Universidade de São Paulo
Escola de Engenharia de São Carlos
Departamento de Engenharia Elétrica

***MODULADORES DE INTENSIDADE E FILTROS
OPTOELETRÔNICOS SELETIVOS EM
COMPRIMENTO DE ONDA E SINTONIZÁVEIS***

ALBERTO OTÁVIO CALLIGARIS JUNIOR

DEDALUS - Acervo - EESC

31100013574

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. Milson Tadeu Camargo Silva

São Carlos, SP
1996

Class.	TESE
Curr.	1056
	1020/97

Engenharia, Elétrica,

ST 0 746624

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

C158m Calligaris Júnior, Alberto Otávio
Moduladores de intensidade e filtros
optoeletrônicos seletivos em comprimento de onda e
sintonizáveis / Alberto Otávio Calligaris Júnior.
-- São Carlos, 1996.
141p.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia
de São Carlos-Universidade de São Paulo, 1996.
Orientador: Prof. Dr. Milson Tadeu Camargo
Silva

1. Optoeletrônica 2. Modulador óptico de
intensidade. 3. Filtro sintonizável. I. Título

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em 29-11-1996
pela Comissão Julgadora:

Prof. Doutor **MILSON TADEU CAMARGO E SILVA** (Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo)

Prof. Adj. **RUI FRAGASSI SOUZA**
(Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP)

Profª. Doutora **DENISE CONSONNI**
(Escola Politécnica - Universidade de São Paulo)

Prof. Dr. **GERALDO ROBERTO M. DA COSTA**
Coordenador da área - Engenharia Elétrica

JOSE CARLOS A. CINTRA
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

À minha esposa, Milena.

Ao meu filho, Guilherme.

A toda minha Família.

DEDICO

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Milson Tadeu Camargo Silva pela amizade, e, que com sua orientação segura e precisa, sua experiência e inovadoras idéias, tornou possível a realização deste trabalho;

Ao Dr. Carsten Thirstrup, Mikroelektronik Centret, Technical University of Denmark, por fornecer informações adicionais sobre as propriedades eletroópticas de poços quânticos acoplados, as quais foram imprescindíveis para o desenvolvimento desta pesquisa;

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pela concessão de bolsas de estudo, condição necessária para a realização deste trabalho;

Aos meus colegas de pesquisa Stilant, Sebastião, Márcio, Wendel, Dulce, Glória, Mauro e em especial, ao amigo Carlos Alberto De Francisco pelas incansáveis horas de discussão imprescindíveis à elaboração deste trabalho;

Ao amigo J. L. Pompeu Gomes pela ajuda concedida na elaboração das figuras tridimensionais dos dispositivos propostos.

Aos professores Amílcar C. César e Murilo A. Romero, e todos professores e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica da EESC/USP pela atenção dispensada;

Aos meus pais, Alberto e Maria Helena, e segundos pais, Zenildo e Lilian, pelo incentivo e apoio durante estes anos.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	i
LISTA DE TABELAS	vii
LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS	viii
LISTA DE SÍMBOLOS	ix
RESUMO	xiv
<i>ABSTRACT</i>	xv
 CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO	1
 CAPÍTULO 2	4
REVISÃO DA LITERATURA E DISPOSITIVOS PROPOSTOS	4
2.1 INTRODUÇÃO	4
2.2 REVISÃO DA LITERATURA	5
2.2.1 <i>Estado da arte de moduladores ópticos de intensidade</i>	5
2.2.2 <i>Estado da arte de filtros ópticos</i>	8
2.3 MOTIVAÇÃO	9
2.4 DISPOSITIVOS PROPOSTOS	11
2.4.1 <i>Moduladores ópticos de intensidade seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis</i>	11
2.4.2 <i>Filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável</i>	16
2.5 SUMÁRIO	18

CAPÍTULO 3 **19**

PROPRIEDADES ÓPTICAS E ELETROÓPTICAS DE SEMICONDUTORES BASEADOS EM InGaAsP	19
3.1 INTRODUÇÃO	19
3.2 PROPRIEDADES ÓPTICAS DO $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	20
3.2.1 Índice de refração do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	20
3.2.2 Coeficiente de absorção óptica	22
3.3 PROPRIEDADES ÓPTICAS E ELETROÓPTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS MÚLTIPLOS	23
3.3.1 Poços quânticos - definições e características	24
3.3.2 Índice de refração	29
3.3.3 Variação do índice de refração em poços quânticos	30
3.3.4 Absorção óptica intrínseca	35
3.3.5 Eletroabsorção	37
3.4 SUMÁRIO	40

CAPÍTULO 4 **42**

MODULADOR ÓPTICO DE INTENSIDADE SELETIVO EM COMPRIMENTO DE ONDA E SINTONIZÁVEL	42
4.1 INTRODUÇÃO	43
4.2 PROJETO DO GUIA DE ONDA ÓPTICO	44
4.2.1 Equação transcendental	46
4.2.2 Potência modal	50
4.2.3 Fator de confinamento	51
4.2.4 Coeficiente de atenuação	54
4.3 PROJETO DO RESSONADOR $\lambda/4$	57
4.3.1 Características e principais definições	57
4.3.2 Modos acoplados em guia de onda óptico com perturbações periódicas	58
4.3.3 Comprimento da região de separação $\lambda/4$	61

4.3.4 Matriz de transmissão de um refletor Bragg.....	61
4.3.5 Matriz de transmissão do modulador óptico de intensidade - MOISE	64
4.3.6 “Chirp”	66
4.3.7 Sintonia óptica.....	67
4.3.8 Frequência de corte de modulação e de sintonia.....	68
4.3.9 Matriz de transmissão do modulador em cascata - MOISEC.....	68
4.4 OTIMIZAÇÃO DOS MODULADORES.....	70
4.4.1 Otimização das espessuras t_1 e t_2 do guia de onda.....	71
4.4.2 Otimização do número de períodos de PQM.....	72
4.4.3 Otimização dos comprimentos L_a e L_g	74
4.4.4 Otimização da profundidade da rede de difração.....	74
4.4.5 Otimização do MOISEC.....	75
4.5 DESEMPENHO DO MOISE	75
4.5.1 Desempenho do $MOISE_D$	77
4.5.2 Desempenho do $MOISE_A$	81
4.5.3 Desempenho do MOISEC.....	85
4.5.4 Desempenho do $MOISEC_D$	88
4.5.5 Desempenho do $MOISEC_A$	91
4.6 SUMÁRIO	93

CAPÍTULO 5 **95**

FILTRO ÓPTICO SELETIVO EM COMPRIMENTO DE ONDA E SINTONIZÁVEL	95
---	----

5.1 INTRODUÇÃO	96
5.2 PROJETO DO FILTRO	97
5.2.1 Constante de propagação.....	98
5.2.2 Período da rede de difração.....	100
5.2.3 Constante de acoplamento da rede de difração	100
5.2.4 Transmitância	101
5.2.5 Comprimento do filtro para máxima transferência de potência	103

5.2.6 Perda de inserção	103
5.2.7 Largura de banda óptica e sintonia.....	104
5.3 OTIMIZAÇÃO DOS FILTROS	104
5.3.1 Otimização das espessuras d_2 e d_4	105
5.3.2 Otimização da espessura da camada de separação	107
5.3.3 Otimização da posição da rede de difração.....	110
5.3.4 Otimização da largura do guia de onda do filtro.....	116
5.4 DESEMPENHO DOS FILTROS.....	117
5.5 SUMÁRIO	122
 <u>CAPÍTULO 6</u>	123
CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES.....	123
6.1 CONCLUSÕES.....	123
6.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	126
 <u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	128
 <u>APÊNDICE A</u>	136
PROPRIEDADES ELÉTRICAS DO DIODO PIN.....	136
 <u>APÊNDICE B</u>	139
A MATRIZ C NA SOLUÇÃO DOS ACOPLADORES DIRECIONAIS DE CINCO CAMADAS	139

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1. Diagrama em blocos de um sistema óptico de telecomunicações multiplexado em comprimento de onda (WDM).	10
Figura 2.2. Modulador óptico de intensidade seletivo em comprimento de onda e sintonizável (MOISE).	12
Figura 2.3. Espectro de transmissão do ressonador $\lambda_o/4$. Linha cheia: $\phi = \pi/2$ radianos; linha pontilhada: $\phi = \pi/2 + \Delta\phi$ radianos.....	14
Figura 2.4. Modulador óptico de intensidade sintonizável em cascata (MOISEC). ...	15
Figura 2.5. Filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável (FCODIR).	17
Figura 3.1. Índice de refração do InGaAsP em função da fração molar 'y' de As em $\lambda=1,55 \mu\text{m}$	21
Figura 3.2. Coeficiente de absorção óptica do InGaAsP tipos P e N em função da concentração de lacunas e elétrons em $1,55 \mu\text{m}$	23
Figura 3.3. Diagrama de bandas de energia de um poço quântico. (a) Sem aplicação de um campo elétrico. (b) Com campo elétrico aplicado.....	25
Figura 3.4. Espectro de absorção óptica do PQ, à temperatura ambiente, em função do campo elétrico aplicado [36].	27
Figura 3.5. Esquema das bandas de energia do poço quântico assimétrico acoplado [9]. Campo elétrico em (a) $E_a=0 \text{ kV/cm}$, (b) $E_a=35 \text{ kV/cm}$, e (c) $E_a=70 \text{ kV/cm}$. Linha cheia: função de onda dos elétrons e lacunas confinados no poço de espessura L_{W2} ; linhas tracejadas: para estados confinados no poço de espessura L_{W1}	28
Figura 3.6. Vetores de propagação em um cristal.....	31
Figura 3.7. Coeficientes eletroópticos linear e quadrático em função de ΔE	33

Figura 3.8. Variação do índice de refração do PQMD em função do campo elétrico aplicado e comprimento de onda. Linhas tracejada: $\lambda=1,536 \mu\text{m}$, cheia: $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ e pontilhada: $\lambda=1,564 \mu\text{m}$.	33
Figura 3.9 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: $\lambda=1,545 \mu\text{m}$ [9].	34
Figura 3.10. Absorção óptica dos poços quânticos presentes nos PQMD em função de ΔE . Símbolos quadrados obtidos de [41].	35
Figura 3.11. Absorção óptica dos poços quânticos presentes nos PQMAA em função de ΔE . Símbolos quadrados obtidos de [9].	36
Figura 3.12. Eletroabsorção nos PQMD em função do campo elétrico e comprimento de onda. Linha tracejada: $\lambda=1,536 \mu\text{m}$, cheia: $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, e pontilhada: $\lambda=1,564 \mu\text{m}$.	38
Figura 3.13. 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: $\lambda=1,555 \mu\text{m}$ [9].	39
Figura 4.1. Corte longitudinal do modulador óptico de intensidade.	45
Figura 4.2. Guia de onda planar de três camadas.	45
Figura 4.3. Diagrama de dispersão para o dispositivo MOISE_D em $1,55 \mu\text{m}$.	49
Figura 4.4. Diagrama de dispersão do dispositivo MOISE_A em $1,55 \mu\text{m}$.	49
Figura 4.5. Ilustração das camadas de semicondutores que constituem o guia de onda óptico do MOISE. Períodos, N_p , de poços quânticos estão localizados no centro do núcleo do guia de onda.	50
Figura 4.6. Fator de confinamento em função da espessura do núcleo do MOISE_D com 8 períodos de PQMD em $\lambda_o=1,55 \mu\text{m}$.	52
Figura 4.7. Fator de confinamento em função da espessura do núcleo do MOISE_A com 20 períodos de PQMAA em $\lambda_o=1,55 \mu\text{m}$.	53

Figura 4.8. Coeficiente de atenuação do MOISE _D em 1,55 μm . Linhas cheias: núcleo; pontilhadas: superstrato e substrato; e tracejada: coeficiente de atenuação total.	54
Figura 4.9. Coeficiente de atenuação do MOISE _A em 1,55 μm . Linhas cheias: núcleo; pontilhada: superstrato e o substrato; e tracejada: coeficiente de atenuação total.	56
Figura 4.10. Sistema de coordenadas e dimensões do ressonador $\lambda/4$	57
Figura 4.11. Corrugação periódica do tipo onda quadrada.	58
Figura 4.12. Representação esquemática das amplitudes dos campos em um refletor de Bragg [46].	61
Figura 4.13. Espectro de transmitância e refletância do refletor Bragg centrado em λ_0 . Linha cheia: T; linha pontilhada: R.....	63
Figura 4.14. Transmitância do modulador em função do comprimento de onda. Linha cheia: $\phi = \pi/2$ radianos ; linha tracejada: $\phi \neq \pi/2$ radianos.	65
Figura 4.15. Espectro de transmissão do MOISE _D não sintonizado. Linha cheia: não modulado; linha pontilhada: modulado.....	78
Figura 4.16. Razão de extinção e “chirp” no MOISE _D em função da tensão de modulação.	78
Figura 4.17. Campo elétrico e sintonia óptica no MOISE _D em função da tensão de sintonia.....	79
Figura 4.18. Frequência de corte de modulação e de sintonia em função da tensão de modulação e de sintonia. A largura do guia de onda é $\ell = 2 \mu\text{m}$	80
Figura 4.19. Frequência de corte de modulação e de sintonia em função da largura do guia de onda. Tensão de modulação e de sintonia $V_m=V_t=3,0 \text{ V}$	81
Figura 4.20. Espectro de transmissão do MOISE _A . Linha cheia: não modulado; linha pontilhada: modulado.....	82

Figura 4.21. Espectro de transmissão do MOISE _A sintonizado, em função do comprimento de onda. Linha cheia: não modulado; linha pontilhada: modulado.....	82
Figura 4.22. Razão de extinção e “chirp” do MOISE _A em função da tensão aplicada.....	83
Figura 4.23. Campo elétrico e sintonia óptica em função da tensão aplicada no MOISE _A	84
Figura 4.24. Frequências de corte de modulação e de sintonia, em função da tensão aplicada no MOISE _A , para um guia de onda de largura 2 μm	84
Figura 4.25. Frequências de corte de modulação e de sintonia em função da largura do guia do MOISE _A . Tensão de modulação e de sintonia: $V_m=V_t=1,6\text{ V}$	85
Figura 4.26. Espectro de transmissão do MOISE _{C_D} . Linha cheia: não modulado, $V_m=0\text{ V}$; linha pontilhada: modulado com $V_m=3,0\text{ V}$	88
Figura 4.27. Espectro individual da transmitância dos módulos A,B e C que compõem o MOISE _{C_D} . No detalhe, a largura da banda de passagem do Módulo B, em 1,55 μm	90
Figura 4.28. Espectro de transmissão do MOISE _{C_A} . Linha cheia: tensão de modulação $V_m=0\text{ V}$; linha pontilhada: $V_m=1,6\text{ V}$	91
Figura 4.29. Espectro individual da transmitância dos módulos A,B e C que compõem o MOISE _{C_A} . No detalhe, a largura da banda de passagem do Módulo B, em 1,55 μm	93
Figura 5.1. Corte longitudinal do filtro seletivo em comprimento de onda e sintonizável com guias de onda acoplados codirecionalmente via rede de difração.	97
Figura 5.2. Diagrama de dispersão do filtro codirecional utilizando PQMAA. Linha cheia, Guia 1 e linha tracejada, Guia 2.	105

- Figura 5.3. Fator de confinamento em função da espessura $2S_3$ do FCODIR_D, em $1,55 \mu\text{m}$. Linhas pontilhadas: poços, linhas cheias: barreiras. Modo simétrico: quadrados, modo assimétrico: círculos. 107
- Figura 5.4. Fator de confinamento do FCODIR_A em função da espessura $2S_3$ em $1,55 \mu\text{m}$. Linhas pontilhadas: poços; linhas cheias: barreiras. Modo simétrico: quadrados, modo assimétrico: círculos. 108
- Figura 5.5. Coeficiente de atenuação total do FCODIR_D, em função de $2S_3$, em $1,55 \mu\text{m}$. Modo simétrico: quadrados; modo assimétrico: círculos. 109
- Figura 5.6. Coeficiente de atenuação total do FCODIR_A, em função de $2S_3$, em $1,55 \mu\text{m}$. Modo simétrico: quadrados, modo assimétrico: círculos. 109
- Figura 5.7. As quatro possíveis posições da rede de difração no filtro óptico sintonizável. 110
- Figura 5.8. Constante de acoplamento da rede κ em função da posição no filtro FCODIR_D com $2S_3=1,2 \mu\text{m}$ e $g=0,035 \mu\text{m}$ 111
- Figura 5.9. Comprimento e largura de banda óptica do FCODIR_D, em função da profundidade g da rede, com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=1,2 \mu\text{m}$ 112
- Figura 5.10. Comprimento e largura de banda óptica do FCODIR_A, em função da profundidade g da rede, com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,4 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ 112
- Figura 5.11. Perda de inserção do Guia 1 em função da profundidade g com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro do FCODIR_D em $1,55 \mu\text{m}$. Quadrados: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=1,2 \mu\text{m}$ 113
- Figura 5.12. Perda de inserção do Guia 1 em função da profundidade g com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro do FCODIR_A em $1,55$

μm . Quadrados: $2S_3=0,4 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$	114
Figura 5.13. Freqüência de corte de sintonia do filtro FCODIR _D em função da profundidade da rede, e tendo a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=1,2 \mu\text{m}$. Tensão de sintonia, $V_t = 4,0 \text{ V}$	115
Figura 5.14 Freqüência de corte de sintonia do filtro FCODIR _A em função da profundidade da rede, e tendo a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,4 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$. Tensão de sintonia, $V_t = 1,6 \text{ V}$	115
Figura 5.15. Freqüência de corte de sintonia em função da largura do guia de onda do filtro FCODIR _D e FCODIR _A . Linha cheia: FCODIR _D com $V_t=4,0 \text{ V}$, Linha tracejada: FCODIR _A com $V_t=1,6 \text{ V}$	116
Figura 5.16. Sintonia óptica e campo elétrico em função da tensão aplicada no FCODIR _D	118
Figura 5.17. Sintonia e campo elétrico em função da tensão aplicada no FCODIR _A	119
Figura 5.18. Distribuição do campo elétrico para os modos simétrico e assimétrico do FCODIR _A . Modo simétrico: linha cheia; modo assimétrico: linha tracejada.....	119
Figura 5.19. Potência normalizada ao longo de z e espessura x do FCODIR _D	120
Figura 5.20. Espectro de transmissão do filtro FCODIR _D . Linha cheia: T_1 ; linha pontilhada: T_2	121
Figura 5.21. Espectro de transmissão do filtro FCODIR _A . Linha cheia: T_1 ; linha pontilhada: T_2	121

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1. Constante C_1 para cinco comprimentos de onda.	37
Tabela 3.2. Constante C_2 para cinco comprimentos de onda.	40
Tabela 4.1. Concentração e absorção intrínseca das seis camadas de semicondutores do MOISE _D	55
Tabela 4.2. Concentração e absorção intrínseca das seis camadas de semicondutores do MOISE _A	56
Tabela 4.3. Parâmetros de otimização do modulador óptico de intensidade.....	70
Tabela 4.4. Resultados das dimensões otimizadas do MOISE _D	76
Tabela 4.5. Resultados das dimensões otimizadas do MOISE _A	77
Tabela 4.6. Resultados das dimensões otimizadas do MOISE _{C_D}	86
Tabela 4.7. Resultados das dimensões otimizadas do MOISE _{C_A}	87
Tabela 4.8. Resultados da perda de inserção, razão de extinção, “chirp” e “cross- talk” do MOISE _{C_D}	89
Tabela 4.9. Resultados da perda de inserção, razão de extinção, “chirp” e “cross- talk” do MOISE _{C_A}	92
Tabela 5.1. Parâmetros de otimização do filtro óptico sintonizável.....	104
Tabela 5.2. Resultados das dimensões otimizadas do FCODIR _D	117
Tabela 5.3. Resultados das dimensões otimizadas do FCODIR _A	118

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

DBR - DISTRIBUTED BRAGG REFLECTOR

DFB - DISTRIBUTED FEEDBACK

EDFAs - Er-DOPED FIBER AMPLIFIERS

ESCQ - Efeito Stark confinado quanticamente

FCODIR - Filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável

FCODIR_A - FCODIR utilizando poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados

FCODIR_D - FCODIR utilizando poços quânticos múltiplos desacoplados

MOISE - Modulador óptico de intensidade seletivo em comprimento de onda e sintonizável

MOISE_A - MOISE utilizando poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados.

