx} \quad (3.13)$$

onde o numerador da razão é a soma da intensidade óptica em cada poço ou barreira de cada período N_p de poços quânticos. O poço é representado por w , a barreira por b , e seus limites por (w_i, b_j) e (b_i, w_j) , respectivamente.

As constantes de propagação complexas de cada modo são então computadas com parte real (β_s e β_a) e parte imaginária ($\alpha'_s/2$ e $\alpha'_a/2$), sendo escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\gamma_s &= \beta_s + i \cdot \alpha'_s/2 \\ \gamma_a &= \beta_a + i \cdot \alpha'_a/2\end{aligned}\tag{3.14}$$

Por outro lado, para acoplamento contradirecional, o período da rede é determinado por:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta_s + \beta_a}\tag{3.15}$$

e o fator de acoplamento causado pela rede pode ser computado através da equação (2.41). Pode-se então calcular os coeficientes de transmissão e reflexão ópticos segundo as equações (2.29) e (2.30). Como o princípio de funcionamento do modulador consiste no deslocamento do pico de transmissão do ressonador de Fabry-Perot, deve-se então calcular o efeito da aplicação da tensão na resposta óptica do dispositivo. Para isso, é necessário computar a variação causada na constante de propagação dos modos na região central com a aplicação da tensão de modulação. Esta variação é dada por [3.14]:

$$\Delta\beta_{s,a} = k_0 \cdot \Gamma_{s,a} \cdot \left(\frac{-0.253}{26.4336 \cdot \sqrt{\pi/2}} \right) \cdot \exp\left(\frac{-2 \cdot (E - 35.6957)^2}{26.4336^2} \right) + 2 \cdot 10^{-4}\tag{3.16}$$

Onde E é o campo elétrico aplicado sobre os poços. Observa-se que, para estimar a variação da constante de propagação $\Delta\beta_{s,a}$, necessita-se calcular o fator de confinamento de cada modo nos poços quânticos do dispositivo. Finalmente, a variação no comprimento óptico da região central (região sem rede) pode ser calculada da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\theta_a &= (\beta_{ap} - \beta_a + \Delta\beta_a).L_p + j.\alpha_{ap}.L_p \\ \theta_s &= (\beta_{sp} - \beta_s + \Delta\beta_s).L_p + j.\alpha_{sp}.L_p\end{aligned}\quad (3.17)$$

onde L_p é o comprimento da região central, β_{sp} e β_{ap} são as constantes de propagação dos modos simétrico e assimétrico na região central.

É necessário mencionar que a largura de banda elétrica do modulador será limitada pela capacitância associada à região ativa da estrutura. Esta capacitância é simplesmente a capacitância de depleção, C , de um diodo PIN, a qual, supondo uma largura S para o dispositivo, pode ser calculada conforme:

$$C = (\varepsilon_i * S) / w \quad (3.18)$$

onde ε_i é a permissividade da região intrínseca, e a distância w é dada por:

$$w = a + X_n + X_p \quad (3.19)$$

sendo X_n e X_p a largura das regiões depletadas nos lados p e n e a é a largura da região intrínseca.

A frequência de corte será então:

$$F_c = \frac{1}{2.\pi.R.C} \quad (3.20)$$

onde R é a impedância característica do sistema, sendo adotado o valor de 50Ω nas simulações.

Utilizando o equacionamento apresentado acima, foi elaborado um programa de computador capaz de avaliar figuras de mérito como a razão de extinção (razão entre as potências de saída sem e com sinal aplicado), a perda de inserção (i.e, a perda intrínseca ao dispositivo) e a largura de banda. Diversas geometrias foram testadas a fim de analisar os compromissos em questão. Uma das possíveis geometrias, que

revela um desempenho satisfatório tem vinte períodos de poços quânticos, profundidade da região ativa $t = 0.2 \mu\text{m}$, período da rede $\Lambda = 0.2415 \mu\text{m}$ e constante de acoplamento $K = 57.7 \text{ cm}^{-1}$. A resposta do modulador sem tensão aplicada e com um sinal de modulação de apenas 1.67 V pode ser vista na figura 3.11.

FIGURA 3.11 - Espectro da potência transmitida com e sem tensão de modulação.

Pode-se observar que, sem tensão aplicada, o sinal no comprimento de onda de pico é transmitido pelo dispositivo com uma atenuação de aproximadamente 3 dB, enquanto que, com sinal aplicado, ele sofre uma atenuação de cerca de 23 dB, resultando numa razão de extinção de 20 dB. A largura da faixa óptica de atuação do dispositivo é limitada à 30 Å, o que é desejável para sistemas WDM de alta densidade, onde são transmitidas várias portadoras numa pequena janela do espectro óptico. Nesta simulação o parâmetro Kl_g foi adotado como sendo 1.55, resultando num comprimento do refletor $L_g = 268 \mu\text{m}$. O comprimento da região ativa calculado foi $L_a = 96 \mu\text{m}$.

Alguns dos compromissos de projeto serão discutidos a seguir. Por exemplo, a figura 3.12 mostra a variação do fator de confinamento do modo simétrico com o número de períodos de poços. Este fator atinge 9.3% para uma estrutura com vinte períodos.

FIGURA 3.12 - Fator de confinamento para o modo simétrico em função do número de períodos de poços quânticos.

A largura de banda, a razão de extinção, e a tensão aplicada são mostrados na figura 3.13 em função do número de períodos de poços e barreiras. Para esta simulação, a largura do guia foi adotada como sendo $2\text{ }\mu\text{m}$, a profundidade da região ativa $t = 0.3\text{ }\mu\text{m}$, e $K_{lg} = 1.65$.

FIGURA 3.13 - Largura de banda, razão de extinção e tensão aplicada em função do número de períodos de poços e barreiras.

Na figura 3.13, observa-se que com o aumento do número de poços, a largura de banda, a razão de extinção, e a tensão de modulação aumentam. Uma largura de banda de 111 GHz é prevista para vinte períodos. Devemos salientar que o modelo utilizado para este cálculo é um modelo simplificado, onde foram desprezados efeitos parasitas e de encapsulamento sendo portanto esperado um resultado prático significativamente abaixo do calculado.

A razão de extinção e a largura de banda como função da profundidade da região ativa podem ser visualizadas na figura 3.14. Podemos observar que uma alta razão de extinção pode ser conseguida às custas de uma menor largura de banda com a diminuição da profundidade da região ativa.

FIGURA 3.14 - Razão de extinção e largura de banda em função da profundidade da região ativa (t).

3.2 O Multiplexador

No modulador apresentado na seção anterior, a entrada e a saída estão fisicamente separadas, possibilitando sua construção em tandem, ou seja, atuando em série, de modo a constituir um multiplexador óptico, conforme mostra a figura 3.15. A resposta do dispositivo foi calculada considerando a resposta de cada seção individualmente e computando a resposta total através do formalismo da matriz de transferência proposto por Agrawal [3.14]

FIGURA 3.15 - Vista superior do Multiplexador óptico.

A figura 3.16 mostra o corte longitudinal de uma seção do dispositivo.

FIGURA 3.16 - Corte longitudinal do modulador utilizado para a formação do multiplexador óptico.