MOISEC - Modulador óptico de intensidade sintonizável em cascata

MOISEC_A - MOISEC utilizando poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados.

MOISEC_D - MOISEC utilizando poços quânticos múltiplos desacoplados.

MOISE_D - MOISE utilizando poços quânticos múltiplos desacoplados.

PIN - diodo p-i-n

PQ - Poço quântico

PQD - Poço quântico desacoplado

PQM - Poço quântico múltiplo

PQMAA - Poço quântico múltiplo assimétrico acoplado

PQMD - Poço quântico múltiplo desacoplado

PQMSA - Poço quântico múltiplo simétrico acoplado

TE - Transversal elétrico

TM - Transversal magnético

WDM - WAVELENGTH DIVISION MULTIPLEXED

LISTA DE SÍMBOLOS

- α = espessura dos poços quânticos múltiplos, μm .
- σ_i = coeficiente de absorção óptica ou absorção intrínseca do semiconductor, cm^{-1} .
- α_T^B = coeficiente de atenuação total na região da rede, cm^{-1} .
- α_T^a = coeficiente de atenuação total na região ativa, cm^{-1} .
- α_{Ta} = coeficiente de atenuação total do modo assimétrico, cm^{-1} .
- α_{Ts} = coeficiente de atenuação total do modo simétrico, cm^{-1} .
- α_F^1 = perda de inserção no Guia 1 do filtro, dB.
- α_F^2 = perda de inserção no Guia 2 do filtro, dB.
- A_1, A_2 = amplitudes complexas normalizadas, adim.
- α_M = perda de inserção do modulador, dB.
- $A^{(-)}$ = amplitude normalizada do modo contrapropagante, adim.
- $A^{(+)}$ = amplitude normalizada do modo propagante, adim.
- A^s = amplitude normalizada do modo simétrico, adim.
- A^a = amplitude normalizada do modo assimétrico, adim.
- B = constante de normalização, adim.
- β = constante de propagação longitudinal, m^{-1} .
- B_{ex} = energia de ligação do exciton, eV.
- β_g = constante de propagação na região da rede, m^{-1} .
- β_a = constante de propagação na região ativa, m^{-1} .
- B_1, B_2 = amplitudes complexas normalizadas, adim.
- β^s = constante de propagação real do modo simétrico, m^{-1} .
- β^A = constante de propagação real do modo assimétrico, m^{-1} .
- β^a = constante de propagação do modo assimétrico, m^{-1} .
- β^s = constante de propagação do modo simétrico, m^{-1} .
- C_a = capacitância do diodo PIN na região ativa, F.
- C_g = capacitância do diodo PIN na região da rede, F.

ch = “chirp”, adim.

CT = “cross-talk”, dB.

C_1, C_2 = parâmetros, adim.

C_{vj} = matriz.

$\Delta\alpha^a$ = eletroabsorção na região ativa, cm^{-1} .

$\Delta\alpha^g$ = eletroabsorção na região da rede, cm^{-1} .

$\delta\beta$ = variação da constante de propagação, m^{-1} .

$\Delta\beta$ = diferença de constante de propagação, m^{-1} .

ΔE = variação de energia, eV.

$\Delta\varphi$ = variação da fase na região ativa, radianos.

$\Delta\lambda_i$ = sintonia óptica - modulador, dB.

$\Delta\lambda_T$ = sintonia óptica - filtro, dB.

$\Delta\lambda$ = largura da banda óptica em 3 dB, dB.

$\Delta\lambda_R$ = largura da banda de rejeição, dB.

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

ΔN = variação espacial do índice de refração, adim.

d_2 = espessura do Guia 1, μm .

d_4 = espessura do Guia 2, μm .

E_{1e} = energia do estado fundamental do elétron, eV.

E_{1p} = energia do estado fundamental da lacuna pesada, eV.

E_a, E = campo elétrico, V/m.

E_{ex} = energia do exciton, eV.

E_g = energia da banda proibida, eV.

ϵ_0 = permissividade elétrica do vácuo, F/m.

$\epsilon_{sn}, \epsilon_{si}, \epsilon_{sp}$ = permissividade elétrica do semiconductor tipos N, I, P, F/m.

E_p = energia do fóton, eV.

E_{yi} = campo elétrico, V/m.

ϕ = fase da região ativa, radianos.

Φ = matriz representativa da região ativa.

f = número inteiro ímpar.

FC_{mod} = frequências de corte de modulação, GHz.

FC_{sint} = frequências de corte de sintonia, GHz.

g = profundidade da rede de difração, m.

Γ_i = fator de confinamento, adim.

Γ_{ws} = fator de confinamento dos poços quântico para o modo simétrico, adim.

Γ_{wa} = fator de confinamento dos poços quântico para o modo assimétrico, adim.

Γ_w^a = fator de confinamento dos poços quântico na região ativa, adim.

Γ_w^g = fator de confinamento dos poços quântico na região da rede, adim.

γ_i = parâmetro.

h_i = parâmetro.

H_{ij} = campo magnético, A/m.

I = concentração de portadores - semiconductor intrínseco, cm^{-3} .

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

k_o = constante de propagação no espaço livre, m^{-1} .

K_i = parâmetro.

λ_i = comprimento de onda, μm .

λ_o = comprimento de onda de operação (central), μm .

λ_{ex} = comprimento de onda do exciton, μm .

Λ = período da rede de difração, μm .

L_a = comprimento da região ativa, μm .

L_g = comprimento da região da rede, μm .

L_b = espessura da barreira, μm .

L_w = espessura do poço quântico, μm .

ℓ = largura do guia de onda óptico, μm .

m = ordem da rede de difração, número inteiro.

M = matriz de transmissão do refletor Bragg.

μ_o = permeabilidade magnética do vácuo, H/m.

N = concentração de elétrons - semiconductor tipo N, cm^{-3} .

n_i = índice de refração, adim.

N_p = número de períodos, número inteiro.

- N_{eff} = índice de refração efetivo, adim.
 N_{eff}^a = índice de refração efetivo da região ativa, adim.
 N_{eff}^B = índice de refração efetivo da região da rede, adim.
 n_{PQAA} = índice de refração dos PQMAA, adim.
 n_{PQMD} = índice de refração dos PQMD, adim.
 P = concentração de lacunas - semiconductor tipo P, cm^{-3} .
 P_i = potência modal.
 q = parâmetro.
 r = parâmetro.
 R = refletância, dB.
 R_{41} = coeficiente eletroóptico linear, m/V .
 RE = razão de extinção, dB.
 ρ = densidade volumétrica de carga, C/m^3 .
 Z_f = impedância da fonte, Ω .
 S_{12} = coeficiente eletroóptico quadrático, m^2/V^2 .
 S_3 = espessura de separação, μm .
 t = espessura do núcleo, μm .
 T = transmitância, dB.
 t_1 = espessura do núcleo do guia na região da rede, m.
 t_2 = espessura do núcleo do guia na região ativa, m.
 T_M = transmitância do MOISE, dB.
 T_{MC} = transmitância do MOISEC, dB.
 v = ordem do modo TE propagante, número inteiro.
 V_m = tensão de modulação, V.
 V_t = tensão de sintonia, V.
 ω = frequência angular da luz, radianos.
 W = matriz de transmissão do MOISE.
 WC = matriz de transmissão do MOISEC.
 x = concentração molar de Ga, adim.
 X_n = espessura da região de depleção N, μm .
 X_p = espessura da região de depleção P, μm .

Ψ = periodicidade de acoplamento, número inteiro.

y = concentração molar de As, adim.

y_{PQMAA} = fração molar equivalente do PQMAA, adim.

y_{PQMD} = fração molar equivalente do PQMD, adim.

RESUMO

A principal meta desta pesquisa é a proposição de novos moduladores e filtros optoeletrônicos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis, os quais terão grande impacto em sistemas ópticos de comunicações multiplexados em comprimento de onda (WDM) de alta velocidade operando em $1,55\text{ }\mu\text{m}$. Este trabalho introduz um novo conceito para a obtenção de moduladores de intensidade sintonizáveis e seletivos em comprimento de onda, livres de “chirp”, com alta razão de extinção, 18,0 dB, baixa perda de inserção, 2,3 dB, ampla largura de banda elétrica, 86,7 GHz, pequeno comprimento, 388 μm , baixa tensão de operação, 1,6 V, e sintonia óptica de 5,9 Å. A configuração integrada em cascata apresenta características similares com “cross-talk” de apenas 0,3 dB. O novo conceito é baseado em um ressonador óptico, consistindo em duas estruturas periódicas separadas por um número ímpar de quarto de onda (a região ativa), em uma configuração de guia de onda que possibilita a modulação de intensidade via efeito eletrorefrativo em poços quânticos múltiplos. Os filtros ópticos sintonizáveis são baseados em uma configuração de guias de onda acoplados. O acoplamento codirecional seletivo em comprimento de onda entre os guias de onda é obtido através de uma estrutura periódica. Para obtenção de ampla sintonia (330 Å) em comprimento de onda e alta velocidade (1,0 GHz) foi utilizado o efeito de eletrorefração em poços quânticos múltiplos, a qual é também uma nova proposição.

ABSTRACT

The main goal of this work is the proposal, design, and performance analysis of novel optoelectronics modulators and filters exhibiting optical tunability and wavelength selectivity, which will enhance wavelength division multiplexed optical communication systems operating at 1.55 μm . This work introduces a new concept to obtain chirp-free tunable and wavelength selective intensity optical modulators presenting high extinction ratio (18.0 dB), small insertion loss (2.3 dB), wide electrical bandwidth (86.7 GHz), small size (388 μm), low driving voltage (1.6 V) and 5.9 $\text{\AA}$ of optical tuning. The modulators integrated in tandem present similar features, with low cross-talk, typically 0.3 dB. The new concept is based on an optical resonator, comprising of two periodical structures separated by odd number of quarter-wave - the active region, embedded in a waveguide, allowing the intensity modulation via electrorefraction effect in multiple quantum wells. The tunable optical filters are based on a scheme of coupled waveguides. The wavelength selective codirectional coupling between the guides occurs via a periodic structure. In order to obtain wide wavelength tuning (330 $\text{\AA}$) at high speed (1.0 GHz), electrorefractive effects in multiple quantum wells were utilized, which is also a new concept.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A principal meta da pesquisa apresentada nesta dissertação é a proposição de novos moduladores e filtros optoeletrônicos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis. Estes dispositivos são elementos imprescindíveis na fabricação de transmissores e receptores ópticos compactos para sistemas multiplexados em comprimento de onda (WDM) de alta velocidade baseados em InP e que operam na janela óptica de 1,55 μm .

Neste tipo de aplicação, e considerando que a largura de banda óptica de amplificadores em fibras dopadas com Érbio (EDFAs) é de 300 Å, podemos visualizar um sistema de comunicações ópticas multiplexado em comprimento de onda que utiliza moduladores sintonizáveis e seletivos em comprimento de onda que operam em altas velocidades e livres de “chirp”. Desta maneira, a largura de banda elétrica total do sistema será extremamente ampla. Para tal sistema pode ser também visualizado um receptor consistindo de um filtro sintonizável, que permite cobrir toda a banda óptica utilizada, integrado com um fotodetector e um pré-amplificador.

A revisão da literatura revelou que presentemente dois tipos básicos de moduladores de intensidade são fabricados em semicondutores III-V, os quais são baseados na eletroabsorção ou eletrorefração. A perda de inserção em dispositivos que utilizam a eletroabsorção é intrinsecamente substancial o que limita severamente seu desempenho. Moduladores que utilizam a eletrorefração são usualmente baseados em um interferômetro de Mach-Zehnder, o qual ocupa muito espaço no “chip”. Além disso, convém frisar que estes dispositivos não são seletivos em comprimento de onda e desta maneira não podem ser integrados em cascata para a fabricação de transmissores compactos. Portanto, concluímos que mecanismos alternativos para a produção de moduladores de intensidade devem ser explorados.

A revisão da literatura mostrou também que atualmente filtros seletivos em comprimento de onda utilizam como mecanismo de sintonia a injeção de portadores, cuja dinâmica do processo de recombinação limita a largura de banda destes dispositivos a poucas centenas de MHz e introduz ruído devido à recombinação de portadores. Conseqüentemente, a busca de novos mecanismos que possibilitem a fabricação de dispositivos de alta velocidade deve ser empreendida.

Um dos mais eficientes modos de se interferir com a propagação da luz é através de uma estrutura periódica, ou seja, uma rede de difração, a qual espalha a luz de uma maneira controlada. Assim, propomos a utilização de um ressonador óptico, consistindo de duas estruturas periódicas separadas por um número ímpar de quarto de onda (a região ativa), em uma configuração de guia de onda, que possibilita a modulação de intensidade via efeito eletrorefrativo em poços quânticos múltiplos (PQM), sem o uso de um interferômetro de Mach-Zehnder. Além disso, o modulador, baseado em um ressonador, é inerentemente seletivo em comprimento de onda e sintonizável, tornando possível a integração destes em cascata. A utilização de um ressonador óptico como elemento ativo representa uma proposição completamente nova e é um dos temas deste estudo. Várias estruturas para o dispositivo foram investigadas e as mais promissoras são apresentadas nesta dissertação.

Filtro óptico sintonizável de alta velocidade, o outro tema deste trabalho, é baseado em uma configuração de guias de onda acoplados, com o acoplamento codirecional e seletivo em comprimento de onda entre os guias obtido através de uma estrutura periódica. Para obtenção de ampla sintonia em comprimento de onda e alta velocidade foram utilizados poços quânticos múltiplos, a qual é também uma nova proposição. Diversos filtros foram estudados e os mais adequados para utilização em receptores ópticos são apresentados neste trabalho.

No Capítulo 2 desta dissertação é apresentada uma revisão da literatura referente a moduladores de intensidade e filtros ópticos sintonizáveis utilizando semicondutores III-V. Neste mesmo capítulo, é apresentada também a motivação e as novas propostas de moduladores de intensidade e filtros ópticos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis. As propriedades ópticas e eletroópticas dos semicondutores e estruturas quânticas utilizadas no projeto dos dispositivos propostos

são discutidas no Capítulo 3. As propriedades dos materiais bem como os parâmetros ópticos requeridos para o projeto dos dispositivos foram obtidos da literatura disponível. No Capítulo 4 é focado o projeto e o desempenho dos novos moduladores. O Capítulo 5 é relativo ao projeto e avaliação do filtro proposto. Finalmente, no Capítulo 6, conclusões sobre os resultados obtidos são apresentadas e recomendações para trabalhos futuros são propostas.

CAPÍTULO 2

REVISÃO DA LITERATURA E DISPOSITIVOS PROPOSTOS

Neste capítulo uma revisão crítica da literatura referente a moduladores de intensidade e filtros ópticos é apresentada. A motivação e os novos moduladores ópticos de intensidade seletivos em comprimento de onda e filtros ópticos sintonizáveis propostos são também apresentados neste capítulo.

2.1 INTRODUÇÃO

O emprego de técnicas de multiplexação/demultiplexação por divisão do comprimento de onda em sistemas de comunicações ópticas aumenta a capacidade de tais enlaces, visto que a ampla largura de banda óptica disponível nas fibras ópticas pode ser adequadamente ocupada com a utilização desta técnica. Conseqüentemente, dispositivos que possam ser utilizados nos transmissores e receptores de tais sistemas apresentam alta demanda no mercado de telecomunicações. O mais importante dispositivo em um transmissor é o modulador óptico de intensidade, através do qual o sinal da informação é superposto à portadora óptica. Nos receptores ópticos, os principais dispositivos são os filtros sintonizáveis, os quais permitem a demultiplexação dos diversos canais ópticos do sistema.

Moduladores ópticos de intensidade e de fase são os dois tipos de moduladores ópticos propostos e demonstrados na literatura. A modulação de fase é realizada através da eletrorefração, ou seja, com a alteração do índice de refração, a qual é obtida pela aplicação de um campo elétrico ao material semiconductor “bulk” ou a poços quânticos. A modulação da intensidade é realizada a partir de dois efeitos,

eletroabsorção e eletrorefração. O emprego da eletroabsorção na modulação da intensidade é realizada diretamente pela alteração do espectro de absorção do semicondutor, através do efeito Franz-Keldysh em semicondutores “bulk” ou efeito Stark confinado quanticamente em poços quânticos. Modulação da intensidade empregando o efeito eletrorefrativo é realizada através da variação da fase da luz em interferômetros, usualmente do tipo Mach-Zehnder.

Filtros ópticos com banda de passagem estreita, sintonizáveis em uma larga faixa de frequência, de baixo ruído e com dimensões reduzidas são dispositivos importantes para circuitos de demultiplexação. Para a máxima utilização da janela óptica, a sintonia do comprimento de onda desejado, através do controle elétrico, torna-se indispensável. Dispositivos sintonizáveis utilizando a alteração do índice de refração induzida por injeção de portadores em filtros acoplados verticalmente têm sido fabricados, mas apresentam baixa velocidade de sintonia devido ao processo lento de recombinação dos portadores e ruído devido a emissão espontânea a qual é causada também pela recombinação dos portadores.

Na Seção 2 deste Capítulo é apresentada a revisão do estado da arte dos moduladores ópticos de intensidade e filtros ópticos. Os principais dispositivos propostos e demonstrados na literatura são apresentados. A motivação e a proposição dos novos moduladores de intensidade e filtros ópticos sintonizáveis seletivos em comprimento de onda são realizadas nas Seções 3 e 4. O capítulo é finalizado com a Seção 5, onde os pontos importantes são resumidos.

2.2 REVISÃO DA LITERATURA

A revisão da literatura relativa aos moduladores ópticos de intensidade e filtros ópticos é apresentada nesta seção.

2.2.1 Estado da arte de moduladores ópticos de intensidade

Em sistemas de comunicações ópticas operando com taxas de multi-Gb/s, moduladores externos são requeridos em virtude das penalidades associadas com o

“chirp” do comprimento de onda em lasers semicondutores modulados diretamente, KOYAMA & IGA [1], o qual limita o produto (comprimento x taxa de dados) dos sistemas. Desta maneira, atenção substancial tem sido dirigida a esquemas para modulação externa, OKIYAMA et al. [2], na qual o laser semiconductor age como uma fonte óptica contínua e é seguido por um dispositivo capaz de modular a luz com altas taxas de velocidade com pequeno “chirp”.

Os moduladores externos geralmente utilizados são baseados no efeito eletroóptico linear, ou efeito Pockels. Este efeito é muito pequeno em semicondutores, e portanto, campos elétricos intensos ou comprimentos de interação longos ou ambos são necessários para introduzir uma substancial modulação de fase. A maioria dos dispositivos utilizam um interferômetro, usualmente do tipo Mach-Zehnder, para converter a modulação de fase em intensidade. O material usado tem sido LiNbO_3 ou GaAs. Estes materiais são inadequados para integração monolítica em $1,55 \mu\text{m}$ com outros dispositivos fotônicos ou eletrônicos, pois o primeiro não é um semiconductor enquanto o segundo é apenas usado em comprimentos de onda de $0,85 \mu\text{m}$. Por estes motivos, esta revisão da literatura não engloba moduladores baseados em niobato de lítio e GaAs. TAKEUCHI et al. [3] relataram um modulador de intensidade baseado no interferômetro Mach-Zehnder utilizando InGaAsP/InP numa configuração de diodo PIN e operando em $1,55 \mu\text{m}$. O dispositivo apresentou um comprimento de $5,0 \text{ mm}$, razão de extinção de $7,0 \text{ dB}$ para tensão de operação de $4,5 \text{ V}$, perda de inserção de $10,5 \text{ dB}$ e largura de banda estimada em alguns GHz. Este trabalho mostrou que moduladores de intensidade empregando o efeito eletroóptico linear tem seu desempenho limitado pelo longo comprimento do dispositivo, alta tensão de operação e perda de inserção excessiva.

Moduladores de intensidade baseados na eletroabsorção, devido ao efeito Franz-Keldysh [4], apresentam menor comprimento, maior largura de banda e menor tensão de modulação, se comparado com aqueles baseados no efeito eletrorefrativo. Porém, sofrem de alta perda de inserção e uma indesejável modulação de fase. NODA et al. [5] relataram um modulador de dupla heteroestrutura de InGaAsP/InP com $720 \mu\text{m}$ de comprimento, 20 dB de razão de extinção em $6,0 \text{ V}$, frequência de corte de $1,6 \text{ GHz}$ e perda de inserção de $9,6 \text{ dB}$. Posteriormente, NODA et al. [6] publicaram uma

versão melhorada do modulador, o qual apresentava um comprimento de 440 μm , profundidade de modulação de 0,99 em 4,5 V, frequência de corte de 3,8 GHz e perda de inserção de 10,0 dB. Uma significativa melhoria em moduladores do tipo eletroabsorção foi obtida por SUZUKI et al. [7], que fabricaram um dispositivo com 220 μm de comprimento operando em 1,55 μm com 10 dB de razão de extinção em 2,3 V, perda de inserção de 8,0 dB e largura de banda de 10 GHz.

Significantes alterações da eletroabsorção e eletrorefração relativa a materiais “bulk” são obtidas com poços quânticos. Este fato se deve ao efeito Stark confinado quanticamente (ESCQ) em poços quânticos múltiplos desacoplados (PQMD), ZUCKER et al. [8]. Efeitos excitônicos presente em poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados (PQMAA), THIRSTRUP [9] causam uma grande variação da eletrorefração e uma alteração quase desprezível na eletroabsorção. A literatura relativa à utilização de heteroestruturas baseadas em poços quânticos em dispositivos ópticos, principalmente em moduladores, está tendo um crescimento vertiginoso e as publicações que são mais relevantes ao presente trabalho são aqui apresentadas.

Um modulador de eletroabsorção baseado em PQMD de InGaAs/InAlAs com 180 μm de comprimento operando em 1,55 μm com razão de extinção de 20,0 dB em 2,0 V, perda de inserção de 12,0 dB e largura de banda de 1,8 GHz foi relatado por WAKITA et al. [10]. ZUCKER et al. [11] utilizando PQMD de InGaAsP/InP em um modulador de intensidade Mach-Zehnder e operando em 1,33 μm obtiveram uma razão de extinção de 10,0 dB em 12,0 V e perda de inserção de 23,0 dB. Um modulador de eletroabsorção baseado em PQMD de InGaAs/InAlAs operando em 1,54 μm com razão de extinção de 10,0 dB em 6,0 V, perda de inserção de 13,0 dB e largura de banda de 40 GHz foi descrito por MITOMI et al. [12]. Para superar a perda de inserção, ZUCKER et al. [13] integraram monoliticamente um modulador de intensidade interferométrico baseado em PQMD de InGaAsP/InP com um amplificador óptico fabricado com InGaAs/InP operando em 1,55 μm . Com um comprimento ativo do modulador de 400 μm , uma razão de extinção de 10,8 dB em 5,0 V foi obtida. A largura de banda do dispositivo é de 2,25 GHz e o amplificador fornece um ganho fibra-a-fibra de 4,2 dB. Utilizando a eletroabsorção em PQMD de InGaAsP/InP em um modulador de intensidade operando em 1,55 μm , DEVAUX et

al. [14] obtiveram uma razão de extinção de 12,0 dB em 1,2 V, largura de banda de 20,0 GHz e perda de inserção de 13,0 dB para 100 μm de comprimento. IDO et al. [15] apresentaram um dispositivo tipo eletroabsorção com poços quânticos de InGaAs/InAlAs com 50 μm de comprimento, perda de inserção de 7,0 dB, razão de extinção de 10,0 dB em 2,6 V e largura de banda maior que 20,0 GHz.

Os moduladores fabricados com poços quânticos múltiplos apresentam uma melhoria significativa em seus desempenhos em relação àqueles construídos com materiais “bulk”. Sendo assim, é natural a escolha de poços quânticos como o material ativo para os moduladores propostos.

2.2.2 Estado da arte de filtros ópticos

Diversos tipos de filtros ópticos são relatados na literatura baseados em estruturas DFB (“Distributed FeedBack”), DBR (“Distributed Bragg Reflector”) e no acoplamento codirecional entre dois guias de onda. Filtros baseado em estruturas DFB e DBR foram demonstrados por KAWAGUCHI et al. [16] e NUMAI et al. [17]-[18]. Tanto a estrutura DFB como a DBR, apresentam estreita largura de banda, da ordem de 0,6 $\text{\AA}$ (DFB) a 25 $\text{\AA}$ (DBR), baixa sintonia utilizando injeção de corrente, 3 $\text{\AA}$ (DFB) a 42 $\text{\AA}$ (DBR) e comprimento total variando de 300 a 400 μm .

A literatura traz diversas configurações para os filtros ópticos baseados no acoplamento codirecional. São configurações sintonizáveis ou não e com ou sem rede de difração. Quando sintonizáveis, os modelos utilizam injeção de portadores ou PQMD para alterar o índice de refração. A desvantagem da injeção de portadores é a baixa velocidade de sintonia devido à baixa mobilidade das lacunas, perdas óptica induzida por portadores e ruído devido a emissão espontânea causada pela recombinação destes portadores. A utilização de PQMD entretanto, aumenta a velocidade e largura da banda de sintonia, diminui o comprimento, requer baixa voltagem e não apresenta ruído por emissão espontânea. E finalmente, a não utilização da rede de difração resulta em filtros com longos comprimentos e, conseqüentemente, com uma maior perda de inserção.

WU et al. [19] apresentaram em um filtro óptico em InGaAsP/InP sem rede de difração e não sintonizável, uma largura de banda óptica em 3,0 dB de 8,0 Å e comprimento de 5,0 mm com comprimento de onda central em 1,2655 µm. SAKATA & TAKEUCHI [20] fabricaram um dispositivo utilizando PQMD de GaAs/GaAlAs com acoplamento via rede de difração e operando em 0,83 µm. Para este filtro, foi obtida sintonia de 20,0 Å com uma tensão de 3,0 V, largura de banda de 17 Å, comprimento de 490 µm para uma eficiência de acoplamento de 44%. ALFERNESS et al. [22] demonstraram, que em um filtro utilizando rede de difração fabricado com InGaAsP/InP e não sintonizável, pode ser obtida uma largura de banda óptica de 17,0 Å e 3,0 mm de comprimento para 75% de acoplamento. ALFERNESS et al. [23] relataram, para um filtro óptico com rede de difração fabricado também com InGaAsP/InP, uma largura de banda de 20,0 Å, sintonia de 210,0 Å para uma densidade de corrente de 5,75 kA/cm², 2 mm de comprimento e comprimento de onda central em 1,501 µm. BUHL et al. [24] fabricaram um filtro em InGaAsP/InP com rede de difração, operando em 1,5 µm. Utilizando injeção de portadores, obtiveram sintonia de 370,0 Å com densidade de corrente de 5,0 kA/cm², largura de banda óptica em 3,0 dB de 55,0 Å e 1,0 mm de comprimento para eficiência de acoplamento de 65%.

Os mais eficientes filtros ópticos sintonizáveis são aqueles baseados em guias acoplados cujo mecanismo de acoplamento é realizado via rede de difração. Tendo em vista que a injeção de portadores é desvantajosa em relação à velocidade de sintonia, indução de perda e ruído, optamos por utilizar poços quânticos múltiplos como meio ativo nos filtros propostos.

2.3 MOTIVAÇÃO

A principal motivação desta dissertação é a pesquisa de moduladores e filtros ópticos para aplicação em um sistema óptico de telecomunicação multiplexado em comprimento de onda (WDM), como ilustra o diagrama em blocos da Figura 2.1.

Figura 2.1. Diagrama em blocos de um sistema óptico de telecomunicações multiplexado em comprimento de onda (WDM).

O principal objetivo do sistema WDM, é utilizar toda a janela óptica da fibra óptica onde as perdas são mínimas. Como mostrado na Figura 2.1 duas soluções são possíveis para a multiplexação do comprimento de onda. Na primeira solução, as informações são superpostas às portadoras ópticas individualmente, através de moduladores de intensidade externos, combinadas (ou multiplexadas) e acopladas à fibra óptica. Na segunda solução, os comprimentos de onda, ou portadoras, são primeiramente multiplexadas e através de um modulador de intensidade seletivo em comprimento de onda em cascata, moduladas individualmente. Para o circuito de demultiplexação, o diagrama em blocos mostra um filtro óptico sintonizável, o qual possibilita a demodulação pelo fotodetector de somente um comprimento de onda.

Assim, para aplicação no circuito de multiplexação, esta dissertação propõe dois novos moduladores ópticos de intensidade. Estes dispositivos são moduladores com seletividade em comprimento de onda e sintonizáveis, para a modulação de um único comprimento de onda ou de vários, através de sua integração em cascata. Para o circuito de demultiplexação, esta dissertação propõe um filtro óptico com ampla sintonia e alta velocidade.

2.4 DISPOSITIVOS PROPOSTOS

Nesta seção, são apresentadas as propostas dos novos moduladores ópticos de intensidade e filtros ópticos sintonizáveis e seletivos em comprimento de onda.

2.4.1 Moduladores ópticos de intensidade seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis

Moduladores ópticos de intensidade baseado em poços quânticos múltiplos estrategicamente colocados em ressonadores de quarto de onda apresentam pequena dimensão, baixa perda de inserção, altas razão de extinção e frequência de corte, como proposto por CAMARGO SILVA & CALLIGARIS JR [25]. Além destas significantes características, a seletividade em comprimento de onda oferecida por esta configuração, possibilita sua integração em cascata, a qual foi também explorada por CAMARGO SILVA & CALLIGARIS JR [26] em uma versão para três moduladores. O modulador óptico de intensidade proposto, baseado no ressonador quarto de onda e na alteração do índice de refração através da aplicação de um campo elétrico em poços quânticos, é motivado pelas comparações abaixo:

1. O modulador óptico de intensidade baseado em ressonadores ópticos, é o único tipo que proporciona seletividade e sintonia em comprimento de onda;
2. O ressonador de quarto de onda, constituído por duas redes de difração separadas por um múltiplo ímpar de quarto de onda, proporciona dimensões reduzidas quando comparado aos interferômetros de Mach-Zehnder, influenciando diretamente na perda de inserção do dispositivo;
3. O uso do efeito eletrorefrativo é justificado pelas altas perdas causadas pelo emprego da eletroabsorção na modulação da intensidade óptica;
4. A utilização da eletrorefração em poços quânticos múltiplos desacoplados ou acoplados, proporciona, em relação ao material “bulk”, uma maior variação do índice de refração com menor tensão de operação, resultando em uma maior razão de

extinção, menor degradação da perda de inserção devido à eletroabsorção e alta frequência de corte.

A possibilidade de se construir moduladores ópticos seletivos e sintonizáveis em comprimento de onda com baixas perdas de inserção, altas razões de extinção, ampla largura de banda elétrica e dimensões reduzidas são as principais vantagens apresentadas por esta configuração.

2.4.1.1 Modulador óptico de intensidade seletivo em comprimento de onda e sintonizável (MOISE)

O novo dispositivo proposto, identificado neste trabalho pela sigla MOISE (modulador óptico de intensidade seletivo em comprimento de onda e sintonizável), é mostrado na Figura 2.2.

Figura 2.2. Modulador óptico de intensidade seletivo em comprimento de onda e sintonizável (MOISE).

O dispositivo proposto é um modulador de intensidade óptica, ou seja, sua função é provocar uma modulação na intensidade da fonte óptica. Este tipo de

dispositivo possui geometria de um guia de onda óptico, para modular a informação e permitir a passagem da luz para o meio de propagação (fibra óptica). Como mostra a Figura 2.2, sobre um substrato InP:N^+ , é fabricado um guia de onda óptico com núcleo constituído de semiconductor InGaAsP e poços quânticos múltiplos e cascas de semiconductor InP . Os semicondutores InGaAsP e InP possuem dopagens N e P e os poços quânticos múltiplos são do tipo N de característica intrínseca (I). A característica de ressonador $\lambda/4$ é dada a este guia de onda, fabricando-se duas perturbações periódicas separadas por uma região cujo comprimento é um múltiplo ímpar de $\lambda/4$ (região ativa) na parte superior do núcleo do guia de onda. Estas perturbações periódicas, também denominadas de redes de difração, comportam-se como espelhos dielétricos, as quais, junto com a região ativa, caracterizam o ressonador. Uma camada InGaAs:P^+ é crescida sobre a casca superior do guia de onda para se fabricar contatos ôhmicos de sintonia e modulação. Contato ôhmico para o terminal de terra é fabricado na parte inferior do substrato. A isolamento elétrica das seções de modulação e sintonia é realizada através da técnica de implantação iônica [13].

O espectro de transmissão deste ressonador é semelhante ao de um filtro seletivo em comprimento de onda, com comprimento de onda central (λ_o) determinado pelo comprimento da região ativa e período das redes de difração. A largura de banda óptica de rejeição é dada pela profundidade das redes.

Estas redes de difração refletem, ou acoplam, somente o comprimento de onda determinado pelos seus períodos, por exemplo, λ_o . Assim, a separação estratégica de comprimento $\lambda_o/4$ entre as duas redes de difração, coincidindo com o comprimento de onda de acoplamento das redes de difração (λ_o) provoca uma defasagem total na fase de λ_o igual a 180° , ou seja, $\pi/2$ radianos para cada reflexão. Esta defasagem de 180° anula a reflexão de λ_o na região ativa e conseqüentemente sua transmissão ocorre na porta de saída do ressonador. A luz no comprimento de onda diferente de λ_o é refletida para a porta de entrada do dispositivo. A atenuação da intensidade óptica do comprimento de onda λ_o , caracterizando um modulador óptico de intensidade, é obtida com uma mudança na fase da região ativa, $\Delta\phi$, de tal modo que a nova defasagem nesta região seja diferente de $\pi/2$ radianos. Com esta nova

defasagem, a reflexão total de 180° entre as redes de difração ocorrerá para um novo comprimento de onda, uma vez que o comprimento físico da região ativa ($\lambda_o/4$) não é alterado. O espectro de transmissão do ressonador $\lambda_o/4$ quando a fase na região ativa é $\phi = \pi/2$ radianos está representado na Figura 2.3 pela linha cheia. A mesma figura apresenta o espectro para $\phi = \pi/2 + \Delta\phi$ através da linha pontilhada.