A portadora óptica proveniente do laser é acoplada ao guia superior através de um espelho a 45 graus. Sem tensão aplicada, o dispositivo se comportará como um ressonador e a luz será transmitida podendo, através de um outro espelho, ser acoplada a um fotodetector para fins de controle ou monitoramento. A figura 3.17 mostra a resposta do dispositivo para os comprimentos de onda de operação dos moduladores, que são 1.5484, 1.55 e 1.5516 μm . Com a aplicação de uma tensão adequada ao modulador, ocorrerá uma mudança no índice de refração nos poços quânticos do guia 2, resultando numa mudança de fase nesta região e a portadora óptica será acoplada ao guia inferior (figura 3.16b). Como o dispositivo é seletivo em comprimento de onda, a portadora óptica do primeiro modulador sofrerá pouca interferência dos moduladores seguintes.

FIGURA 3.17 a) Resposta do multiplexador sem tensão aplicada b) resposta com 1.67V aplicado aos três moduladores.

Como pode ser visto na figura 3.17, uma perda óptica de apenas 2.12 dB, no pior caso, e uma razão de extinção de 17.26 dB pode ser obtida. No cálculo do

espectro de transmissão, foram utilizados os seguintes parâmetros: coeficiente de acoplamento $K = 60 \text{ cm}^{-1}$, parâmetro $KL_g = 1.5$ e profundidade da região ativa de $0.2 \mu\text{m}$. O comprimento de cada modulador (L_g) é de $550 \mu\text{m}$, com um comprimento da região ativa de $247.5 \mu\text{m}$ e $55 \mu\text{m}$, respectivamente. O comprimento dos três moduladores em tandem é de $1650 \mu\text{m}$. A perda de inserção e largura de banda em função da profundidade da região ativa para $KL_g = 1.5$ são mostrados na figura 3.18. Ambos os parâmetros apresentam uma acentuada dependência com a profundidade da região ativa. Dispositivos com baixas perdas de inserção podem ser conseguidos com uma pequena profundidade em detrimento da largura de banda. Por outro lado, dispositivos com altas larguras de banda podem ser conseguidos com uma moderada perda de inserção. A razão de extinção decresce apenas 1.0 dB para dispositivos com alta largura de banda.

FIGURA 3.18 - Largura de banda e Perda de inserção em função da profundidade da região ativa.

3.3 O Demultiplexador

Demultiplexadores ópticos são elementos-chave em sistemas de comunicações ópticas devido à necessidade de separação das portadoras ópticas para posterior demodulação do sinal. Um corte longitudinal de uma seção da estrutura proposta é mostrado na figura 3.19, onde d_1 e d_2 representam os diâmetros do núcleo dos guias 1 e 2, respectivamente, s é a separação entre os guias, h é a profundidade da rede e Λ é o período da rede.

FIGURA 3.19 - Corte longitudinal de uma seção do demultiplexador.

O princípio de funcionamento é o seguinte : a luz incidente no guia 1 é acoplada contradirecionalmente no guia 2 através da reflexão na rede. O período da rede em cada seção é escolhido de forma que a condição de Bragg seja satisfeita somente para um comprimento de onda. A portadora óptica selecionada, isto é, acoplada ao guia 2, é então refletida através de um espelho a 45 graus fabricado na saída do guia 2, e guiada a um fotodetector. As outras portadoras cujos comprimentos de onda não satisfazem a relação de Bragg, passarão pelo primeiro guia sofrendo pouca interferência da rede. Como o fotodetector está posicionado relativamente longe do guia de onda do filtro, espera-se uma baixa superposição do campo das portadoras

não selecionadas no fotodetector. Isto reduz a interferência entre os canais adjacentes, que ocorreria com a presença indesejada destes campos no fotodetector. Uma vista superior da estrutura completa é mostrada na figura 3.20.

FIGURA 3.20 - Vista superior da estrutura completa.

A resposta do demultiplexador pode ser expressa pelo coeficiente de reflexão das seções. A resposta espectral de cada uma das saídas das três seções é calculada a partir da matriz de transmissão e computando-se o coeficiente de reflexão para cada saída. As matrizes utilizadas são :

Na primeira seção :

$$\begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M1_{11} & M1_{12} \\ M1_{21} & M1_{22} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

Na segunda seção :

$$\begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M1_{11} & M1_{12} \\ M1_{21} & M1_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M2_{11} & M2_{12} \\ M2_{21} & M2_{22} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

$$\begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M1_{11} & M1_{12} \\ M1_{21} & M1_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M2_{11} & M2_{12} \\ M2_{21} & M2_{22} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Na terceira seção :

$$\begin{pmatrix} Meq_{11} & Meq_{12} \\ Meq_{21} & Meq_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M1_{11} & M1_{12} \\ M1_{21} & M1_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M2_{11} & M2_{12} \\ M2_{21} & M2_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M3_{11} & M3_{12} \\ M3_{21} & M3_{22} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

e o coeficiente de reflexão, para os três casos, é calculado segundo:

$$R = \left| \frac{B_{in}}{A_{in}} \right|^2 = \left| \frac{Meq_{21}}{Meq_{22}} \right|^2 \quad (3.24)$$

Notemos que a portadora óptica correspondente ao segundo filtro passa primeiramente pelo primeiro filtro, sofrendo uma interferência devido à resposta não ideal do mesmo. A terceira portadora óptica também sofrerá interferência da primeira e da segunda seção. Estas interações podem resultar em um maior “diafonia” (“cross-talk”), provocando também uma excessiva não linearidade na resposta do filtro. As respostas espectrais das três saídas, calculadas utilizando as equações descritas acima, são apresentadas na figura 3.21. A linha cheia representa a resposta do primeiro filtro, enquanto a linha com traços longos representa a resposta do segundo filtro e a linha com traços curtos refere-se à resposta do terceiro filtro. As portadoras ópticas foram tomadas como apresentando um espaçamento de $16\text{\AA}$ (equivalente a 200GHz em $1.55\mu\text{m}$). Os índices de refração e as perdas ópticas de cada camada foram calculados utilizando as propriedades discutidas na seção 3.1.2.

FIGURA 3.21 - Resposta do demultiplexador. A linha cheia refere-se à primeira seção. A linha com traços longos refere-se à segunda seção e a linha com traços curtos refere-se à última seção.

As dimensões e os respectivos índices de refração de cada camada são dados pela tabela 3.2.

Camada	Índice de refração	Espessura da camada (μm)
n1	3.1495	semi-infinita
n2	3.17	$d_2 = 0.9$
n3	3.1495	$2S = 0.8$
n4	3.2572	$d_1 = 0.85$
n5	3.1495	semi-infinita

TABELA 3.2 - Dimensões e índice de refração de cada camada da estrutura.

Um estudo foi realizado a fim de analisar como os principais parâmetros do filtro interferem na resposta final do demultiplexador. Alguns dos resultados são discutidos a seguir. As figuras 3.22, 3.23 e 3.24 mostram a variação de alguns parâmetros em função do parâmetro κL , que é o produto do coeficiente de acoplamento pelo comprimento da seção. Em geral, um aumento no comprimento do filtro resultará num “crosstalk” menor, numa banda passante mais estreita, mas uma maior perda óptica.

FIGURA 3.22 - Largura da banda passante do filtro em função do parâmetro κL .