Figura 2.3. Espectro de transmissão do ressonador $\lambda_o/4$. Linha cheia: $\phi = \pi/2$ radianos; linha pontilhada: $\phi = \pi/2 + \Delta\phi$ radianos.

Para se obter $\Delta\phi$, altera-se o índice de refração dos poços quânticos da região ativa através da aplicação de um campo elétrico. Assim, diversos períodos de poços quânticos (InGaAsP/InP para PQMD e InGaAs/InP para PQMAA) são colocados no centro do núcleo do guia de onda, para que, na presença de um campo elétrico, provoquem uma alteração no índice de refração efetivo deste núcleo e, conseqüentemente, a modulação proporcional à tensão aplicada. A sintonia óptica do dispositivo é também baseada no efeito eletrorefrativo dos poços quânticos nas regiões das estruturas periódicas (redes de difração). A presença de um campo nestas regiões altera o índice de refração efetivo do núcleo e sintoniza o dispositivo em um novo comprimento de onda.

2.4.1.2 Modulador óptico de intensidade sintonizável em cascata (MOISEC).

Identificado neste trabalho pela sigla MOISEC (modulador óptico de intensidade sintonizável em cascata), o novo dispositivo proposto é mostrado na Figura 2.4. O MOISEC é uma integração em cascata (lado a lado) de três moduladores MOISE. Esta integração torna-se viável devido à seletividade em comprimento de onda do MOISE, ou seja, cada MOISE, ou módulo, irá modular somente o comprimento de onda determinado pelo período de sua rede de difração e comprimento da região ativa. Obtemos assim, um dispositivo em único “chip” capaz de modular três comprimentos de onda distintos, provenientes de uma fibra óptica. A sintonia independente de cada módulo é também prevista, através de isolações elétricas adicionais entre os módulos.

Figura 2.4. Modulador óptico de intensidade sintonizável em cascata (MOISEC).

Na Figura 2.4 acima, os módulos que compõem o MOISEC estão distinguidos pelas letras A, B e C, indicando um comprimento de onda de operação diferente para cada módulo.

2.4.2 Filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável

A alta seletividade em comprimento de onda, obtida com o acoplamento codirecional entre dois guias de ondas não idênticos via rede de difração, apresenta largura de banda da ordem de 10 Å a 200 Å [22], [27], [28]. Estes valores são convenientes para aplicações em sistemas de comunicações ópticas multiplexados em comprimento de onda e como filtros de ruídos. Além disso, esta configuração oferece o desacoplamento das portas de entrada e saída do dispositivo, permitindo a integração com outros dispositivos fotônicos.

O emprego da rede de difração torna-se de extrema importância na minimização do comprimento do dispositivo. A presença da rede de difração aumenta o coeficiente de acoplamento entre os guias, e, como o comprimento é inversamente proporcional a este coeficiente, o dispositivo torna-se menor. A sintonia, obtida através da eletrorefração em poços quânticos múltiplos, é justificada sobre a escolha do mecanismo de injeção de portadores, por possibilitar menor perda de inserção, menor tensão de operação, maior alteração do índice de refração, maior frequência de corte e ausência de ruído. Proposta por CAMARGO SILVA & CALLIGARIS JR [29] esta configuração é baseada em PQMD de InGaAsP/InP operando em 1,55 μm .

A possibilidade de se obter um filtro óptico com baixa perda de inserção, sintonizável em uma ampla largura de banda óptica, dimensões reduzidas e pequena largura de banda de transmissão e alta velocidade de sintonia são as principais motivações para o estudo desta configuração.

Identificado neste trabalho pela sigla FCODIR, o filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável proposto é mostrado na Figura 2.5.

Figura 2.5. Filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável (FCODIR).

O filtro FCODIR consiste do substrato InP:N^+ , uma casca de InP:N , um núcleo de InGaAsP:N e outra casca de InP:N formando o guia de onda de entrada da luz. Sobre a casca superior deste guia é crescida uma camada de InGaAsP:N , vários períodos de PQM intrínsecos (InGaAsP/InP para PQMD e InGaAs/InP para PQMAA) e uma camada de InGaAsP:P . Nesta camada é então fabricada a rede de difração e crescida uma camada de InP:P , formando a camada da rede de difração. Uma camada de InGaAs:P^+ e contatos ôhmicos na parte inferior e superior finalizam o dispositivo. A mais adequada posição da rede de difração é discutida na Seção 5.3.3 do Capítulo 5.

Seu princípio de funcionamento é baseado na teoria dos modos acoplados codirecionalmente. Quando não há tensão aplicada, a luz acoplada ao guia de onda inferior propaga-se ao longo do filtro como modo ímpar (assimétrico) e é acoplada ao guia superior como modo par (simétrico) no comprimento de onda de operação λ_0 . A luz com comprimento de onda diferente de λ_0 continua propagando-se pelo guia inferior como modo ímpar. A sintonia do filtro é realizada com a aplicação de uma

tensão a qual promove a alteração no índice de refração efetivo do guia de onda superior do dispositivo. Esta variação no índice de refração, causada pelo efeito eletrorefrativo dos PQMD ou PQMAA, provoca o acoplamento de um novo comprimento de onda, por exemplo λ_2 , ao guia de onda superior do filtro.

2.5 SUMÁRIO

Em resumo, investigações até o momento mostraram que moduladores ópticos de intensidade são fabricados com comprimento submilimétrico, largura de banda maior que 20 GHz, tensão de operação menor que 2,0 V e razão de extinção maior que 10 dB. O principal problema é que os moduladores apresentam alta perda de inserção, a qual deve ser compensada através da integração do dispositivo com um amplificador óptico. Além disso, os moduladores baseados na eletrorefração usam um interferômetro de Mach-Zehnder, os quais são muito longos se comparados com aqueles baseados na eletroabsorção. Os dispositivos fabricados não são sintonizáveis e seletivos em comprimento de onda.

A revisão da literatura mostrou, também, que filtros ópticos são fabricados em diversas estruturas e os que apresentam maior sintonia são aqueles baseados em guias acoplados codirecionalmente via rede de difração. Ainda, filtros que utilizam injeção de portadores como mecanismo de sintonia apresentam baixa velocidade.

Propomos novos moduladores ópticos de intensidade e filtros ópticos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis de alta velocidade baseados em ressonadores ópticos e estruturas periódicas. Os dispositivos utilizam, como princípio ativo, a propriedade eletrorefrativa de poços quânticos múltiplos.

No Capítulo 3, a seguir, são apresentadas as principais propriedades ópticas e eletroópticas de semicondutores baseados em InGaAsP. Estas propriedades são utilizadas nos projetos dos dispositivos, descritos nos Capítulos 4 e 5.

CAPÍTULO 3

PROPRIEDADES ÓPTICAS E ELETROÓPTICAS DE SEMICONDUTORES BASEADOS EM InGaAsP

Neste capítulo, são apresentadas as propriedades ópticas e eletroópticas de semicondutores “bulk” e poços quânticos múltiplos. Na Seção 3.2 são apresentadas as propriedades ópticas, índice de refração e coeficiente de absorção óptica, do semicondutor “bulk” InGaAsP. As propriedades ópticas, índice de refração e coeficiente de absorção óptica, e eletroópticas, eletrorefração e eletroabsorção de poços quânticos múltiplos baseados em InGaAsP são apresentadas nas Seção 3.3. Os resultados deste capítulo são utilizados no Capítulo 4 e 5 para o projeto dos dispositivos propostos no Capítulo 2.

3.1 INTRODUÇÃO

A concepção de moduladores de intensidade seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis, através da alteração do índice de refração na região ativa de um ressonador óptico em configuração de guia de onda foi introduzida no capítulo anterior. Além disso, propusemos a utilização da eletrorefração em poços quânticos para obter filtros ópticos com ampla sintonia do comprimento de onda. Para projetar estes dispositivos, as propriedades ópticas e eletroópticas dos pertinentes semicondutores III-V devem ser examinadas. Conseqüentemente, a meta deste capítulo é revisar as informações sobre as propriedades ópticas e eletroópticas do InGaAsP “bulk” e também de poços quânticos fabricados com este semicondutor. 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

concentração de portadores livres é revisto. O índice de refração, coeficiente de absorção óptica, eletrorefração e eletroabsorção de poços quânticos múltiplos desacoplados de InGaAsP/InP e poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados de InGaAs/InP são também examinados. As informações geradas neste capítulo serão utilizadas nos Capítulos 4 e 5 para projetar os dispositivos introduzidos conceitualmente no Capítulo 2. Este capítulo é organizado em quatro sessões. A Seção 2 é relativa às propriedades ópticas do semiconductor InGaAsP “bulk”. As propriedades ópticas e eletroópticas de poços quânticos desacoplados e acoplados são apresentadas na Seção 3. Os principais pontos do capítulo são sintetizados na Seção 4.

3.2 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 semiconductor $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, tipos N e P, são apresentados nesta seção. Estas propriedades são básicas para o projeto dos dispositivos propostos no capítulo anterior. 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.

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

O semiconductor quaternário $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, com y variando de 0 a 1, possibilita a fabricação de diferentes composições, desde InP (y=0), até $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (y=1). Para que haja casamento entre as constantes de rede da composição e do InP, o qual é o semiconductor utilizado como substrato, a seguinte relação entre ‘x’ e ‘y’ deve ser satisfeita [30]:

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

A expressão utilizada neste trabalho para o cálculo do índice de refração do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, baseada em resultados experimentais [31], é:

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

onde a energia da banda proibida, E_g em eV, em função da fração molar 'y' de As do $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ é [32]:

$$E_g = 1,35 - 0,72 y + 0,12 y^2 \quad (3.3)$$

A energia do fóton, E_p em eV, correspondente ao comprimento de onda no espaço livre, λ em μm , é:

$$E_p = \frac{1,2398}{\lambda} \quad (3.4)$$

A variação do índice de refração do InGaAsP em $1,55 \mu\text{m}$ e em função da fração molar 'y' de As, é mostrada na Figura 3.1.

Figura 3.1. Índice de refração do InGaAsP em função da fração molar 'y' de As em $\lambda=1,55 \mu\text{m}$.

Podemos verificar, na Figura 3.1, que o índice de refração da composição cresce com o aumento da fração de As. Em 1,55 μm o índice de refração do InP, $y=0$, é 3,1495 e seu máximo valor 3,67 ocorre para o $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,43}\text{As}$, isto é, quando $y=1$.

3.2.2 Coeficiente de absorção óptica

A absorção óptica é o processo de absorção da energia de um fóton pelo semiconductor. Esta absorção é causada por três diferentes tipos de transições: a transição direta da banda de valência para a banda de condução, a transição indireta interbanda, e a transição intrabanda devido aos portadores livres.

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, σ_p , para qualquer uma de suas composições e em função do comprimento de onda é, [33]:

$$\sigma_p = 4,252 \times 10^{-16} \exp(-3,657 E_p) P \quad (3.5)$$

onde, P é a concentração de lacunas, em cm^{-3} , E_p é a energia do fóton, em eV, e σ_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, σ_N , para qualquer fração molar 'y' de As é [34]:

$$\sigma_N = 1,834 \cdot 10^{-18} N \quad (3.6)$$

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

A Figura 3.2 mostra os coeficientes de absorção óptica do InGaAsP, tipos P e N, em função da concentração de lacunas e elétrons em 1,55 μm .

Figura 3.2. 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 3.2 verifica-se que o coeficiente de absorção óptica do semiconductor tipo P ou N aumenta com o aumento da concentração 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 $P=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_P=2,28 \text{ cm}^{-1}$ enquanto para $N=1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\sigma_N=0,18 \text{ cm}^{-1}$.

3.3 PROPRIEDADES ÓPTICAS E ELETROÓPTICAS DE POÇOS QUÂNTICOS MÚLTIPLOS

A aplicação de um campo elétrico transversal em estruturas contendo poços quânticos múltiplos desacoplados (PQMD) altera significativamente a absorção óptica e o índice de refração do material. A origem deste fenômeno é o Efeito Stark Quanticamente Confinado (ESQC), o qual desloca o espectro de absorção para o vermelho (“red shift”). As variações da absorção e do índice de refração são inter-relacionadas através da relação de Kramers-Krönig. Entretanto, cada um destes pode ser otimizado em relação ao outro para um comprimento de onda particular, através

de um ajuste conveniente dos parâmetros do PQMD. Por exemplo, as espessuras e composições dos semicondutores que compõem o poço e a barreira podem ser escolhidos de tal maneira que, para um comprimento de onda específico, se obtenha máxima eletrorefração com mínima eletroabsorção.

Alteração adicional da absorção óptica e índice de refração são obtidas em estruturas contendo poços quânticos múltiplos acoplados. A estrutura de um poço quântico acoplado é composta de dois poços estreitos separados por uma fina barreira. As funções de onda de elétrons e lacunas são compartilhadas pelos poços adjacentes, visto que ambas partículas podem tunelar através da barreira. 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).

As funções de onda de elétrons e lacunas em poços quânticos desacoplados são apenas ligeiramente alteradas pelo campo elétrico aplicado, mas em poços quânticos acoplados com dimensões específicas, as funções de onda são significativamente distorcidas pelo campo elétrico. Por exemplo, efeitos excitônicos em poços quânticos assimétricos acoplados causam uma significativa alteração no índice de refração em baixo campo elétrico com uma pequena variação na absorção óptica. Estas características permitem-nos operar em comprimentos de onda mais próximos da ressonância excitônica, onde maiores alterações da eletrorefração ocorrem, sem incorrer em alta perda de inserção óptica. Além disso, no ajuste destas configurações dois graus de liberdade são adicionados em relação a poços quânticos desacoplados, isto é a espessura e composição da terceira camada. Assim, para um dado intervalo de comprimento de onda, a eletrorefração e eletroabsorção podem ser adicionalmente otimizadas.

3.3.1 Poços quânticos - definições e características

Poços quânticos desacoplados (PQD) são constituídos por uma camada muito fina, usualmente menor que 100 Å, de material com pequena largura de banda

proibida, o poço - por exemplo InGaAsP, envolto entre duas camadas de material com maior banda proibida, a barreira - por exemplo InP, com espessura suficiente para que não ocorra tunelamento de partículas entre poços adjacentes. A Figura 3.3 mostra esquematicamente o diagrama de bandas de energia de um poço quântico. Esta diferença entre bandas de energia proibida do poço e barreira confina o movimento dos elétrons na banda de condução e as lacunas na banda de valência no plano das camadas, ou seja, os elétrons e lacunas estão confinados bi-dimENSIONALMENTE e suas energias estão quantizadas em níveis discretos; dessas características originam efeitos quânticos de significativo interesse tecnológico. Na banda de valência, existem dois conjuntos de níveis de energia devido às lacunas pesada e leve. As transições ópticas fundamentais ocorrem entre os mais altos estados de energia das lacunas pesadas e os mais baixos estados de energia dos elétrons.

Figura 3.3. Diagrama de bandas de energia de um poço quântico. (a) Sem aplicação de um campo elétrico. (b) Com campo elétrico aplicado.

A luz é absorvida pelo material quando um fóton de energia suficiente excita um elétron da banda de valência para a banda de condução, compondo um par elétron-lacuna, Figura 3.3(a). A menor energia de absorção ocorre quando o fóton cria um par elétron-lacuna cuja ligação é denominada de “exciton”. Em um exciton, o par elétron-lacuna não está dissociado e sua atração é devido à interação

coulombiana, tal como um elétron é ligado a um próton no átomo de hidrogênio. A energia do fóton necessária para criar este exciton (E_{ex}) é dada por [35] :

$$E_{ex} = E_g + E_{I_e} + E_{I_{lp}} - B_{ex} \quad (3.7)$$

onde E_g é a energia da banda proibida do poço, E_{I_e} e $E_{I_{lp}}$ são as energias dos estados fundamentais do elétron e lacuna pesada, respectivamente. B_{ex} é a energia de ligação do exciton.

Quando um campo elétrico é aplicado perpendicularmente ao poço quântico, a energia potencial dos elétrons e lacunas é diminuída pela energia potencial do campo elétrico aplicado ($E_a L_w$), conforme mostrado na Figura 3.3(b), onde E_a é magnitude do campo elétrico aplicado e L_w a espessura do poço quântico. Este mecanismo é denominado “Efeito Stark Quanticamente Confinado (ESQC)”. O resultado da presença do campo elétrico é a diminuição da energia de ligação do exciton, o que resulta em um decréscimo da banda proibida efetiva do poço quântico e o deslocamento dos picos de absorção para energias menores com o aumento do campo elétrico aplicado.

A energia de ligação do exciton é incrementada em poços quânticos devido à natureza bidimensional do gás elétron-lacuna, tornando os excitons mais estáveis em PQ que em materiais “bulk”. Esta estabilidade possibilita a observação desses excitons à temperatura ambiente através de ressonâncias no espectro de absorção dos PQ, como mostrado na Figura 3.4. As curvas da Figura 3.4 ilustram também o deslocamento para o vermelho do espectro de absorção em função do campo elétrico aplicado. Ao mesmo tempo em que ocorre a alteração no espectro de absorção do poço quântico com o campo elétrico (eletroabsorção), ocorre também uma variação no seu índice de refração (eletrorefração), cujo inter-relacionamento é dado pela relação de Kramers-Krönig [37].