A figura 3.22 mostra a variação da banda passante do filtro, medida entre os pontos de -1 dB óptico de atenuação. Nota-se que, quanto maior a constante de acoplamento, maior é a largura de passagem do filtro. Porém, como pode ser observado na figura 3.23, maior será também o “crosstalk”. Isto pode ser entendido pelo fato de que, quanto maior a largura de banda óptica do filtro, maior será a

presença dos lobos laterais de cada filtro, na região espectral das portadoras adjacentes.

FIGURA 3.23 – “Crosstalk” em função do parâmetro κL .

Finalmente, a figura 3.24 mostra a relação da perda óptica da estrutura, dada pelo pior caso, isto é a perda óptica apresentada no terceiro filtro, em função do parâmetro κL . Como esperado, quanto maior a constante de acoplamento, maior será a perda óptica da terceira seção, pois foi maior a interação indesejada da terceira portadora óptica nos dois primeiros filtros.

FIGURA 3.24 - Perda de inserção em função do parâmetro κL .

Em resumo, neste capítulo foram propostos um modulador, um multiplexador e um demultiplexador óptico com aplicação em sistemas WDM. Estes dispositivos foram analisados com base na teoria de modos acoplados utilizando um formalismo matricial. Alguns dos principais compromissos de projeto foram apresentados e discutidos.

4. DISPOSITIVOS EM FIBRA ÓPTICA

Neste capítulo são apresentados os resultados da análise teórica de dois dispositivos utilizando redes de Bragg em fibra óptica. Ambos os dispositivos, a saber, um filtro óptico e um sensor de temperatura, são propostos e analisados através da teoria de modos acoplados aplicada em sua forma matricial.

4.1 O Filtro óptico

Filtros ópticos são elementos chave em sistemas de comunicações ópticas multiplexados em comprimento de onda (WDM). Uma das possíveis configurações para tais filtros, proposta por Zengerle and Leminger [4.1], emprega redes de Bragg com múltiplas regiões de defasagem inscritas em fibras ópticas. A utilização de mais de uma região de defasagem tem por propriedade o aumento da largura de banda óptica de passagem do filtro. Bakhti and Sansonetti [4.2], fabricaram esta estrutura utilizando fibras ópticas com redes de Bragg inscritas através do método da máscara. Os resultados práticos foram bastante próximos ao obtido através do modelamento matricial proposto em [4.3].

Nesta seção a análise de tais filtros é revisitada, uma vez que dispositivo proposto é formado pelo cascadeamento deste tipo de estrutura. Esta análise difere da feita em [4.3] quanto ao método de otimização de desempenho. Objetiva-se aqui a obtenção de uma estrutura simples que satisfaça parâmetros básicos para aplicabilidade em sistemas WDM. Tais parâmetros serão discutidos na seção 4.2.1. Uma das possíveis utilizações deste dispositivo seria como filtro para rejeição do

ruído devido à emissão espontânea em amplificadores ópticos, conhecido também por ASE (“Amplified Spontaneous Emission”). Os resultados do estudo descrito neste capítulo foram apresentados em [4.4].

4.1.1 Funcionamento do dispositivo

A figura 4.1 mostra redes de Bragg com várias regiões de defasagem. A inserção de uma região de defasagem causa uma “abertura” na banda de rejeição da estrutura enquanto o acréscimo de mais regiões de defasagem tem a propriedade de aumentar a largura desta banda, conforme foi proposto originalmente por Zengerle and Leminger [4.1]. Todavia, é necessário um cuidadoso posicionamento destas regiões para que a resposta óptica da região de passagem do filtro não fique prejudicada pelo aparecimento de ondulações indesejadas. Para exemplificar o efeito do acréscimo das regiões de defasagem na resposta do filtro, foram calculadas as respostas de três filtros com 2, 3 e 4 regiões de defasagem. Estas regiões foram posicionadas de modo a obtermos uma baixa ondulação na região de passagem do filtro. A figura 4.2 mostra estes resultados.

FIGURA 4.1 - Estrutura básica do filtro óptico composto por 2, 3 e 4 regiões de defasagem entre seções de rede de Bragg com período Λ e constante de acoplamento K .

FIGURA 4.2 - Resposta espectral típica de filtros com 1, 2 e 3 regiões de defasagem.

Pode-se notar o aumento significativo da largura de banda óptica que ocorre com o acréscimo das regiões de defasagem. Um filtro para eliminar o ruído ASE de um sistema WDM deve permitir a passagem das portadoras sem que haja perda de informação. O filtro deve, portanto, ter uma banda de passagem óptica adequada à frequência das portadoras dos sinais de informação e do tipo de modulação e codificação utilizados. Além disso, deve ter uma alta rejeição para os comprimentos de onda entre as referidas portadoras, onde o ruído ASE predomina. Um filtro com estas características pode ser construído a partir do cascadeamento de várias estruturas como a discutida acima, cada qual com sua banda de passagem centrada em uma das portadoras do sistema, conforme esquematizado na figura 4.3.

FIGURA 4.3 - Esquema de disposição das seções do filtro com 2,3 e 4 regiões de defasagem.

A figura 4.4 mostra a resposta óptica para este tipo de configuração. Nota-se que a interferência causada pela presença das seções adjacentes se manifesta através de uma acentuada ondulação na resposta do filtro. Podemos definir dois parâmetros importantes para a otimização do dispositivo. A razão de extinção (E.R.), que é a medida da menor atenuação óptica nas regiões entre as portadoras e a largura de banda óptica (L.B.), que é a medida da faixa de passagem entre os pontos de -1.5 dB da resposta óptica, correspondendo aos pontos de meia potência (-3 dB) elétrica [4.5].

FIGURA 4.4 - Espectro de transmissão do filtro proposto. L.B. representa a largura de banda óptica do filtro e E.R. a razão de extinção para o ruído interferente. Os parâmetros utilizados na simulação são descritos na seção 4.1.3.

4.1.2 Resultados teóricos

Para calcular a resposta espectral do filtro, foi utilizado o método da matriz de transmissão descrito na seção 2.1, método este também utilizado em [4.2]. Os comprimentos das redes em cada seção foram escolhidos de forma que os filtros apresentassem uma resposta plana na região de passagem [4.1,4.2]. Para $N = 2$ e $N = 3$, $L_1 = 2L_2$ e para $N = 4$, $L_1 = 2L_2 = 4L_3$ (vide figura 4.1).

Os sistemas de comunicação óptica do tipo WDM utilizam espaçamentos entre portadoras padronizados em 200 GHz e 100 GHz (1.6 e 0.8 nm, respectivamente, na região de 1.55 μm). Taxas de transmissão da ordem de 10 Gbits/s são usuais para sistemas com modulação externa, sendo portanto desejável que os filtros tenham uma largura de banda de pelo menos 5 GHz para um sistema com codificação NRZ [4.5]. No entanto, com modulação direta, uma taxa de bits de 2

Gbits/s pode ocupar uma faixa de até 25 GHz, devido ao fenômeno “chirping” [4.6]. Foi então efetuada uma otimização sistemática dos parâmetros de ajuste através do método da tentativa e erro para que o filtro pudesse cumprir estes requisitos quanto à banda passante. Os principais parâmetros de ajuste da estrutura são a profundidade da rede, *i.e.*, a modulação do índice de refração, o comprimento total de cada seção do filtro, e o número de regiões de defasagem. O posicionamento das regiões de defasagem foi fixado com a finalidade de se obter uma ondulação mínima na região de passagem do filtro. A tabela 4.1 mostra alguns dos compromissos de otimização.