Considerando que a alteração do índice de refração do poço quântico, em função do comprimento de onda, decai mais lentamente que a variação da absorção, esta propriedade eletrorefrativa é a principal propriedade utilizada nos dispositivos propostos a fim de se obter modulação e sintonia. A eletroabsorção, inerente ao processo, será analisada como um efeito degradante do desempenho dos dispositivos.

Figura 3.4. Espectro de absorção óptica do PQ, à temperatura ambiente, em função do campo elétrico aplicado [36].

Poços quânticos assimétricos acoplados apresentam significantes vantagens sobre os desacoplados. 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 PQD.

A representação esquemática das bandas de energia do poço quântico assimétrico acoplado é mostrado na Figura 3.5, para três situações de campo elétrico aplicado[9]. A espessura da barreira de separação entre os poços é L_{b2} , os poços assimétricos acoplados são de espessuras L_{w1} e L_{w2} e a espessura da barreira de separação dos períodos é L_{b1} .

A discretização das bandas de energias dos elétrons e lacunas é, nesse caso, resultante do acoplamento entre as funções de ondas dos elétrons em ambos os poços, como mostrado na Figura 3.5(a). Quando um campo elétrico de pequena magnitude é aplicado, Figura 3.5(b), verifica-se uma substancial distorção nas funções de onda dos elétrons, as quais estão em ressonância e aproximadamente distribuídas em igualdade em ambos poços. Quando o campo elétrico é aumentado, Figura 3.5(c), as funções de onda dos elétrons de ambos os poços estão muito separadas e confinadas nos poços

opostos. Pode ser verificado, nesta figura, que as funções de onda das lacunas de ambos os poços, em virtude de um grande confinamento, apresentam acoplamento desprezível.

Figura 3.5. Esquema das bandas de energia do poço quântico assimétrico acoplado [9]. Campo elétrico em (a) $E_a=0$ kV/cm, (b) $E_a=35$ kV/cm, e (c) $E_a=70$ kV/cm. Linha cheia: função de onda dos elétrons e lacunas confinados no poço de espessura L_{w2} ; linhas tracejadas: para estados confinados no poço de espessura L_{w1} .

O acoplamento entre as funções de onda tem um significativo efeito sobre os excitons. Quando o campo elétrico é nulo, Figura 3.5(a), as energias de ligação dos excitons diretos, correspondentes às transições $LP2-E2$ e $LP1-E1$, são fortes devido à grande superposição entre as funções de onda. Por outro lado, as energias de ligação dos excitons indiretos, $LP2-E1$ e $LP1-E2$, são pequenas em virtude da superposição entre as funções de onda pertencentes a esses estados ser pequena. Quando o campo elétrico é aumentado até que ocorra a ressonância, Figura 3.5(b), as energias de ligação dos excitons diretos são reduzidas devido ao deslocamento das funções de onda. Se o campo elétrico é aumentado, Figura 3.5(c), as funções de onda dos elétrons tornam-se localizadas em poços opostos. Como resultado, as energias de ligação dos excitons indiretos e diretos são aumentadas e diminuídas, devido ao aumento e diminuição da superposição das funções de onda. O mecanismo físico é, dessa maneira, a redução da energia de ligação dos excitons através do acoplamento

ressonante entre dois poços quânticos acoplados. Abaixo do limiar da absorção (“band edge”), onde a absorção óptica é pequena, a variação do índice de refração decresce com o aumento do campo elétrico até que as funções de onda dos dois poços quânticos estejam em ressonância. Além disso, em poços quânticos acoplados, o efeito Stark quanticamente confinado é muito pequeno, pois os poços quânticos neste caso são muito mais finos, quando comparados aos poços quânticos desacoplados.

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

3.3.2 Índice de refração

O índice de refração de uma camada contendo poços quânticos múltiplos desacoplados ou acoplados, baseada em uma aproximação para filmes finos dielétricos, é [38]:

$$n_{\text{PQMD}} = n_{\text{PQMAA}} = \sqrt{\frac{n_w^2 L_w + n_b^2 L_b}{L_w + L_b}} \quad (3.8)$$

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.

O poço quântico múltiplo desacoplado (PQMD) utilizado neste trabalho é composto por InGaAsP/InP, com espessuras $L_w=90 \text{ \AA}$ e $L_b=45 \text{ \AA}$. O comprimento de onda do exciton é $\lambda_{\text{ex}}=1,4275 \text{ \mu m}$, correspondendo a uma energia $E_{\text{ex}}=0,8685 \text{ eV}$ [8].

O índice de refração, n_w , do poço quântico é obtido assumindo que este é equivalente ao InGaAsP “bulk” tendo como largura da banda proibida a mesma energia do exciton. Para o comprimento de onda de $1,55 \text{ \mu m}$, o índice de refração do poço quântico desacoplado é $n_w=3,4806$. O índice de refração do PQMD, em $1,55 \text{ \mu m}$, utilizando (3.8), é $n_{\text{PQMD}}=3,3738$ resultando em uma fração molar equivalente $y_{\text{PQMD}}=0,57$, para o PQMD. Esta fração molar equivalente, proporcionando o mesmo

índice de refração do PQMD, será usada como a fração molar do InGaAsP utilizado no núcleo dos guias de onda dos dispositivos propostos no Capítulo 2.

O PQMAA utilizado [9] é composto por dois poços quânticos de InGaAs, de espessuras $L_{w1}=30 \text{ \AA}$ e $L_{w2}=40 \text{ \AA}$, separado por uma estreita barreira de InP, $L_{b2}=50 \text{ \AA}$ e desacoplados por uma segunda barreira de InP, $L_{b1}=100 \text{ \AA}$. O comprimento de onda do exciton é $\lambda_{ex}=1,416 \text{ \mu m}$, correspondendo a uma energia do exciton $E_{ex}=0,8755 \text{ eV}$. Portanto, em $1,55 \text{ \mu m}$, 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 $n_{PQMAA}=3,2559$. A fração molar equivalente é $y_{PQMAA}=0,28$ em $\lambda=1,55 \text{ \mu m}$. Esta fração molar equivalente, como no PQMD, será a fração molar do InGaAsP a ser usado no núcleo dos guias de onda dos dispositivos.

3.3.3 Variação do índice de refração em poços quânticos

A variação do índice de refração nos poços quânticos múltiplos desacoplados com o campo elétrico é consequência do efeito ESCQ ou efeitos eletroópticos quadrático e linear.

O efeito eletroóptico linear, denominado efeito Pockels [40] em semicondutores não-centrosimétricos, está relacionado com a birefringência biaxial induzida por um campo elétrico. Isto é, na presença de um campo elétrico, o índice de refração do semicondutor é alterado. O efeito eletroóptico quadrático, também provoca uma variação no índice de refração do semicondutor em função do campo elétrico aplicado e está relacionado com a alteração da eletroabsorção, efeito Stark quanticamente confinado [4].

A variação do índice de refração, n , com o campo elétrico aplicado, E , é dado por [40]:

$$\Delta\left(1/n^2\right)_{ij} = R_{ijk} E_k + S_{ijkl} E_k E_l \quad (3.9)$$

onde i, j, k, l , são os componentes da polarização óptica incidente e campo elétrico aplicado ao longo do eixo principal do cristal.

Os coeficientes electroópticos linear R_{ijk} e quadrático S_{ijkl} para a simetria do cristal InGaAsP podem ser resumidos como [39]-[40]:

$$R = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ R_{41} & 0 & 0 \\ 0 & R_{41} & 0 \\ 0 & 0 & R_{41} \end{bmatrix} \quad S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{11} & S_{12} & 0 & 0 & 0 \\ S_{12} & S_{12} & S_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{44} \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

Por exemplo, consideremos um cristal crescido sobre um substrato com orientação [001] e com planos de corte nas direções [110] e $[1\bar{1}0]$, conforme mostrado na Figura 3.6.

Figura 3.6. Vetores de propagação em um cristal.

Neste caso, com o campo elétrico E aplicado na direção [001] e luz propagando com o vetor de propagação k ao longo de [110] ou $[1\bar{1}0]$ e assumindo que $\Delta(1/n^2) \approx -2\Delta n/n^3$, onde n é o índice de refração do semiconductor a campo zero, obtém-se para o modo TE [8]:

$$\Delta n = \frac{n_w^3}{2} (R_{41} E_a - S_{12} E_a^2) \quad \text{para } k \parallel [110] \quad (3.11)$$

$$\Delta n = \frac{n_w^3}{2} (R_{41} E_a + S_{12} E_a^2) \quad \text{para } k \parallel [1\bar{1}0] \quad (3.12)$$

onde Δn é a variação de índice de refração do PQMD e n_w é o índice de refração do poço quântico a campo zero. O campo elétrico está agora representado por E_a , em V/m, e os coeficientes eletroópticos linear e quadrático do poço estão expressos por R_{41} (m/V) e S_{12} (m²/V²), respectivamente. Estas equações mostram que para luz propagando na direção $[1\bar{1}0]$ ambos os coeficientes contribuem positivamente para a variação do índice de refração; conseqüentemente, neste trabalho assumimos sempre que a luz se propaga nesta direção. O campo elétrico é obtido a partir de uma tensão reversa aplicada em uma estrutura de diodo PIN e é calculado no APÊNDICE A.

Os coeficientes R_{41} e S_{12} , obtidos de [8] e em função da variação de energia ΔE , isto é, da diferença entre a energia do exciton e aquela do fóton correspondente ao comprimento de onda de operação, são dados por (3.13) e (3.14) e mostrados na Figura 3.7.

$$R_{41} = 5,97 \cdot 10^{-12} - 3,22 \cdot 10^{-14} \Delta E \quad (3.13)$$

$$S_{12} = 1,4438 \times 10^{-18} + 2,9315 \times 10^{-18} \exp \left[-\frac{(\Delta E - 59,1013)}{14,6878} \right] \quad (3.14)$$

onde:

$$\Delta E = E_{ex} - E_p = \frac{1,239,8}{\lambda_{ex}} - \frac{1,239,8}{\lambda_o} \quad (3.15)$$

Para λ_{ex} e λ_o , em μm , e ΔE , em meV, R_{41} é obtido em m/V e S_{12} em m²/V².

Figura 3.7. Coeficientes eletroópticos linear e quadrático em função de ΔE .

Nota-se na Figura 3.7, que quanto maior a diferença ΔE menores os coeficientes R_{41} e S_{12} . Em $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ ou $\Delta E = 68,64 \text{ meV}$, $R_{41} = 3,76 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ e $S_{12} = 2,97 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$. A variação do índice de refração do PQMD (eletrorefração), obtida da Equação (3.12), é mostrada na Figura 3.8 para três comprimentos de onda e em função do campo elétrico aplicado.

Figura 3.8. Variação do índice de refração do PQMD em função do campo elétrico aplicado e comprimento de onda. Linhas tracejada: $\lambda = 1,536 \mu\text{m}$, cheia: $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ e pontilhada: $\lambda = 1,564 \mu\text{m}$.

O aumento da variação do índice de refração do PQMD com o aumento do campo elétrico é constatado na Figura 3.8. Para um campo elétrico de 170 kV/cm e comprimento de onda 1,55 μm a variação do índice de refração do PQMD é de 0,019. Se comparada com o efeito ESQC presente nos poços quânticos múltiplos desacoplados, a variação de índice de refração do PQMAA é bem diferente. Devido ao efeito excitônico resultante do acoplamento entre as funções de onda do elétron e lacuna, a alteração do índice de refração do PQMAA diminui com o aumento do campo elétrico até que as funções de onda do elétron de dois poços quânticos estejam em ressonância, quando então, obtém-se o valor máximo. Esta variação de índice de refração em função do campo elétrico aplicado (eletrorefração) para $\lambda=1,545$, 1,55 e 1,555 μm é mostrada na Figura 3.9 [9].

Figura 3.9 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: $\lambda=1,545 \mu\text{m}$ [9].

Verifica-se, na Figura 3.9, 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 propostos que utilizam PQMAA como material

ativo para modulação e sintonia, terão suas tensões de operação calculadas para se obter um campo elétrico de ~ 35 kV/cm, onde a eletrorefração é máxima.

A Equação (3.16), válida para $0 \leq E_a \leq 35$ kV/cm e $\lambda = 1,55$ μm , representa a variação do índice de refração do PQMAA em função do campo elétrico, mostrada na Figura 3.9.

$$\Delta n(1,55) = -\frac{0,253}{26,434 \sqrt{\pi/2}} \exp \left[-\frac{2 (E_a - 35,696)^2}{26,434^2} \right] + 2,0018 \times 10^{-4} \quad (3.16)$$

onde E_a é dado em kV/cm.

3.3.4 Absorção óptica intrínseca

Para o PQMD, a absorção óptica intrínseca dos poços quânticos, σ_w , é mostrada na Figura 3.10 em função de ΔE . Os símbolos quadrados representam os valores experimentais obtidos de [41].

Figura 3.10. Absorção óptica dos poços quânticos presentes nos PQMD em função de ΔE . Símbolos quadrados obtidos de [41].

A Equação (3.17) representa a dependência da absorção óptica em função da variação de energia ΔE :

$$\sigma_w = 4000 \exp\left(-\frac{\Delta E}{12,6}\right) \quad (3.17)$$

onde ΔE , definido em (3.15), é dado em meV e σ_w em cm^{-1} .

A absorção óptica intrínseca do poço quântico, em $1,55 \mu\text{m}$ ($\Delta E=68,64 \text{ meV}$), é $17,2 \text{ cm}^{-1}$ e a absorção óptica intrínseca das barreiras, σ_b , foi estimada em $1,834 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ [34].

A absorção óptica intrínseca dos poços quânticos, α_w , presentes nos PQMAA é mostrado na Figura 3.11, em função de ΔE . Os símbolos quadrados representam os valores obtidos de [9].

Figura 3.11. Absorção óptica dos poços quânticos presentes nos PQMAA em função de ΔE . Símbolos quadrados obtidos de [9].

Na Figura 3.11, 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 $\sigma_w = 4,2 \text{ cm}^{-1}$.

A Equação (3.18) representa a dependência da absorção óptica presente nos poços quânticos assimétricos acoplados em função da variação de energia ΔE :

$$\sigma_w = 7548 \exp\left(-\frac{\Delta E}{10,1}\right) \quad (3.18)$$

onde ΔE é dado em meV e σ_w em cm^{-1} . A absorção nas barreiras é a mesma estimada nos poços quânticos múltiplos desacoplados, $\sigma_b = 1,834 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ [34].

3.3.5 Eletroabsorção

A presença do campo elétrico aplicado aos poços quânticos múltiplos induz um aumento no coeficiente de absorção do PQMD para comprimentos de onda abaixo dos picos excitônicos devido ao efeito Stark quanticamente confinado. Essa variação é denominada eletroabsorção ($\Delta\alpha$), e pode ser apresentada em função do campo elétrico aplicado e comprimento de onda como [11]:

$$\Delta\alpha = \frac{C_1}{1 + \exp\left(\frac{212 - E_a}{26,4}\right)} \quad (3.19)$$

onde o campo elétrico E_a é dado em kV/cm e $\Delta\alpha$ em cm^{-1} . A constante C_1 , em função do comprimento de onda λ , foi também estimada de [11] e assume valores conforme a Tabela 3.1.

λ (μm)	C_1
1,536	115,7
1,54	91,29
1,55	54,54
1,56	30,43
1,564	29,28

Tabela 3.1. Constante C_1 para cinco comprimentos de onda.

A eletroabsorção dos PQMD em função do campo elétrico aplicado para $\lambda=1,536, 1,55$ e $1,564 \mu\text{m}$ é mostrada na Figura 3.12.

Figura 3.12. Eletroabsorção nos PQMD em função do campo elétrico e comprimento de onda. Linha tracejada: $\lambda=1,536 \mu\text{m}$, cheia: $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, e pontilhada: $\lambda=1,564 \mu\text{m}$.

Nota-se, na Figura 3.12, que a eletroabsorção cresce com o aumento do campo elétrico e uma menor eletroabsorção é obtida para comprimento de onda maiores. Para um campo de 170 kV/cm a eletroabsorção nos PQMD em $1,536 \mu\text{m}$ é $19,58 \text{ cm}^{-1}$, em $1,55 \mu\text{m}$ é $8,72 \text{ cm}^{-1}$ e em $1,564 \mu\text{m}$ é $4,95 \text{ cm}^{-1}$.

Como na estrutura com poços quânticos desacoplados, a presença do campo elétrico também induz um acréscimo no coeficiente de absorção dos PQMAA. Em virtude das espessuras dos poços quânticos serem estreitas, a eletroabsorção é, nessas estruturas, muito menor que no caso dos PQMD. A eletroabsorção nos PQMAA, em função do comprimento de onda e do campo elétrico aplicado, é mostrado na Figura 3.13 [9]:

Figura 3.13. 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: $\lambda=1,555 \mu\text{m}$ [9].

Novamente, como nos PQMD, verifica-se um aumento da eletroabsorção com o campo elétrico aplicado e eletroabsorção menor para comprimentos de onda maiores. 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 $1,555 \mu\text{m}$ é $0,96 \text{ cm}^{-1}$.

A Equação (3.20) e a Tabela 3.2 representam esta eletroabsorção e a constante C_2 nos PQMAA em função do campo elétrico aplicado e para cinco comprimentos de onda diferentes. O campo E_a está em kV/cm e $\Delta\alpha$ em cm^{-1} .

$$\Delta\alpha = \frac{C_2}{1 + \exp\left(\frac{36,6 - E_a}{3,54}\right)} \quad (3.20)$$

λ (μm)	C_2
1,54	5,49
1,545	5,295
1,55	3,1
1,555	2,465
1,56	1,83

Tabela 3.2. Constante C_2 para cinco comprimentos de onda.

3.4 SUMÁRIO

Neste capítulo, 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 desacoplados e 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. Mostramos 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 desacoplados e acoplados, tais como índice de refração, coeficiente de absorção óptica, eletrorefração e eletroabsorção, foram apresentadas. Poços quânticos assimétricos acoplados apresentam diversas características muito superiores em relação a poços quânticos desacoplados, as quais podem ser exploradas na fabricação de moduladores baseados na eletrorefração. Em particular, uma grande variação do índice de refração em baixo campo elétrico, com eletroabsorção muito

pequena, é obtida em poços quânticos acoplados. Desta maneira, moduladores com alta razão de extinção, baixa perda de inserção, baixa tensão de operação e livres de “chirp” são possíveis de ser fabricados. Os resultados deste capítulo serão utilizados no projeto e otimização, Capítulos 4 e 5, dos dispositivos apresentados no Capítulo 2.

CAPÍTULO 4

MODULADOR ÓPTICO DE INTENSIDADE SELETIVO EM COMPRIMENTO DE ONDA E SINTONIZÁVEL

Neste capítulo, são apresentados o projeto, a otimização e o desempenho dos moduladores seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis propostos no Capítulo 2. Para o projeto da estrutura óptica é utilizado o formalismo do guia de onda planar assimétrico. Através da solução da equação de Helmholtz, com apropriadas condições de contorno, expressões para a equação transcendental, potência modal, fator de confinamento e coeficiente de atenuação para este tipo de guia de onda são obtidas para o modo TE. O projeto do ressonador de quarto de onda do modulador é realizado com base na teoria de modos acoplados. São obtidas expressões para o período da estrutura periódica e comprimento da região de defasagem, a região ativa. O formalismo da matriz de transmissão é utilizado para o estudo das características dos dispositivos propostos. Na otimização do projeto, o principal objetivo é obter dispositivos que satisfaçam os parâmetros de operação dos sistemas de comunicações multiplexados em comprimento de onda. Os compromissos existentes entre as diversas variáveis de projeto são discutidos. Finalmente, o desempenho dos moduladores empregando os dois tipos de poços quânticos múltiplos apresentados no Capítulo 3 é apresentado.

4.1 INTRODUÇÃO

Para projetar guias de onda ópticos, a equação de Helmholtz, derivada das relações de Maxwell, deve ser resolvida para uma particular geometria e um dado modo de propagação. A aplicação das condições de contorno, as quais especificam a geometria e parâmetros ópticos da estrutura, na solução geral da equação de Helmholtz, resultará em uma equação transcendental. A solução desta equação resulta no diagrama de dispersão, o qual fornece o índice de refração efetivo ou modal em função da espessura do núcleo do guia de onda e as condições de corte modal.

Um parâmetro de interesse é a potência modal, a qual é relacionada ao vetor de Poynting e aos campos elétrico e magnético transversais. Da expressão da potência modal, assumida ser unitária, a constante de normalização é obtida. O fator de confinamento é outro parâmetro de importância crucial em moduladores ópticos. Este fator é a razão da intensidade óptica em cada camada do guia de onda óptico do dispositivo pela intensidade óptica total. Este fator está ainda relacionado com a alteração efetiva do índice de refração e, conseqüentemente, às características do dispositivo. O coeficiente de atenuação do guia de onda, o qual é relacionado à potência modal, fornece a perda de inserção do dispositivo.

Estruturas periódicas, ou redes de difração, são incorporadas ao guia de onda para a obtenção de um ressonador óptico. Na presente investigação, a estrutura da rede é produzida através da corrugação da superfície do núcleo do guia de onda e o ressonador é formado separando-se estas duas redes de difração por uma distância equivalente a um número ímpar de quarto de onda. Esta região de separação é denominada de região ativa e seu comprimento influencia a capacitância e, conseqüentemente, a frequência de corte do modulador. A transmitância do ressonador, baseada no formalismo da matriz de transmissão, depende de diversos parâmetros e, em particular, da constante de acoplamento da estrutura periódica, a qual é dependente dos índices de refração dos materiais que a formam e da intensidade modal.

Na otimização de moduladores ópticos de intensidade, certos parâmetros devem ser maximizados enquanto outros minimizados. É desejável que o modulador

apresente altas razão de extinção, frequência de corte, “chirp” e ampla sintonia óptica. Por outro lado, o modulador deve ter baixas perda de inserção e tensão de operação e que seja de pequeno comprimento. Além disso, como o dispositivo é seletivo em comprimento de onda, a separação entre os mesmos devem ser mínima. Como será posteriormente mostrado, estes parâmetros são inter-relacionados e dependentes da estrutura geométrica e dos materiais utilizados no projeto do guia de onda óptico.

Este capítulo prossegue com o projeto do guia de onda óptico, o qual é apresentado na Seção 4.2. O projeto do ressonador de $\lambda/4$ é discutido na Seção 4.3. A otimização dos dispositivos é discutida na Seção 4.4, enquanto na Seção 4.5 o desempenho dos moduladores é apresentado. Os principais resultados relativos a este capítulo são sintetizados na Seção 4.6.

4.2 PROJETO DO GUIA DE ONDA ÓPTICO

O modulador óptico de intensidade, seletivo em comprimento de onda e sintonizável, proposto no Capítulo 2, é mostrado em corte longitudinal na Figura 4.1. O modulador é constituído por um guia de onda óptico, cujo núcleo é composto pelo semicondutor InGaAsP, tipos N e P, e por poços quânticos múltiplos intrínsecos (I) de espessura a . A espessura do núcleo do guia, na região ativa de comprimento L_a , é t_2 e, nas regiões da rede de comprimento L_g , é t_1 . Como mostrado na figura, os poços quânticos múltiplos são localizados no centro do núcleo do guia de onda. O núcleo é envolto por cascas de InP tipo N e P. O período da rede de difração é Λ e sua profundidade g .

Figura 4.1. Corte longitudinal do modulador óptico de intensidade.

No dispositivo proposto, as cascas podem ser fabricadas espessas o bastante de maneira que a luz não interaja com o substrato InP:N^+ e com a camada de contato InGaAs:P^+ . A estrutura da Figura 4.1 pode ser, então, modelada como um guia de onda planar de três camadas, como mostrado na Figura 4.2. As camadas são as cascas (InP:N,P) consideradas como substrato e superstrato com índices de refração n_3 e n_1 , o núcleo (InGaAsP:N,P e PQM:I) com espessura t e índice de refração de n_2 . Assumimos que o substrato e superstrato têm espessuras semi-infinitas. Neste guia de onda $n_2 > n_1 = n_3$.

Figura 4.2. Guia de onda planar de três camadas.

Para este guia de onda, as expressões para a equação transcendental, potência modal, fator de confinamento e coeficiente de atenuação, em ambas regiões do modulador, são obtidas a seguir.

4.2.1 Equação transcendental.

A dedução da equação transcendental e os resultados de simulações relativas ao diagrama de dispersão são apresentados abaixo.

4.2.1.1 Considerações teóricas

A equação transcendental para o modo TE (Transversal Elétrico - componentes de campo E_y , H_x e H_z) é obtida como solução da equação de onda de Helmholtz, derivada da equação de Maxwell [58]:

$$\nabla^2 \vec{E} + (k_0 n)^2 \vec{E} = 0 \quad (4.1)$$

onde n é o índice de refração, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, $\vec{E}$ é o vetor campo elétrico e λ_0 é o comprimento de onda de operação.

Segundo o sistema de coordenadas da Figura 4.2, assume-se que a direção de propagação da luz é na direção $+z$, que não há variação do campo elétrico na direção y e que a variação do campo elétrico nas direções x e z é :

$$E_y(x, z) = E_y(x) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (4.2)$$

onde ω é a frequência angular da luz e β é a constante de propagação longitudinal. Substituindo (4.2) em (4.1), obtém-se a equação de onda para um guia de onda de i camadas:

$$\frac{d^2 E_{yi}}{dx^2} + h_i^2 E_{yi} = 0 \quad (4.3)$$

onde h_i é :

$$h_1 = k_o \sqrt{N_{\text{eff}}^2 - n_1^2} \quad (4.4)$$

$$h_2 = k_o \sqrt{n_2^2 - N_{\text{eff}}^2} \quad (4.5)$$

$$h_3 = k_o \sqrt{N_{\text{eff}}^2 - n_3^2} \quad (4.6)$$

$$N_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_o} \quad (4.7)$$

com $i=1$ para o superstrato, $i=2$ para o núcleo e $i=3$ para o substrato.

A solução para o campo eletromagnético da equação de onda no guia de onda óptico, nas três regiões de interesse, é:

$$E_{y1} = A \exp(-h_1 x), \quad \text{para } 0 \leq x < +\infty \quad (4.8)$$

$$E_{y2} = B \sin(h_2 x) + C \cos(h_2 x), \quad \text{para } -t \leq x \leq 0 \quad (4.9)$$

$$E_{y3} = D \exp[h_3 (x + t)], \quad \text{para } -\infty < x \leq -t \quad (4.10)$$

onde os coeficientes A , B , C e D são determinados das condições de contorno.

As expressões para os campos magnéticos são obtidos das equações de Maxwell:

$$H_{xi} = \left(-\frac{\beta}{\mu_o \omega} \right) E_{yi} \quad (4.11)$$

$$H_{zi} = \left(-\frac{j}{\mu_o \omega} \right) \frac{\partial}{\partial x} E_{yi} \quad (4.12)$$

onde μ_o é a permeabilidade magnética do vácuo.

Aplicando as condições de contorno:

$$E_{y1} = E_{y2}, H_{z1} = H_{z2} \quad \text{em } x = 0 \quad (4.13)$$

$$E_{y2} = E_{y3}, H_{z2} = H_{z3} \quad \text{em } x = -t \quad (4.14)$$

obtem-se as seguintes equações para o campo elétrico, E_{yi} nas 3 regiões e a equação transcendental para o modo TE:

$$E_{y1} = B (- h_2 / h_1) \exp(- h_1 x) \quad (4.15)$$

$$E_{y2} = B [\sin(h_2 x) - (h_2 / h_1) \cos(h_2 x)] \quad (4.16)$$

$$E_{y3} = -B [\sin(h_2 t) + (h_2 / h_1) \cos(h_2 t)] \exp[h_3 (x + t)] \quad (4.17)$$

onde B é a constante de normalização. Os campos magnéticos são obtidos substituindo as Equações (4.15) - (4.17) nas Equações (4.11) e (4.12) e a equação transcendental resultante é :

$$t = \frac{1}{h_2} \left(a \tan\left(\frac{h_1}{h_2}\right) + a \tan\left(\frac{h_3}{h_2}\right) + v \pi \right) \quad (4.18)$$

onde v ($v=0, 1, 2, \dots$) corresponde à ordem do modo TE propagante.

4.2.1.2 Simulações

O diagrama de dispersão dos moduladores $MOISE_A$ e $MOISE_D$, obtidos com a solução numérica da equação transcendental do guia de onda planar simétrico, são apresentados em seguida. O núcleo do guia de onda dos moduladores, formado por InGaAsP e poços quânticos múltiplos, possuem o mesmo índice de refração para não descaracterizar a condição de três camadas do guia de onda. Para que isto ocorra, o índice de refração do InGaAsP é ajustado, através da escolha conveniente de sua fração molar de As, para coincidir com o índice de refração dos poços quânticos múltiplos, previamente apresentado no Capítulo 3.

O diagrama de dispersão do modulador $MOISE_D$, em $1,55 \mu m$, é mostrado na Figura 4.3. O índice de refração do núcleo do guia de onda é 3,378, enquanto do substrato e superstrato 3,1495.

Figura 4.3. Diagrama de dispersão para o dispositivo MOISE_D em $1,55 \mu\text{m}$.

Pode ser inferido, desta figura, que a espessura de corte do núcleo do guia, para condição de guiamento monomodo, é $0 < t < 0,657 \mu\text{m}$. Para $t=0,25 \mu\text{m}$ e $0,35 \mu\text{m}$, $N_{\text{eff}}=3,21$ e $3,241$, respectivamente. O diagrama de dispersão do modulador MOISE_A , em $1,55 \mu\text{m}$, é mostrado na Figura 4.4.

Figura 4.4. Diagrama de dispersão do dispositivo MOISE_A em $1,55 \mu\text{m}$.

O índice de refração do núcleo é 3,254 e as cascas têm índice de refração 3,1495. Verificamos, na figura, que o guia de onda é monomodo para uma espessura $0 < t < 0,953 \mu\text{m}$. Para $t=0,5 \mu\text{m}$ e $0,7 \mu\text{m}$, $N_{\text{eff}}= 3,189$ e $3,204$, respectivamente.

4.2.2 Potência modal

A potência óptica transportada pelo modo do guia de onda é apresentada em (4.19). A potência óptica total P_t é o resultado da soma da potência em cada camada do guia de onda do dispositivo e escrita como:

$$P_t = \sum_{i=1}^{nc} P_i = \sum_{i=1}^{nc} \int_{x_i}^{x_j} S_{zi} dz = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^{nc} \int_{x_i}^{x_j} E_{yi} H_{xi}^* dx \quad (4.19)$$

onde P_i é a potência na camada i , S_{zi} é a componente z do vetor de Poynting, E_{yi} e H_{xi} são as componentes transversais dos campos elétrico e magnético, nc é o número de camadas e (x_i, x_j) são os limites de cada camada i .

A Figura 4.5 ilustra as camadas da estrutura óptica com poços quânticos múltiplos no centro do núcleo do guia de onda.

Figura 4.5. Ilustração das camadas de semicondutores que constituem o guia de onda óptico do MOISE. Períodos, N_p , de poços quânticos estão localizados no centro do núcleo do guia de onda.

A potência na região dos poços quânticos múltiplos, de espessura a , é a soma da potência das barreiras com a soma da potência nos poços quânticos. A potência nas barreiras e poços são calculadas individualmente em cada período.

Definida a potência óptica, a constante de normalização B apresentada em (4.15)-(4.17) é obtida assumindo-se $P_t=1$, ou seja:

$$B = \sqrt{\frac{1}{P_1 + P_{2P} + P_b + P_w + P_{2N} + P_3}} \quad (4.20)$$

onde P_1 é a potência no superstrato, camada 1; P_{2P} , P_{2N} , P_b e P_w são as potências no núcleo do guia de onda, camadas 2P, 2N e a , respectivamente e P_3 é a potência no substrato, camada 3. P_b e P_w representam a somatória das potências nas barreiras e poços quânticos, respectivamente, para quanto for o número de períodos de poços quânticos.

4.2.3 Fator de confinamento

As expressões teóricas e os resultados de simulações relativos ao fator de confinamento são apresentados a seguir

4.2.3.1 Considerações teóricas

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:

$$\Gamma_i = \frac{\int_{x_i}^{x_j} E_{y_i}^2 dx}{\sum_{i=1}^{nc} \int_{x_i}^{x_j} E_{y_i}^2 dx} \quad (4.21)$$

onde nc 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:

$$\Gamma_w = \frac{\sum_{w=1}^{N_p} \int_{-w_i}^{-b_j} E_{y2}^2 dx}{\sum_{i=1}^{nc} \int_{x_i}^{x_j} E_{yi}^2 dx} \quad (4.22)$$

$$\Gamma_b = \frac{\sum_{b=1}^{N_p} \int_{-b_i}^{-w_j} E_{y2}^2 dx}{\sum_{i=1}^n \int_{x_i}^{x_j} E_{yi}^2 dx} \quad (4.23)$$

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.

4.2.3.2 Simulações

O fator de confinamento, em função da espessura do núcleo do guia de onda óptico do MOISE_D, é mostrado na Figura 4.6.

Figura 4.6. Fator de confinamento em função da espessura do núcleo do MOISE_D com 8 períodos de PQMD em $\lambda_o=1,55 \mu m$.

O núcleo, representado pelas linhas cheias, é formado por $N_p=8$ períodos de PQMD, $\alpha=0,1125 \mu\text{m}$, e duas camadas de InGaAsP, tipos P e N. O superstrato e o substrato InP, tipos P e N, estão representados pela linha tracejada.

Verificamos, na Figura 4.6, que o fator de confinamento no superstrato é igual ao do substrato devido à simetria da estrutura e que no núcleo isto também ocorre para as camadas 2P e 2N formadas de InGaAsP:P,N. Para um núcleo com espessura de $0,25 \mu\text{m}$, o fator de confinamento no superstrato e substrato são $\Gamma_1=\Gamma_3=0,282$. No núcleo, o fator de confinamento nas barreiras é $\Gamma_b=0,0759$, nos poços $\Gamma_w=0,1356$ e nas camadas 2P e 2N, formadas de InGaAsP:P,N, é $\Gamma_{2P} = \Gamma_{2N} = 0,1123$.

O fator de confinamento do dispositivo MOISE_A , em função da espessura do núcleo com $N_p = 20$ períodos de PQMAA, $\alpha = 0,45 \mu\text{m}$, é mostrado na Figura 4.7. O núcleo está representado pelas linhas cheias e as cascas pela linha tracejada.

Figura 4.7. Fator de confinamento em função da espessura do núcleo do MOISE_A com 20 períodos de PQMAA em $\lambda_o=1,55 \mu\text{m}$.

Para um núcleo de espessura $t=0,5 \mu\text{m}$, o fator de confinamento nas camadas são: $\Gamma_1=\Gamma_3=0,2079$; $\Gamma_b=0,3618$; $\Gamma_w=0,1688$; $\Gamma_{2P}=\Gamma_{2N}=0,0269$, como pode ser inferido na figura.

4.2.4 Coeficiente de atenuação

As expressões teóricas e os resultados de simulações relativos ao coeficiente de atenuação do dispositivo são apresentados abaixo.

4.2.4.1 Considerações teóricas

O coeficiente de atenuação total do dispositivo, definido como a soma das atenuações em cada camada é:

$$\alpha_T = \frac{1}{P_t} \sum_{i=1}^{nc} (\sigma_i P_i) \quad (4.24)$$

onde σ_i e P_i representam a absorção intrínseca e a potência de cada camada do guia de onda óptica do dispositivo. P_t é a potência óptica total, definida em (4.19).

4.2.4.2 Simulações

O coeficiente de atenuação de cada camada do MOISE_D com 8 períodos de PQMD e o coeficiente de atenuação total do dispositivo, α_T , em função da espessura do núcleo do guia, t , é mostrado na Figura 4.8.

Figura 4.8. Coeficiente de atenuação do MOISE_D em 1,55 μm . Linhas cheias: núcleo; pontilhadas: superstrato e substrato; e tracejada: coeficiente de atenuação total.