	Razão de Extinção	Largura de banda óptica	Ondulação
Número de seções	Independente	Aumenta	Aumenta
Profundidade da rede	Aumenta	Diminui	Independente
Comprimento das seções	Aumenta	Diminui	Independente

TABELA 4.1 - Compromissos existentes entre os principais parâmetros do filtro.

A otimização dos parâmetros de ajuste, levando-se em conta os compromissos apresentados na tabela 3.1 e objetivando sua utilização em sistemas WDM usuais resultaram nas estruturas apresentadas a seguir.

4.1.3 O filtro para sistemas com 200 GHz de separação entre portadoras

Nestas simulações, foram utilizados parâmetros de fibras convencionais, que podem ser tratadas em atmosfera de Hidrogênio à alta temperatura e pressão para a obtenção de redes de Bragg com variações do índice de refração de até $6 \cdot 10^{-3}$ [4.7].

Os principais parâmetros de simulação são citados a seguir:

- Diâmetro da fibra : 2.2 μm
- Índice de refração no núcleo : 1.46
- Índice de refração na casca : 1.44
- Número de regiões de defasagem : 3
- Comprimento das redes : $L1 = 1.06 \text{ mm}$ e $L2 = 0.53 \text{ mm}$
- Período da rede de cada seção : 5361, 5367 e 5373 $\text{\AA}$

O espectro de transmissão obtido para um filtro composto de três seções é mostrado na figura 4.5. Deve-se salientar que seções adicionais podem ser acrescentadas à estrutura sem modificação dos parâmetros otimizados. Foi analisado o caso com apenas três seções devido ao alto consumo de tempo de computação empregado na otimização dos parâmetros.

FIGURA 4.5 - Espectro de transmissão do filtro com $N = 3$.

Como pode ser observado na figura 4.5, o espectro de transmissão mostra uma ampla e plana resposta de transmissão. Todavia, a rejeição para sinais espúrios, fora da banda passante, é baixa. Este problema pode ser contornado através do

acrécimo de duas redes com comprimentos de onda de rejeição centrados em +100 GHz e -100 GHz. Especificamente, duas seções de rede com períodos de 5365 e 5370 Å foram acrescentadas à estrutura e a resposta espectral do filtro com estas redes adicionais pode ser visualizada na figura 4.6. Com estas redes, a rejeição subiu para 20 dB. No entanto, nota-se que a ondulação na reposta da região de passagem aumentou devido à interferência indesejada das redes adicionais nos comprimentos de onda de passagem. A figura 4.7 mostra um detalhe da região de passagem do filtro. Observa-se que uma largura de banda óptica de 25 GHz ainda pode ser obtida, para uma ondulação máxima de 0.9 dB.

FIGURA 4.6 - Resposta espectral do filtro acrescido de duas redes extras a fim de eliminar sinais interferentes espaçados de 100 GHz das portadoras.

FIGURA 4.7 - Detalhe da banda passante central da resposta do filtro.

4.1.4 O filtro para sistemas WDM com portadoras espaçadas de 100 GHz

Os sistemas atuais de comunicações ópticas do tipo DWDM (Dense-Wavelength Division Multiplexing) utilizam um espaçamento entre canais padronizado em 100 GHz. O filtro proposto foi então analisado utilizando este espaçamento e verificou-se não ser necessário o acréscimo das redes auxiliares para a obtenção de uma resposta adequada nesta nova condição. A resposta final da estrutura pode ser visualizada na figura 4.8.

FIGURA 4.8 - Resposta espectral do filtro com espaçamento entre portadoras de 100 GHz.

Nota-se que os sinais espúrios (ruído) presentes na região entre as portadoras são atenuados cerca de 20 dB, o que torna dispensável a utilização das redes adicionais. A figura 4.9 mostra um detalhe do pico central de transmissão para uma melhor visualização da banda passante do dispositivo. Através da figura, observa-se uma largura de banda de meia potência por volta de 10 GHz.

FIGURA 4.9 - Detalhe da resposta mostrada na figura 4.8.

A característica peculiar deste tipo de filtro, onde é possível obter uma largura de banda óptica de vários angstroms com uma baixa ondulação, pode ser utilizada em dispositivos sensores de temperatura. Esta aplicação é discutida na seção seguinte.

4.2 O sensor de temperatura

Refletores de Bragg fabricados em fibras ópticas tem sido amplamente utilizados como sensores nos últimos anos [4.8]. Além das vantagens comumente atribuídas às fibras ópticas, como a imunidade à interferências eletromagnéticas, tamanho reduzido e possibilidade de uso em ambientes hostis, as redes de Bragg podem ser fabricadas com uma boa repetibilidade. Uma rede distribuída de sensoriamento remoto pode também ser realizada utilizando-se métodos de multiplexação em comprimento de onda, de tal forma que um grande número de

sensores podem ser interrogados numa mesma fibra, como mostrado esquematicamente na figura 4.10

FIGURA 4.10 - Diagrama esquemático do método de multiplexação em comprimento de onda para sensoriamento remoto utilizando-se apenas uma fibra óptica.

Como pode ser visto na figura 4.11, a detecção da variação de temperatura através da variação do pico de reflexão de uma rede de Bragg pode ser obtida através da medida direta da variação da potência refletida para um determinado comprimento de onda ou através da medida do desvio de frequência do pico de reflexão, através de técnicas interferométricas. Esta última técnica oferece alta resolução e permite medidas absolutas insensíveis à variações de intensidade luminosa [4.9]. Entretanto, a detecção da informação de fase requer processamento de sinal razoavelmente complicado e de alto custo. Para fibras fabricadas em Sílica, é necessário uma resolução óptica de aproximadamente 1 pm para detectar-se uma variação térmica de 0.1 °C [4.8].

FIGURA 4.11 - Princípio de funcionamento dos sensores de temperatura utilizando redes de Bragg.

Por outro lado, sensores que medem variações de intensidade luminosa causadas por variações de temperatura são bem mais simples, porém são sensíveis à variações de potência óptica no sistema que não estejam relacionadas com uma variação de temperatura, tais como flutuações na potência óptica da fonte, perdas por curvaturas, etc. Para superar este problema, é proposto o esquema discutido a seguir.

4.2.1 Princípio de funcionamento

A figura 4.12 ilustra o princípio de funcionamento do sensor proposto. Para o correto funcionamento do dispositivo, dois comprimentos de onda são selecionados de tal forma que λ_1 é posicionado no centro da banda passante, enquanto λ_2 é posicionado no centro da rampa lateral da resposta do filtro. Com o aumento da temperatura, o espectro sofrerá um desvio para a direita. Então a transmissão do comprimento de onda λ_2 decresce acentuadamente, enquanto a transmissão de λ_1 permanece inalterada. A amplitude de λ_2 agirá como referência para se detectar variações na resposta causadas por flutuações espúrias de intensidade luminosa, as

quais afetarão tanto λ_1 como λ_2 . Podem ser definidos dois importantes parâmetros utilizados na avaliação do sensor : o primeiro deles é a faixa de atuação, dada pela diferença entre a máxima e a mínima temperatura onde λ_1 e λ_2 estejam ambas dentro das suas regiões de operação, ou seja, λ_1 deverá estar posicionado dentro da região de passagem do filtro e λ_2 por sua vez deverá encontrar-se posicionado sobre a região linear da borda intermediária da região de passagem. Outro parâmetro importante é a sensibilidade do sensor, ou seja, a mínima variação de temperatura detectável pelo sensor. Este parâmetro está diretamente relacionado com a razão de extinção da resposta do filtro, pois quanto maior for a razão de extinção, maior será a variação de potência óptica para uma dada variação de temperatura. A sensibilidade do dispositivo não depende somente do sensor em si mas também do aparato eletrônico utilizado da detecção da variação da amplitude óptica e das ondulações da região de passagem. Será utilizada a razão de extinção como parâmetro para investigar a sensibilidade do sensor, uma vez que a ondulação na região de passagem do filtro pode ser feita suficientemente pequena para ser desprezada.