As concentrações, bem como as respectivas absorções intrínsecas das camadas de semicondutores utilizadas na Figura 4.8, são sintetizadas na Tabela 4.1.

Camada	Concentração [cm^{-3}]	Absorção intrínseca σ [cm^{-1}]
InP:P	1×10^{17}	2,2815
InGaAsP:P	4×10^{17}	9,1261
Poços, InGaAsP:P	1×10^{17}	17,22
Barreiras, InP:N	1×10^{17}	$1,834 \times 10^{-4}$
InGaAsP:N	6×10^{17}	1,1
InP: N	1×10^{17}	0,1834

Tabela 4.1. Concentração e absorção intrínseca das seis camadas de semicondutores do MOISE_D.

Como pode ser visto na Figura 4.8, a maior contribuição para o coeficiente de atenuação do guia de onda advém dos poços quânticos. Para um núcleo com espessura de 0,25 μm , o coeficiente de atenuação total do guia de onda é 4,18 cm^{-1} .

A aplicação da tensão de modulação e sintonia no dispositivo, faz surgir um campo elétrico na região intrínseca do guia de onda e de uma região de depleção, calculados no APÊNDICE A, que deve ser considerada para o cálculo do coeficiente de absorção. Por se tornarem regiões sem portadores, provocam uma diminuição da absorção total do guia de onda, com o aumento da tensão de operação aplicada. Considerando uma tensão de 3,0 V, devido à região de depleção, o coeficiente de atenuação do guia de onda diminui para 3,53 cm^{-1} . Consideramos, também, o efeito da eletroabsorção, nas camadas deplegadas, no aumento do coeficiente de atenuação do guia de onda, mas sua contribuição é desprezível.

Os coeficientes de atenuação nas camadas do MOISE_A com 20 períodos de PQMAA, e o coeficiente de atenuação total do dispositivo, α_T , em função da espessura do núcleo, t , são mostrados na Figura 4.9.

Figura 4.9. Coeficiente de atenuação do MOISE_A em 1,55 μm . Linhas cheias: núcleo; pontilhada: superstrato e o substrato; e tracejada: coeficiente de atenuação total.

As concentrações utilizadas e as respectivas absorções intrínsecas de cada camada do MOISE_A são resumidas na Tabela 4.2.

Camadas	Concentração [cm^{-3}]	Absorção intrínseca σ [cm^{-1}]
InP:P	1×10^{17}	2,2815
InGaAsP:P	1×10^{17}	2,2815
Poços, InGaAs:N	1×10^{17}	4,2
Barreiras, InP:N	1×10^{17}	$1,834 \times 10^{-4}$
InGaAsP:N	6×10^{17}	1,1
InP: N	1×10^{17}	0,1834

Tabela 4.2. Concentração e absorção intrínseca das seis camadas de semicondutores do MOISE_A.

Inferimos, da Figura 4.9, que o coeficiente de atenuação total do modulador para uma espessura do núcleo de $0,5 \mu\text{m}$, é $1,31 \text{ cm}^{-1}$ em $V=0 \text{ V}$. A maior contribuição para o coeficiente de atenuação total advém dos poços quânticos. Para uma tensão de operação de $1,6 \text{ V}$, o coeficiente de atenuação total decresce para $1,26 \text{ cm}^{-1}$.

4.3 PROJETO DO RESSONADOR $\lambda/4$.

Expressões para o projeto do ressonador $\lambda/4$, tais como: período e constante de acoplamento da rede de Bragg, comprimento da região ativa, utilização da matriz de transmissão para obtenção dos coeficientes de transmissão e reflexão, sintonia óptica, “chirp”, frequência de corte de modulação e de sintonia, são apresentadas nesta seção.

4.3.1 Características e principais definições.

O sistema de coordenadas e as dimensões do ressonador de $\lambda/4$ do dispositivo são ilustrados na Figura 4.10.

Figura 4.10. Sistema de coordenadas e dimensões do ressonador $\lambda/4$.

O ressonador é constituído por dois refletores de Bragg, de comprimentos L_g , e uma região de defasagem, região ativa, de comprimento L_a . Como na seção anterior, o núcleo do guia de onda tem índice de refração n_2 e as cascas índices de refração, $n_3=n_1$.

O refletor de Bragg é um guia de onda óptico com uma perturbação periódica no índice de refração. Podendo assumir diversas formas geométricas, tais como: retangulares, triangulares e trapezoidais, a perturbação periódica tem profundidade g e período Λ . Assumimos, neste trabalho, uma rede de difração com perfil quadrado, pois a mesma apresenta coeficiente de acoplamento maior que qualquer outra geometria [42]. O guia de onda na região dos refletores tem espessura t_1 , enquanto na região ativa sua espessura é t_2 . Como veremos posteriormente, o comprimento da região ativa depende da diferença das constantes de propagação em ambas regiões do ressonador e, conseqüentemente, das espessuras do guia nestas regiões. A diferença entre ambas espessuras é dada pelo parâmetro d .

4.3.2 Modos acoplados em guia de onda óptico com perturbações periódicas

Um guia de onda óptico com perturbação periódica com perfil quadrado é ilustrado na Figura 4.11.

Figura 4.11. Corrugação periódica do tipo onda quadrada.

Devido à periodicidade da corrugação, a variação espacial do índice de refração pode ser descrito como [42]:

$$\begin{aligned}\Delta N^2(x, z) &= \Delta N^2(x) \left[\frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \left(\sin \eta z + \frac{1}{3} \sin 3\eta z + \dots \right) \right] = \\ &= \Delta N^2(x) \sum_m a_m \exp(i \eta m z) \quad , m = 1, 3, 5, \dots\end{aligned}\quad (4.25)$$

onde 'm' é a ordem da rede de difração e:

$$\Delta N^2(x) = \begin{cases} n_1^2 - n_2^2 & -g \leq x \leq 0 \\ 0 & \text{nas outras camadas} \end{cases} \quad (4.26)$$

$$\eta \equiv \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.27)$$

$$a_m = \begin{cases} \frac{-i}{m\pi} & \text{para } m \text{ ímpar} \\ 0 & \text{para } m \text{ par} \end{cases} \quad (4.28)$$

O acoplamento entre os modo propagante $A^{(+)}$ e contrapropagante $A^{(-)}$, provocado pela perturbação $\Delta N^2(x, z)$, é [43]:

$$\frac{dA^{(-)}}{dz} = \kappa A^{(+)} \exp(-j 2 \Delta\beta z) \quad (4.29)$$

$$\frac{dA^{(+)}}{dz} = \kappa^* A^{(-)} \exp(j 2 \Delta\beta z) \quad (4.30)$$

onde a constante de acoplamento κ , com m inteiro ímpar, é escrita como:

$$\kappa = \frac{\omega \epsilon_0}{4\pi m} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta N^2(x) \left[E_y(x) \right]^2 dx \quad (4.31)$$

onde ω é a frequência angular da luz, ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo, E_y é o campo elétrico e $\Delta\beta$ é:

$$\Delta\beta = \beta - \frac{m\pi}{\Lambda} \quad (4.32)$$

onde β é a constante de propagação do guia de onda não perturbado.

O período da rede de difração é escolhido para se obter $\Delta\beta \approx 0$, o que resulta em:

$$\Lambda = \frac{m\pi}{\beta} \quad (4.33)$$

A constante de acoplamento κ , de uma rede com perfil quadrado, com profundidade g e período Λ , na sua forma simplificada, é [44]:

$$\kappa = \frac{k_o(n_1^2 - n_2^2)}{4\pi N_{\text{eff}} A_{x4}^2} (A_{x1} + A_{x2} + A_{x3}) \quad (4.34)$$

onde : A_{x1} , A_{x2} , A_{x3} e A_{x4} são definidos em (4.35)-(4.38). N_{eff} é o índice de refração efetivo do guia de onda e é obtido na equação transcendental (4.18); h_1 , h_2 , h_3 e k_o são obtidos de (4.4)-(4.7).

$$A_{x1} = \frac{g}{2} + \frac{\text{sen}(g h_2)}{2h_2} + \frac{h_1}{h_2^2} [1 - \cos(g h_2)] \quad (4.35)$$

$$A_{x2} = \frac{h_1^2}{h_2^2} \left[\frac{g}{2} - \frac{\text{sen}(g h_1)}{2h_2} \right] \quad (4.36)$$

$$A_{x3} = \frac{1}{h_1} [1 - \exp(-h_1 g)] \quad (4.37)$$

$$A_{x4}^2 = \frac{(h_2^2 + h_1^2)(t + h_1^{-1} + h_3^{-1})}{2h_2^2} \quad (4.38)$$

4.3.3 Comprimento da região de separação $\lambda/4$

Para que no ressonador de $\lambda/4$ ocorra a transmitância no comprimento de onda de operação, a distância entre os refletores de Bragg deve ser projetada de maneira que a variação da fase naquele comprimento de onda seja $\pi/2$ radianos nesta região. Assim, o comprimento da região ativa é escrito como [45] :

$$L_a = \frac{f \lambda_o}{4(N_{\text{eff}}^g - N_{\text{eff}}^a)} \quad (4.39)$$

onde f é um número inteiro ímpar, N_{eff}^g e N_{eff}^a representam os índices de refração efetivos na região da rede, com espessura do núcleo t_1 , e região ativa, com espessura t_2 , respectivamente.

4.3.4 Matriz de transmissão de um refletor Bragg

Na Figura 4.12 é realizada uma representação esquemática das amplitudes das ondas propagante e contrapropagante em um guia de onda com rede de difração de período Λ e comprimento L_g :

Figura 4.12. Representação esquemática das amplitudes dos campos em um refletor de Bragg [46].

As propriedades de transmissão e reflexão do guia de onda mostrado na figura, podem ser obtidas utilizando o formalismo da matriz de transmissão para ondas contrapropagante, onde a idéia básica é representar a relação entre as componentes dos campos nas duas portas do guia. Se o campo é representado por $E = A + B = A e^{-i\beta z} + B e^{i\beta z}$, onde β é a constante de propagação óptica e z é o comprimento do guia, a relação entre as amplitudes é dada por [46]:

$$\begin{pmatrix} B_2 \\ A_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_1 \\ A_1 \end{pmatrix} \quad (4.40)$$

onde A_i e B_i representam as amplitudes complexas normalizadas das ondas propagante e contrapropagante no refletor de Bragg. Os elementos da matriz de transmissão, M , obtida com base na teoria de modos acoplados [47], são:

$$\begin{aligned} M_{11} &= (1 - r^2)^{-1} \left[\exp(jq L_g) - r^2 \exp(-jq L_g) \right] \\ M_{22} &= (1 - r^2)^{-1} \left[\exp(-jq L_g) - r^2 \exp(jq L_g) \right] \\ M_{21} &= M_{12} = (1 - r^2)^{-1} r \left[\exp(jq L_g) - \exp(-jq L_g) \right] \end{aligned} \quad (4.41)$$

onde M_{11} e M_{22} são os coeficientes de reflexão das portas 1 e 2; M_{12} e M_{21} representam os coeficientes de transmissão da porta 2 para a 1 e da porta 1 para a 2, respectivamente. O comprimento do refletor Bragg é L_g e os parâmetros q e r são:

$$q = j \sqrt{\left[(\alpha_T^g + \Delta\alpha^g \Gamma_w^g) + j\delta\beta \right]^2 + \kappa^2} \quad (4.42)$$

$$r = \frac{q + j \left[(\alpha_T^g + \Delta\alpha^g \Gamma_w^g) + j\delta\beta \right]}{\kappa} \quad (4.43)$$

onde α_T^g é o coeficiente de atenuação total do guia de onda na região da rede de difração e calculado em (4.24); $\Delta\alpha^g$ é a eletroabsorção provocada pela aplicação da tensão de operação nas redes e está definido na Seção 3.3.5 do Capítulo 3; Γ_w^g é o fator de confinamento nos poços quânticos na região da rede; κ é o fator de acoplamento, dado em (4.34), e $\delta\beta$ é:

$$\delta\beta = \frac{2\pi N_{\text{eff}}^g(\lambda_o)}{\lambda_o} - \frac{2\pi N_{\text{eff}}^g(\lambda_i)}{\lambda_i} \quad (4.44)$$

para λ_i variando no espectro de comprimentos de onda desejados.

Aplicando-se a condição de contorno, $B_1(L_g)=0$, $A_1(L_g)=1$ e definindo refletância como $R=(B_2/A_2)^2$ e transmitância como $T=(A_1/A_2)^2$, os coeficientes de reflexão e transmissão do guia de onda são [46]-[47]:

$$R = \left| \frac{M_{21}}{M_{22}} \right|^2 \quad (4.45)$$

$$T = \left| M_{11} - \frac{M_{12} M_{21}}{M_{22}} \right|^2 = \left| \frac{1}{M_{22}} \right|^2 \quad (4.46)$$

O espectro da transmitância e refletância do refletor Bragg, centrado em λ_o , é mostrada na Figura 4.13. Verificamos nesta figura que em um refletor de Bragg a luz com comprimento de onda λ_o , injetada na porta de entrada do dispositivo, é refletida para esta mesma porta.

Figura 4.13. Espectro de transmitância e refletância do refletor Bragg centrado em λ_o .

Linha cheia: T; linha pontilhada: R.

4.3.5 Matriz de transmissão do modulador óptico de intensidade - MOISE

Para se obter a transmitância e a refletância do modulador óptico de intensidade proposto, torna-se necessário expressar, na forma matricial, a região ativa com defasagem $\pi/2$ radianos deste dispositivo. A região ativa do ressonador $\lambda/4$, é dada pela matriz Φ [48]:

$$\Phi = \begin{bmatrix} \exp[i\phi + (\alpha_T^a + \Delta\alpha^a \Gamma_w^a)L_a] & 0 \\ 0 & \exp[-i\phi - (\alpha_T^a + \Delta\alpha^a \Gamma_w^a)L_a] \end{bmatrix} \quad (4.47)$$

onde α_T^a e L_a , representam o coeficiente de atenuação total e o comprimento da região ativa do ressonador $\lambda/4$; $\Delta\alpha^a$ é a eletroabsorção provocada pela tensão de operação na região ativa; Γ_w^a é o fator de confinamento nos poços quânticos da região ativa e ϕ , em radianos, é definido como:

$$\phi = \frac{2\pi L_a}{\lambda_o} (N_{\text{eff}}^g - N_{\text{eff}}^a) + \Delta\phi = \frac{f\pi}{2} + \Delta\phi \quad (4.48)$$

onde N_{eff}^g e N_{eff}^a representam o índice de refração efetivo para a região da rede e região ativa, respectivamente. O parâmetro $\Delta\phi$ é a variação da fase na região ativa como resultante da eletrorefração:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi \Delta n \Gamma_w^a L_a}{\lambda_o} \quad (4.49)$$

onde $\Delta n \Gamma_w^a$ é a variação efetiva do índice de refração do núcleo do guia de onda na região ativa, Δn é a alteração do índice de refração dos poços quânticos provocada pela tensão de operação aplicada na região ativa.

Multiplicando-se as matrizes M e Φ para a configuração do modulador óptico de intensidade proposto, ou seja, “refletor Bragg / região ativa / refletor Bragg”, resulta a seguinte matriz W , [46]-[49]:

$$[W] = [M][\Phi][M] \quad (4.50)$$

onde W representa a matriz de transmissão do MOISE.

A transmitância do MOISE, T_M , é então calculada de maneira análoga à Equação (4.46):

$$T_M = \left| W_{11} - \frac{W_{12} W_{21}}{W_{22}} \right|^2 \quad (4.51)$$

A transmitância do modulador com comprimento de onda de operação λ_o é mostrada na Figura 4.14. A linha cheia, representa a transmitância do modulador com $\phi = \pi/2$ radianos na região ativa e a tracejada para $\phi = \pi/2 + \Delta\phi$ radianos.

Figura 4.14. Transmitância do modulador em função do comprimento de onda. Linha cheia: $\phi = \pi/2$ radianos ; linha tracejada: $\phi \neq \pi/2$ radianos.

Observamos, nesta figura, que para $\phi = \pi/2$ radianos a luz no comprimento de onda λ_o , injetada na porta de entrada do dispositivo, é transmitida para sua porta de saída. Quando uma defasagem é introduzida na região ativa do dispositivo, isto é $\phi \neq \pi/2$ radianos, a luz é refletida para a porta de entrada. Desta maneira, o

dispositivo pode ser utilizado como um modulador óptico de intensidade. Além disso, o modulador apresenta seletividade em comprimento de onda em virtude de ser apenas sensível ao comprimento de onda central λ_o de operação. Conseqüentemente, o dispositivo pode ser integrado em cascata.

Da Figura 4.14 obtém-se a largura da banda de rejeição, $\Delta\lambda_R$, a razão de extinção e a perda de inserção do modulador. A largura da banda de rejeição é obtida graficamente, medindo-se a largura entre dois primeiros pontos de máxima transmissão em torno do comprimento de onda central de transmissão do modulador. A perda de inserção do modulador, α_M em dB, calculada no comprimento de onda central de operação do modulador e com tensão de modulação nula ($V_m=0$ V), é:

$$\alpha_M(\lambda_o)\big|_{V_m=0} = 10 \log_{10}(|T(\lambda_o)|) \quad (4.52)$$

A razão de extinção, RE em dB, definida como a diferença entre a perda de inserção do modulador com tensão de modulação nula, $V_m=0$ V, e modulado com tensão máxima, $V_m=V_{max}$, no comprimento de onda central do dispositivo, é definida como:

$$RE = \alpha_M(\lambda_o)\big|_{V_m=0} - \alpha_M(\lambda_o)\big|_{V_m=V_{max}} \quad (4.53)$$

4.3.6 “Chirp”

Em moduladores ópticos de intensidade baseados na eletrorefração é desejável que a variação da intensidade seja apenas devido a alteração do índice de refração, mas a intensidade também é influenciada pela variação da eletroabsorção. Como resultado, a forma de onda do sinal modulado apresenta ondulações (“ripple”) devido à eletroabsorção, a qual é denominada “chirp”. O “chirp” causa limitações no produto ‘comprimento x taxa de dados’ de sistemas ópticos. O “chirp” de moduladores ópticos de intensidade, baseados na eletrorefração, é definido como a razão entre a alteração do índice de refração efetivo e a variação da absorção óptica induzida pela

eletroabsorção [1]. Conseqüentemente, o “chirp” (ch) de moduladores do tipo eletrorefração deve ser alto.

$$\text{ch} = \frac{\Delta n_{\text{eff}}}{\Delta K} = \frac{\Gamma_w^a \Delta n}{(\lambda_o/4\pi) \Delta \alpha^a} \quad (4.54)$$

onde $\Delta \alpha^a$ é a eletroabsorção na região ativa, Δn é a alteração do índice de refração dos PQM e Γ_w^a é o fator de confinamento dos poços quânticos da região ativa.