FIGURA 4.12 - Espectro de frequência de uma rede de Bragg com seis seções de rede com comprimentos de 125/230/250/250/230/125 μm e cinco regiões de defasagem.

Examinando a figura 4.12, podemos concluir que a resolução do sensor tende a ser intrinsecamente alta, limitada apenas pelas ondulações na região de passagem e que a faixa de temperatura coberta pelo sensor é limitada pelo declive e profundidade da região de rejeição, onde encontra-se λ_2 .

Para fibras fabricadas em Sílica, a variação do comprimento de onda de Bragg para fibras fabricadas em sílica é dada por :

$$\frac{1}{\lambda_B} \frac{\delta \lambda_B}{\delta T} = 6,67 * 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.1)$$

o que, em $1,55\mu\text{m}$, corresponde a aproximadamente $0,13 \text{ } \text{\AA}/^\circ\text{C}$ [4.8]. Adotando-se esta variação para o caso representado na figura 4.12, obtêm-se uma faixa de operação de 25°C . Existem alguns compromissos de projeto entre a resolução e a faixa de operação do sensor conforme mostrado nas figuras 4.13 e 4.14.

FIGURA 4.13 - Compromisso entre a razão de extinção e a faixa da atuação em função do parâmetro κL para um sensor com 3 regiões de defasagem.

A figura 4.13 mostra o compromisso existente entre a faixa de atuação do sensor e sua razão de extinção em função do parâmetro κL , isto é, do produto da constante de acoplamento κ pelo comprimento total do dispositivo L . Podemos verificar que sensores com uma alta faixa de temperatura, têm sua sensibilidade prejudicada, enquanto sensores com uma faixa de atuação mais estreita apresentam maior sensibilidade. Devemos salientar que, com a utilização do sinal de referência (λ_1), a imunidade do sensor a variações espúrias na intensidade óptica é sensivelmente aumentada, representando uma melhoria na sensibilidade do dispositivo.

FIGURA 4.14 - Relação existente entre a faixa de atuação do sensor e o parâmetro κL para dispositivos com 2, 3 e 5 regiões de defasagem.

Através da figura 4.14, podemos notar a influência do parâmetro κL na faixa de atuação do sensor. Para $n = 2$, a faixa de atuação é limitada pela largura de banda de passagem do filtro, enquanto que para $n > 2$, a faixa de atuação é dada pelo declive da banda de rejeição. De uma forma geral, a faixa dinâmica diminui com o aumento de κL e aumenta com o aumento do número de regiões de defasagem.

Experimentalmente, este sensor pode ser ensaiado através do aparato mostrado na figura 4.15. A luz proveniente de uma fonte luminosa com ampla largura espectral (um LED, por exemplo) é dividida em dois feixes sendo que cada feixe atravessa um filtro óptico (que pode também ser formado por redes de Bragg) para a geração dos dois sinais ópticos. Estes dois feixes são acoplados à fibra óptica dotada do sensor e depositada num recipiente controlado com temperatura a ser sensoriada. Na outra extremidade da fibra um divisor e dois filtros ópticos farão a separação dos feixes. Dois fotodetetores e um aparato eletrônico calculam a razão dos dois sinais. Um esquema similar foi publicado recentemente [4.10] utilizando uma fonte de luz branca e um filtro interferométrico no lugar das redes de Bragg, para obter uma resolução de 0.2 °C.

FIGURA 4.15 - Esquema do experimento para verificação do sensor através da técnica proposta.

Em resumo, neste capítulo um filtro óptico em fibra foi proposto e analisado através do método da matriz de transmissão. Este filtro pode ser usado com o objetivo de eliminar-se o ASE, que é o ruído de emissão espontânea gerado nos amplificadores ópticos. Sua utilização em sistemas WDM com separação entre canais de 100 e 200 GHz foi discutida.

A estrutura básica proposta para o filtro pode também ser utilizada para sensoriamento remoto de temperatura, aproveitando-se de sua alta largura de banda óptica para o desenvolvimento de uma técnica de detecção que, utilizando-se de um sinal de referência na banda de passagem, torna o sensor imune à perturbações que afetem a potência óptica do sistema. Um procedimento experimental é proposto para teste e aferição do sensor.

5 CONCLUSÕES

Foram propostos e analisados teoricamente três dispositivos em óptica integrada. Os resultados das simulações mostraram ser viável a fabricação e utilização destes dispositivos em sistemas de comunicações ópticas. Um filtro em fibra foi proposto e sua utilização como filtro do ruído ASE de amplificadores ópticos foi sugerida. Os resultados indicam ser possível sua implementação para tal finalidade. Um sensor de temperatura foi proposto baseado numa nova técnica de detecção da variação de temperatura. Esta técnica utiliza a alta banda passante de estruturas como a do filtro proposto para dar origem a um sinal de referência, aumentando a imunidade do sistema a ruídos espúrios.

A utilização de modelos mais precisos, que incluam as possíveis perdas por radiação e acoplamento nos dispositivos em óptica integrada é sugerida como trabalho futuro. A implementação de um estudo para utilização de redes “chirped” na estrutura do demultiplexador, a fim de proporcionar uma equalização de dispersão ao mesmo tempo que o sinal é acoplado ao guia superior e a montagem do “setup” experimental para teste do sensor de temperatura proposta no capítulo 4 são outras duas sugestões para trabalhos futuros.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Capítulo 1

- [1.1] AGARWAL, B. k. (1979). X-Ray Spectroscopy, New York ,Springer-Verlag. Cap. 3, p. 133.
- [1.2] WEBER, J. P. (1993). Spectral characteristics of coupled-waveguide Bragg-reflection tunable optical filter, IEE Proceedings -J, v.140, n.5, p. 275-283, Oct.
- [1.3] HAND, D. P.; RUSSEL P. (1990). Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers, Optics Letters, v.15, n.2, p. 102-104, Jan.
- [1.4] TSAI, T. E. et al. (1992). Photoinduced grating and intensity dependence of defect generation in Ge-doped silica optical fiber, Applied Physics Letters, v.61, n.4, p. 390-392, July.
- [1.5] WANG S. (1989). Fundamentals of Semiconductor Theory and Device Physics. New Jersey, Prentice Hall. Cap. 12, p. 610-613.
- [1.6] CHURCHIL R. V. (1981) Variáveis Complexas e Suas Aplicações. São Paulo, MacGraw-Hill do Brasil. Cap. 7, p. 154-156.
- [1.7] ARCHAMBAULT, J. L. et al (1993). Bragg grantings produced in optical fibres by single excimer laser pulses. Electronics Letters, v.29, p.453, Mar.
- [1.8] HILL, K. O. et al (1978). Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication. Applied Physics Letters, v.32, n.10, p.647, May.
- [1.9] BURES, J. et al (1980) Photosensitivity effect in optical fibers: A model for the growth of na interference filter. Applied Physics Letters, v.37, n.10, p.860, Nov.
- [1.10] MELTZ, G. et al (1989). Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. Optics Letters, v.14, n.15, p.823, Aug.
- [1.11] KASHYAP, R. et al (1990). Electronics Letters 26, 730, 1990.
- [1.12] HILL, K. O. et al (1993). Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask. Applied Physics Letters v.62, n.10, p.1035, Mar.
- [1.13] ANDERSON, D. Z. et al (1993). Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element. Electronics Letters v.29, n.6, p.566, Mar.
- [1.14] HILL, K. O. et al (1990). Electronics. Letters v.26, p.1270.

Letters v.62, n.10, p.1035, Mar.

[1.13] ANDERSON, D. Z. et al (1993). Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element. Electronics Letters v.29, n.6, p.566, Mar.

[1.14] HILL, K. O. et al (1990). Electronics Letters v.26, p.1270.

[1.15] MALO, B. et al (1993). Point by point fabrication of micro-gratings. Electronics Letters v.29, n.18, p.1668, Sept.

[1.16] SHAMS, M. (1979). Preferential chemical etching of blazed gratings. Optics Letters, v.4, n.3, p.96, Mar.

[1.17] COMERFORD, L.; ZORY, P. (1974). Selectively etched diffraction gratings in GaAs. Applied Physics Letters v.25, n.4, p.208, Aug.

[1.18] SOMEKH, S. et al (1973). Applied Optics, 12, 455, 1973.

[1.19] DAKSS, M. et al (1970). Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films. Applied Physics Letters v.16, n.12, p.523, Jun.

[1.20] KAPON, E. et al (1982). Photoresist gratings on reflecting surfaces. Journal of Applied Physics v.53, n.3, p.1387, Mar.

[1.21] Special Issue on Bragg gratings (1997). Journal of Lighthwave Technology, v.15, n.8, Aug.

[1.22] Archambalt, J-L ; Grubb, G. (1997). Fiber gratings in lasers and amplifiers. Journal of Lighthwave Technology, v.15, n.8, p.1378-90, Aug.

[1.23] KASHYAP R. et al (1993). Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap Bragg gratings, Electronics Letters, v.29, p.1025-6.

[1.24] VENGSARKAR A. M. et al (1996). Long-period fiber grating based gain equalizers, Optics Letters, v.21, p.336-8.

[1.25] VENGSARKAR A. M. et al (1996). Long-period fiber gratings as band rejection filters. Journal of Lighthwave Technology, v.4 p. 58-65, Jan

[1.26] GILES C. R. (1997). Lightwave applications of fiber Bragg gratings. Journal of Lighthwave Technology, v.15, n.8, p.1391, Aug.

[1.27] LAM, D. K. W.; GARSIDE B. K. (1982). Dispersion cancelation using optical-fiber filters, Optics Letters, v.7, n.6, p. 291.

[1.28] OULLETE, F. (1987) Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides, Optics Letters, v.12, n.10, p.847.

- [1.29] ROMAN, J. E.; WINICK A. (1993), Waveguide grating filters for dispersion compensation and pulse compression, v.29, n.3, p. 975.
- [1.30] OULLETE, F. et al (1994). All-Fiber Devices for Chromatic Dispersion Compensation Based on Chirped Distributed Resonant Coupling, IEEE Journal of Quantum Electronics, n.10, p.1728, Oct.
- [1.31] KERSEY, A. D. et al (1997). Fiber grating sensors. Journal of Lighthwave Technology, v.15, n.8, p.1442, Aug.
- [1.32] SODA, H.; IMAI, H. (1986). Analysis of the spectrum behavior below the threshold in DFB lasers. IEEE Journal of Quantum Electronics, v. QE-22, n.5, May.
- [1.33] NUMAI, T. (1991). Semiconductor wavelength tunable optical filters. International Journal of Optoelectronics, v.6, n.3, p.239.
- [1.34] MAGARI, K. et al (1988). Optical Narrow-bandfilters using optical amplification with distributed feedback. IEEE Journal of Quantum. Electronics, v.QE-24, p.2178.
- [1.35] NUMAI, T., et al (1989). 1.5um tunable wavelength filter using a phase-shift-controlled distributed feedback laser diode with wide tuning range and high constant gain. Applied Physics Letters 54, 1859, 1989.
- [1.36] CAMARGO SILVA, M. T.; CALLIGARIS Jr, A. O. (1995). Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering, San Diego, USA, v.2532, p. 112.
- [1.37] KOGELNIK, H.; SHANK, C. V. (1971). Stimulated emission in a periodic structure, Applied Physics Letters, v.18, p.152-154.
- [1.38] WANG, S. (1974) IEEE Journal of Quantum Electronics, v.QE-10, p.413.

Capítulo 2

- [2.1] AGRAWALL, G. P.; DUTTA, N. K. (1996). Long-Wavelength Semiconductor Lasers, New York, Van Nostrand Reinhold. Cap.7, p. 292-296.
- [2.2] YARIV, A (1991). Optical Electronics, Fourth Edition, Saunders College Publishing, Cap 13, p. 493.
- [2.3] WANG S. (1974). Principles of Distributed Feedback and Distributes Bragg-

Reflector Lasers. Journal of Quantum Electronics, v.10, n.4, p. 413-427, Apr.

[2.4] RAMO, S. et al (1984). Fields and waves in communication electronics, New Jersey, John Wiley & Sons.

[2.5] AGRAWALL, G. P.; BOBECK, A. H. (1998). Modeling of Distributed Feedback Semiconductor Lasers with Axially-Varying Parameters. Journal of Quantum Electronics, v.24, n.12, p.2407-14, Dec.

[2.6] YAMADA, M.; SAKUDA K. (1987). Analysis of Almost-periodic Distributed Feedback Slab Waveguides via a Fundamental Matrix Approach. Applied Optics, v.26, n.16, p.3474-8, Aug.

[2.7] NUMAI, T. (1991). 1.5 μm Semiconductor Wavelength Tunable Optical Filter Using a π -Shifted Passive Waveguide Grating Resonator. Japanese Journal of Applied Physics, v.30, n.10, p.2519-25, Oct.

[2.8] HUANG, S. *et al* (1995). Bragg Intragrating Structural Sensing. Applied Optics, v.34, n.22, p.5003-9, Aug.

[2.9] HUANG, W. P. ; HONG, J. (1992). A Couple-Waveguide Grating Resonator Filter. IEEE Photonics Technology Letters, v.4, n.8, p. 884-886, Aug.

[2.10] ALFERNESS, R. C. et al (1984). InGaAsP/InP waveguide grating filters for $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Applied Physics Letters, v.45, n.12, p.1278-1280, Dec.

[2.11] ZENGERLE, R.; LEMINGER, O. (1995). Phase-Shifted Fiber-Bragg Grating Filters with Improved Transmission Characteristics. Journal of Lightwave Technology, v.13, n.12, p. 2354-58, Dec.

[2.12] BAKHTI, F.; SANSONETTI, P. (1997). Design and realization of Multiple Quarter-wave Phase-Shifts UV-Written Bandpass Filters in Optical Fibers. Journal of Lightwave Technology, v.15, n.8, p. 1433-7, Aug.

[2.13] SNYDER, A. W. ; LOVE J. D. (1995) Optical Waveguide Theory, London, Chapman & Hall, Cap. 2.

[2.14] AGRAWALL, G. P. (1995). Nonlinear Fiber Optics, London, Academic Press. Cap.10, p.452.

[2.15] HUNSPERGER, R. G. (1984). Integrated Optics: Theory and Technology, 2nd Ed., Berlin, Springer-Verlag.

[2.16] LEE, D. L. (1986). Electromagnetic Principles of Integrated Optics, New

York, John Wiley and Sons.

[2.17] MARCUSE D. (1991). Theory of Dielectric Optical Waveguides, 2nd Ed., San Diego, Academic Press Inc.

[2.18] BROBERG, B. et al. (1986). A Novel Integrated Optics Wavelength Filter in InGaAsP-InP. Journal of Lightwave Technology, v.4, n.2, p.196-203, Feb.

[2.19] MARCUSE D. (1987). Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs. Part I: Synchronous Couplers. Journal of Lightwave Technology, v.4, n.1, p.113-8, Jan.

[2.20] MARCUSE D. (1987). Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs. Part II: Grating-Assisted Couplers. Journal of Lightwave Technology, v.5, n.2, p.268-73, Feb.

Capítulo 3

[3.1] KEISER, G. (1983). Optical fiber communications, New York, McGraw-Hill.

[3.2] ver referência [3.1], Cap. 4.

[3.3] ver ref. [2.20]

[3.4] ADACHI, S. (1985). GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.*, vol. 58, n. 3, pp. R1-R29, Aug.

[3.5] HENRY, C. H.; JOHNSON, L. F.; LOGAN, R. A.; CLARKE, D. P. (1985). Determination of refractive index of InGaAsP epitaxial layers by mode line luminescence spectroscopy. *IEEE J. Quantum Electron.*, v.QE-21, n.12, p.1887-1892, Dec.

[3.6] AGRAWAL, G. P.; DUTTA, N. K. (1986). Long Wavelength Semiconductor Laser. Van Nostrand Reinhold, New York, p.85.

[3.7] PANKOV J. I. (1971). Optical Processes in Semiconductors Pankov, Prentice-Hall, New Jersey.

[3.8] WEBER, J-P. (1994). Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides - application to tunable Bragg filters. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol.QE-30, n.8, p.1801-1816, Aug.

[3.9] FIEDLER, F.; SCHLACHETZKI (1987). A. Optical parameters of InP-Based

waveguides. *Solid-State Electronics*, v.30, n.1, p. 73-83, Jan.

[3.10] THIRSTRUP, C. (1995). Refractive Index Modulation Based on Excitonic Effects in GaInAs-InP Coupled Asymmetric Quantum Wells. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.31, n.6, p. 988-995, June.

[3.11] ALMAN, G. M.; MOLTER, L. A.; SHEN, H.; DUTTA, M. (1992). Refractive index approximation from linear perturbation theory for planar MQW waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-28, n.3, p.650-657, Mar.

[3.12] CALLIGARIS Jr A. O. (1996). Moduladores de Intensidade e Filtros Optoeletrônicos Seletivos em Comprimento de onda e Sintonizáveis, São Carlos. Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

[3.13] KAWANO, K. et al (1992). Design of InGaAs-InAlAs Multiple-Quantum-Well (MQW) Optical Modulators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.28, n.1, p. 224-230, Jan.

[3.14] ALPING, A. ; COLDREN, A. (1986) Electrorefraction in InGaAs and InGaAsP and its application to phase modulators. *Journal of Applied Physics*, v.61, n.7, Apr.

[3.15] ver referência [2.4]

Capítulo 4

[4.1] R. Zengerle and O. Leminger (1995). Phase-Shifted Fiber-Bragg Grating Filters with Improved Transmission Characteristics. *Journal of Lightwave Technology*, v.13, n.12, p. 2354-58, Dec.

[4.2] F. Bakhti and P. Sansonetti (1997). Design and realization of Multiple Quarter-wave Phase-Shifts UV-Written Bandpass Filters in Optical Fibers. *Journal of Lightwave Technology*, v.15, n.8, p. 1433-7, Aug.

[4.3] G. P. Agrawal and S. Radic (1994). Phase-Shifted Fiber Bragg Gratings and their Application for Wavelength Demultiplexing. *IEEE Photonics Technology Letters*, v.6, n.8, p.995-8, Aug.

[4.4] M. T. Camargo Silva and C. A. De Francisco (1996). Bandpass-Flattened In-

Line Multichannel Transmission Optical Fiber Filter. LEOs'96 9th Annual Meeting, Paper TuCC3.

[4.5] ver referência [3.1]

[4.6] F. Oullette *et al.* (1994). All-Fiber Devices for Chromatic Dispersion Compensation Based on Chirped Distributed Resonant Coupling. *Journal of Lightwave Technology*, v.12, n.10, p.1728-37, Oct.

[4.7] P. J. Lemaire *et al.* (1993). High Pressure H₂ Loading as a Technique For Achieving Ultrahigh UV Photosensitivity and Thermal sensitivity in GeO₂ doped Optical Fibres. *Electronics Letters*, v.29, n.13, p.1191-3, Jun.

[4.8] A. D. Kersey *et al.* (1997). Fiber Grating Sensors. *Journal of Lightwave Technology*, v.15, n.8, p.1442-63, Aug.

[4.9] A. D. Kersey *et al.* (1992). High-Resolution Fibre-Grating Based Strain Sensor with Interferometric Wavelength-Shift Detection. *Electronic Letters*, v.28, p.236-38, Jan.

[4.10] A. Wang *et al.* (1995). Fiber-Optic Temperature Sensors Based on Differential Spectral Transmittance/Reflectivity and Multiplexed Sensing Systems. *Applied Optics*, v.34, p.2295-2300, May.

Apêndice 1

[A.1] CHERIN, A. H. (1983). *An Introduction to Optical Fibers*, McGraw-Hill, New York, p. 47-48.

APÊNDICE 1

RESOLUÇÃO DO ACOPLADOR DIRECIONAL

Para obtenção das constantes de propagação dos modos simétrico e assimétrico de um acoplador direcional, considera-se que o mesmo é constituído por cinco camadas de semicondutores (Ver Figura 2.1). Assumimos que as cascas são semi-infinitas em extensão. A representação dos modos que compõem a configuração é dada pela função de campo F e descrita em (a.1)-(a.5). Para o modo TE, F representa o campo elétrico E_y e, para o modo TM, o campo magnético H_y :

$$F = A_1 \exp[-\gamma_1(x - S_3 - d_2)] \quad , \text{para } x \geq S_3 + d_2 \quad (\text{A.1})$$

$$= A_2 \cos[K_2(x - S_3 - d_2/2)] + A_3 \sin[K_2(x - S_3 - d_2/2)] \quad (\text{A.2})$$

, para $S_3 + d_2 \geq x \geq S_3$

$$= A_4 \exp(-\gamma_3 x) + A_5 \exp(\gamma_3 x) \quad , \text{para } -S_3 \geq x \geq S_3 \quad (\text{A.3})$$

$$= A_6 \cos[K_4(x + S_3 + d_4/2)] + A_7 \sin[K_4(x + S_3 + d_4/2)] \quad (\text{A.4})$$

, para $-S_3 \geq x \geq -S_3 - d_4$

$$= A_8 \exp[\gamma_5(x + S_3 + d_4)] \quad , \text{para } x \leq -S_3 - d_4 \quad (\text{A.5})$$

onde os parâmetros K_i e γ_i são descritos como:

$$K_i = \sqrt{n_i^2 k_o^2 - \beta^2} \quad , \text{para } i = 2, 4 \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 k_o^2} \quad , \text{para } i = 1, 3, 5 \quad (\text{A.7})$$

onde $k_o = 2\pi/\lambda_o$ representa a constante de propagação no espaço livre.

A constante de propagação, β , e os coeficientes de amplitudes, A_i , são obtidos através da notação matricial apresentada em (a.8).

$$\sum_{i=1}^8 C_{vj} A_i = 0, \text{ com } v = 1, 2, \dots, 8 \quad (\text{A.8})$$

As componentes de campo para o modo TE são E_y , H_x e H_z e para os modos TM, são E_x , E_z e H_y . Não há variação em y ($\partial/\partial y = 0$) e a variação em z e no tempo é da forma $\vec{E} = \vec{E}_o(x) \exp[i(\omega t - \beta z)]$.

A partir das equações de Maxwell [A.1]:

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z + i \beta H_y = i \omega E_x \quad (\text{A.9})$$

$$-i \beta H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = i \omega \epsilon E_y \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = i \omega \epsilon E_z \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z + i \beta E_y = -i \omega \mu H_x \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -i \omega \mu H_z \quad (\text{A.13})$$

$$-i \beta E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i \omega \mu H_y \quad (\text{A.14})$$

obtemos:

$$\text{Modo TE : } H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_y = -\frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial z} E_y \quad (\text{A.15})$$

$$H_z = \frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y$$

$$\text{Modo TM : } E_x = \frac{\beta}{\omega \epsilon} H_y = \frac{i}{\omega \epsilon} \frac{\partial}{\partial z} H_y \quad (\text{A.16})$$

$$E_z = -\frac{i}{\omega \epsilon} \frac{\partial}{\partial x} H_y$$

Aplicando as condições de contorno (componentes tangenciais dos campos $\vec{E}$ e $\vec{H}$ são contínuas nas interfaces), obtemos para o modo TE, as oito equações que dão origem à matriz C .

Na interface de separação das regiões 1 e 2 tem-se:

$$E_{y1} \Big|_{x=S3+d2} = E_{y2} \Big|_{x=S3+d2} \quad (\text{A.17})$$

$$A_1 = A_2 \cos(K_2 d_2/2) + A_3 \sin(K_2 d_2/2)$$

$$H_{z1} \Big|_{x=S3+d2} = H_{z2} \Big|_{x=S3+d2} \quad (\text{A.18})$$

$$\gamma_1 A_1 = A_2 K_2 \sin(K_2 d_2/2) - A_3 K_2 \cos(K_2 d_2/2)$$

Na interface de separação das regiões 2 e 3 tem-se:

$$E_{y2} \Big|_{x=S3} = E_{y3} \Big|_{x=S3} \quad (\text{A.19})$$

$$A_2 \cos(K_2 d_2/2) - A_3 \sin(K_2 d_2/2) = A_4 \exp(-\gamma_3 S_3) + A_5 \exp(\gamma_3 S_3)$$

$$\begin{aligned}
 H_{z2} \Big|_{x=S_3} &= H_{z3} \Big|_{x=S_3} \\
 -\gamma_3 A_4 \exp(-\gamma_3 S_3) + \gamma_3 A_5 \exp(\gamma_3 S_3) &= \\
 = A_3 K_2 \cos(K_2 d_2/2) + A_2 K_2 \sin(K_2 d_2/2)
 \end{aligned} \tag{A.20}$$

Na interface de separação das regiões 3 e 4 tem-se:

$$E_{y3} \Big|_{x=-S_3} = E_{y4} \Big|_{x=-S_3} \tag{A.21}$$

$$A_6 \cos(K_4 d_4/2) + A_7 \sin(K_4 d_4/2) = A_4 \exp(\gamma_3 S_3) + A_5 \exp(-\gamma_3 S_3)$$

$$H_{z3} \Big|_{x=-S_3} = H_{z4} \Big|_{x=-S_3} \tag{A.22}$$

$$-\gamma_3 A_4 \exp(\gamma_3 S_3) + \gamma_3 A_5 \exp(-\gamma_3 S_3) =$$

$$= -A_6 K_4 \sin(K_4 d_4/2) + A_7 K_4 \cos(K_4 d_4/2)$$

Na interface de separação das regiões 4 e 5 tem-se:

$$E_{y4} \Big|_{x=-S_3-d_4} = E_{y5} \Big|_{x=-S_3-d_4} \tag{A.23}$$

$$A_6 \cos(K_4 d_4/2) - A_7 \sin(K_4 d_4/2) = A_8$$

$$H_{z4} \Big|_{x=-S_3-d_4} = H_{z5} \Big|_{x=-S_3-d_4} \tag{A.24}$$

$$A_6 K_4 \sin(K_4 d_4/2) + A_7 K_4 \cos(K_4 d_4/2) = A_8 \gamma_5$$

Usando a equação (A.8), a matriz C é, então, expressa como:

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{54} & C_{55} & C_{56} & C_{57} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{64} & C_{65} & C_{66} & C_{67} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{77} & C_{78} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{87} & C_{88} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \\ A_8 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{A.25})$$

onde os elementos da matriz C_{vj} são :

$$\begin{aligned} C_{11} &= 1, C_{32} = -C_{12} = \cos(K_2 d_2/2), C_{13} = C_{33} = -\sin(K_2 d_2/2), C_{21} = -\gamma_1, \\ C_{22} &= C_{42} = K_2 \sin(K_2 d_2/2), C_{43} = -C_{23} = K_2 \cos(K_2 d_2/2), C_{88} = -\gamma_5, \\ C_{55} &= -C_{34} = \exp(-\gamma_3 S_3), C_{54} = -C_{35} = \exp(\gamma_3 S_3), C_{78} = -1, \\ C_{65} &= C_{44} = \gamma_3 \exp(-\gamma_3 S_3), C_{45} = C_{64} = -\gamma_3 \exp(\gamma_3 S_3), \\ C_{76} &= -C_{56} = \cos(K_4 d_4/2), C_{57} = C_{77} = -\sin(K_4 d_4/2), \\ C_{66} &= C_{86} = K_4 \sin(K_4 d_4/2), C_{87} = -C_{67} = K_4 \cos(K_4 d_4/2) \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

As constantes de propagação β^A , modo assimétrico, e β^S , modo simétrico, são obtidas numericamente fazendo o determinante da matriz $[C] = 0$. As amplitudes A_i , para os dois modos com $i=1$ até 8, são obtidas admitindo uma potência unitária, e rescrevendo todos os coeficientes em função de um único coeficiente.