4.3.7 Sintonia óptica

A aplicação de um campo elétrico, devido à tensão de sintonia, no guia de onda na região das redes, altera o índice de refração nestas, e como o comprimento da região ativa é constante, a condição de ressonância do dispositivo ocorre em outro comprimento de onda, ou seja, o modulador apresenta sintonia óptica, $\Delta \lambda_i$, a qual é escrita como [50]:

$$\Delta \lambda_i = \frac{\lambda_o \Delta n \Gamma_w^g}{N_{\text{eff}}^g - \lambda_o \frac{\partial}{\partial \lambda} \beta_g} \quad (4.55)$$

onde λ_o é o comprimento de onda central, $\Delta n \Gamma_w^g$ é a variação efetiva do índice de refração no núcleo do guia de onda, Γ_w^g é o fator de confinamento nos poços, N_{eff}^g é o índice de refração efetivo e β_g é a constante de propagação do guia de onda na região da rede de difração.

O espectro da transmitância do modulador sintonizado é obtido, também, de (4.51) bastando apenas modificar (4.44) como mostra (4.56):

$$\delta \beta = \frac{2\pi N_{\text{eff}}^g(\lambda_o)}{\lambda_o} - \frac{2\pi N_{\text{eff}}^g(\lambda_i)}{\lambda_i} + \frac{2\pi \Delta n \Gamma_w^g}{\lambda_i} \quad (4.56)$$

onde λ_i representa o comprimento de onda do espectro a ser visualizado.

4.3.8 Freqüência de corte de modulação e de sintonia

Dispositivos baseados na eletrorefração ou eletroabsorção são, em geral, extremamente velozes, pois independem da dinâmica da recombinação de portadores, existente em componentes baseados na injeção de portadores. Assim, a freqüência de corte é limitada apenas pela capacitância da junção e reatâncias parasitas, as quais podem ser minimizadas. Consideramos, neste trabalho, que a freqüência de corte depende apenas da capacitância do diodo PIN. As freqüências de corte de modulação, FC_{mod} , e de sintonia, FC_{sint} , são expressas por:

$$FC_{\text{mod}} = \frac{1}{2 \pi Z_f C_a} \quad (4.57)$$

$$FC_{\text{sint}} = \frac{1}{2 \pi Z_f C_g} \quad (4.58)$$

onde C_g e C_a são as capacitâncias do diodo PIN na região da rede e ativa, respectivamente. Z_f é a impedância da fonte, a qual consideramos igual a 50Ω .

A capacitância do diodo PIN, resultado da soma das capacitâncias das três regiões, P, I e N, é, para as regiões da rede e ativa, escritas como:

$$C_g = \frac{\epsilon_{sp} \epsilon_{si} \epsilon_{sn}}{X_p^g \epsilon_{si} \epsilon_{sn} + a \epsilon_{sp} \epsilon_{sn} + X_n^g \epsilon_{si} \epsilon_{sp}} 2 L_g \ell \quad (4.59)$$

$$C_a = \frac{\epsilon_{sp} \epsilon_{si} \epsilon_{sn}}{X_p^a \epsilon_{si} \epsilon_{sn} + a \epsilon_{sp} \epsilon_{sn} + X_n^a \epsilon_{si} \epsilon_{sp}} L_a \ell \quad (4.60)$$

onde C_g e C_a em faraday, ℓ é a largura do guia de onda óptico, L_a e L_g são os comprimentos da região ativa e da rede e a é a espessura da região intrínseca I. Os parâmetros $\epsilon_{si}, \epsilon_{sn}, \epsilon_{sp}, X_p, X_n$ são apresentados no APÊNDICE A.

4.3.9 Matriz de transmissão do modulador em cascata - MOISEC

A seletividade em comprimento de onda dos moduladores MOISE permite sua operação em cascata. O MOISEC pode então ser composto por ' n ' módulos de

MOISE em cascata, onde cada módulo é centrado em um comprimento de onda distinto, provocando a modulação de seu respectivo comprimento de onda.

A matriz de transmissão do MOISEC, WC , para três módulos de MOISE em cascata, é apresentada por (4.61). Teoricamente não há limite para o número de módulos n , com restrições apenas no desempenho final da configuração.

$$[WC] = [W_A][W_B][W_C] \quad (4.61)$$

onde as matrizes W_n , com $n=A, B$ e C , representam a matriz de transmissão do MOISE apresentada por (4.50), com cada módulo operando num comprimento de onda distinto.

A transmitância do modulador em cascata, T_{MC} , é calculada novamente de maneira análoga à (4.46) e é escrita como:

$$T_{MC} = \left| WC_{11} - \frac{WC_{12} WC_{21}}{WC_{22}} \right|^2 \quad (4.62)$$

As eletroabsorções nas regiões ativa e da rede ficam agora definidas como:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha^a &= \Delta\alpha^a(V_{mA}) + \Delta\alpha^a(V_{mB}) + \Delta\alpha^a(V_{mC}) \\ \Delta\alpha^g &= \Delta\alpha^g(V_{tA}) + \Delta\alpha^g(V_{tB}) + \Delta\alpha^g(V_{tC}) \end{aligned} \quad (4.63)$$

onde V_{mA} , V_{mB} , V_{mC} , V_{tA} , V_{tB} , V_{tC} são as tensões de modulação e sintonia nos módulos A, B e C, respectivamente. Índices 'g' e 'a' representam regiões da rede e ativa, respectivamente.

No modulador integrado em cascata, a luz proveniente, por exemplo, do último módulo, propagará pelos dois outros módulos e sofrerá uma atenuação induzida pela eletroabsorção presente nestes módulos. Desta maneira, o sinal modulado no comprimento de onda λ_A apresentará, na saída do modulador em cascata, componentes nas frequências de modulação dos outros módulos, ou seja, existe "cross-talk" entre os módulos. Neste caso, definimos o "cross-talk" como a diferença entre as perdas do modulador não modulado (sem eletroabsorção) e demais

módulos modulados (com eletroabsorção) e consideramos que a tensão de sintonia é nula em todos os módulos. O “cross-talk” para cada módulo é expresso por:

$$CT_A = \left[\alpha_M^A (V_{mA} = V_{mB} = V_{mC} = 0) \right] - \left[\alpha_M^A (V_{mA} = 0, V_{mB} = V_{mC} = V_{\max}) \right] \quad (4.64)$$

$$CT_B = \left[\alpha_M^B (V_{mA} = V_{mB} = V_{mC} = 0) \right] - \left[\alpha_M^B (V_{mB} = 0, V_{mA} = V_{mC} = V_{\max}) \right] \quad (4.65)$$

$$CT_C = \left[\alpha_M^C (V_{mA} = V_{mB} = V_{mC} = 0) \right] - \left[\alpha_M^C (V_{mC} = 0, V_{mA} = V_{mB} = V_{\max}) \right] \quad (4.66)$$

onde CT_A , CT_B e CT_C são os “cross-talk” para os módulos A, B e C, respectivamente; α_M , com índices A, B e C, são as perdas de inserção dos módulos A, B e C, respectivamente.

4.4 OTIMIZAÇÃO DOS MODULADORES

Nesta seção, são apresentados os parâmetros de otimização dos moduladores. A otimização tem como principal objetivo projetar o dispositivo para que satisfaça as condições de operação exigidas pelo sistema de comunicação multiplexado em comprimento de onda. Esta otimização é obtida através das variáveis de projeto apresentadas na seção anterior, como: espessuras dos núcleos ‘ t_1 ’ e ‘ t_2 ’, número de períodos de poços quânticos, comprimentos ‘ L_a ’ e ‘ L_g ’ e profundidade da rede de difração g . Os parâmetros de otimização, que devem ser satisfeitos com estas variáveis de projeto, são mostrados na Tabela 4.3.

MAXIMIZAR	MINIMIZAR
• Razão de extinção	• Perda de inserção
• Frequência de corte	• Voltagem
• Sintonia Óptica	• Comprimento
• “Chirp”	• Separação entre comprimentos de onda

Tabela 4.3. Parâmetros de otimização do modulador óptico de intensidade.

A influência das variáveis de projeto e das propriedades eletroópticas na otimização dos moduladores é apresentada a seguir.

4.4.1 Otimização das espessuras t_1 e t_2 do guia de onda

O primeiro passo na otimização do dispositivo é a determinação da espessura máxima e mínima do núcleo de seu guia de onda na região da rede, t_1 , e na região ativa, t_2 . A espessura máxima do núcleo está relacionada com a condição de guiamento monomodo da luz e é obtida do diagrama de dispersão apresentado na Seção 4.2.1. A espessura mínima do núcleo, por sua vez, está vinculada com o número de períodos de poços quânticos existente em seu centro.

Uma vez determinado estes limites, o segundo passo é a escolha das duas espessuras do núcleo que proporcionem um maior fator de confinamento nos poços quânticos (Γ_w), conforme Seção 4.2.3, e um menor coeficiente de atenuação total do guia de onda (α_T), apresentado na Seção 4.2.4. A variação da fase na região ativa, dada por (4.49), a sintonia óptica, expressa por (4.55), e a perda de inserção do dispositivos, dada por (4.52), estão diretamente ligadas a estes parâmetros. Na escolha destas espessuras, t_1 deve ser diferente e maior que t_2 , para que caracterize o ressonador de $\lambda/4$, apresentado na Figura 4.1, e satisfaça (4.39) e (4.48), onde a defasagem de $\pi/2$ radianos entre estas duas regiões é determinada pelas espessuras destes núcleos.

Quanto maior a espessura t_1 , dentro dos limites preestabelecidos, a razão de extinção e a perda de inserção do dispositivo tornam-se menores. Uma espessura do núcleo t_1 maior provoca decréscimo na razão de extinção devido à menor variação da fase ($\Delta\phi$) na região ativa, a qual, conforme (4.49), é resultado do menor comprimento da região ativa L_a e aumento do índice de refração efetivo, N_{eff}^g . Uma menor perda de inserção, para uma maior espessura t_1 , é justificada pela diminuição dos comprimentos L_a e L_g . Apesar de L_g aumentar com o aumento de t_1 , devido à menor constante de acoplamento κ , dada por (4.31), o comprimento L_a diminui acentuadamente, resultando em um coeficiente de atenuação total da estrutura, na região ativa, menor que nas regiões das redes. As variações dos comprimentos L_g e

L_a , com a espessura t_1 , proporciona, também, um decréscimo na frequência de corte de sintonia, FC_{sint} , e um aumento na frequência de corte de modulação, FC_{mod} , do modulador.

A otimização da espessura t_2 exerce influência oposta ao do aumento da espessura do núcleo na região da rede t_1 . O aumento da espessura do núcleo na região ativa t_2 , aumenta a variação de fase ($\Delta\phi$) e, conseqüentemente, uma maior razão de extinção é obtida. O aumento da espessura t_2 , provoca, também, um aumento do comprimento L_a , a qual eleva o coeficiente de atenuação total do dispositivo nesta região e, conseqüentemente, produz uma maior perda de inserção do dispositivo. Frequência de corte de modulação, FC_{mod} , menores são obtidas com o aumento de t_2 , devido ao aumento da capacitância, C_a , da região ativa provocada pelo aumento do comprimento L_a .

4.4.2 Otimização do números de períodos de PQM

O número de períodos de PQM no núcleo do modulador é um dos mais importantes parâmetros de otimização. A escolha do número de períodos influi na determinação da tensão máxima de operação do dispositivo, na mínima espessura do núcleo do guia de onda, conforme estabelecido na seção anterior, e é o maior responsável pelo aumento no fator de confinamento nos poços quânticos, com extrema influência na razão de extinção do modulador, expresso por (4.49).

Conforme previsto no início deste Capítulo, os moduladores podem utilizar, como material ativo, os dois tipos de PQM apresentados no Capítulo 3, o PQMD e o PQMAA. A única diferença na otimização destes dois poços quânticos é com relação ao campo elétrico resultante da tensão aplicada no diodo PIN do dispositivo. Na camada intrínseca do diodo PIN, a qual é constituída somente por poços quânticos, o campo elétrico nessa camada não deve exceder 35 kV/cm quando utiliza-se PQMAA, pois esse é o valor do campo elétrico onde se obtém a máxima variação do índice de refração, e 300 kV/cm [51] para o PQMD, afim de que não ocorra ruptura do material. Sendo assim, um compromisso entre o número de períodos, o qual determinará a espessura da camada intrínseca, e as concentrações dos dopantes nas

camadas P e N do dispositivo, as quais determinarão as larguras das regiões de depleção X_n e X_p , devem, em conjunto, satisfazer à condição acima para o campo elétrico em cada tipo de poço quântico. Além disso, é extremamente aconselhável não utilizar tensão de operação dos dispositivos maior que 3,0 V, visto que tensões mais altas acarretam potências altas de microondas e dificuldades em sua dissipação.

Com espessura máxima limitada também pela condição de guiamento monomodo, uma vez que os PQM fazem parte do núcleo do guia de onda, o aumento do número de períodos de poços quânticos múltiplos eleva o fator de confinamento dos poços quânticos devido à maior intensidade óptica nestas camadas, conforme discutido na Seção 4.2.2. Porém, se a tensão de operação não for aumentada para manter o campo elétrico constante, o ganho obtido com o aumento do fator de confinamento é anulado com a menor variação eletrorefrativa, Equação (3.11) e Equação (3.16). Além disso, o aumento do fator de confinamento irá contribuir com um aumento na perda de inserção do dispositivo através da eletroabsorção.

O aumento do número de períodos de poços quânticos proporciona, ou não, um aumento na perda de inserção intrínseca do modulador, a qual depende do tipo de PQM utilizado. O coeficiente de atenuação total da estrutura, α_T , aumenta com o aumento de períodos de PQMD no núcleo do dispositivo, uma vez que a absorção intrínseca do PQMD é maior que a do InGaAsP; e diminui com o aumento de períodos de PQMAA devido à menor absorção intrínseca do PQMAA em relação àquela do InGaAsP. Para esta conclusão, admitimos uma espessura constante do núcleo, onde a única variável é o número de períodos.

Indiferente ao tipo de PQM, quanto maior o número de períodos, maior é a razão de extinção do dispositivo, devido ao aumento na variação da fase $\Delta\phi$. Este incremento na alteração da fase está diretamente associado ao aumento do fator de confinamento nos poços quânticos com o aumento da intensidade óptica no núcleo.

Um aumento na frequência de corte da modulação e sintonia, com o aumento do número de períodos, é também previsto, pois as capacitâncias das regiões dos refletores e ativa diminuem com o aumento da espessura a dos PQM.

4.4.3 Otimização dos comprimentos L_a e L_g

Como a defasagem de $\pi/2$ radianos na região ativa está vinculada ao comprimento L_a , a otimização deste comprimento é obtida com um múltiplo ímpar de $\pi/2$ radianos na defasagem, ou fator 'f', conforme apresentado em (4.39). O incremento deste fator resulta em um maior comprimento da região ativa e cuja influência na razão de extinção, perda de inserção e frequência de corte do dispositivo são as mesmas mencionadas anteriormente.

O comprimento L_g das redes de difração, é, também, uma importante dimensão de otimização e não está vinculado a nenhuma equação. Seu valor é arbitrado e, geralmente, o produto (κL_g) varia de 1,8 a 2,2. Quanto maior o produto (κL_g), maiores são as perdas de inserção e razão de extinção do modulador, devido ao maior coeficiente de atenuação total do guia de onda.

4.4.4 Otimização da profundidade da rede de difração

A profundidade da rede de difração, g , finaliza o processo de otimização do modulador. Com profundidade máxima igual ao seu período devido às atuais técnicas de fabricação, a otimização de sua profundidade influi na largura da banda de rejeição, $\Delta\lambda_R$, e na frequência de corte de sintonia. Convém ressaltar que o período da rede de difração, Λ , é determinado em (4.33) e não está sujeito à otimização.

A influência da profundidade g na largura de banda de rejeição e na frequência de corte de sintonia está relacionada com o comprimento L_g . Quanto menor for o comprimento dos refletores de Bragg, maiores serão as larguras de banda de rejeição e frequência de corte de sintonia dos dispositivos. Admitindo-se que o produto κL_g é constante, o aumento da profundidade g proporciona uma maior constante de acoplamento, κ , e, conseqüentemente, um menor comprimento para os refletores é obtido.

4.4.5 Otimização do MOISEC.

A otimização do modulador em cascata, MOISEC, utiliza as mesmas variáveis e os mesmos parâmetros de otimização discutidos acima para o MOISE. Uma única modificação, é a inclusão de um novo parâmetro de otimização, que é a escolha do comprimento de onda de separação entre os módulos.

A separação entre comprimentos de onda de operação entre os módulos deve ser a menor possível, resultando em menores perdas de inserção e em maiores razões de extinção dos módulos. Porém, nem sempre estas condições são satisfeitas quando a escolha do comprimento de onda de separação entre os módulos é a principal condição de projeto. Isto é devido à interação entre os coeficiente de transmissão de cada módulo do modulador em cascata no coeficiente de transmissão total. A otimização individual da perda de inserção e da razão de extinção dos módulos, anteriormente verificada para o modulador individual MOISE, não são mais válidas para o modulador em cascata MOISEC.

A profundidade da rede g , as espessuras do núcleo ' t_1 ' e ' t_2 ', os comprimentos ' L_g ' e ' L_a ', as concentrações de lacunas e elétrons e o número de período de PQM, devem ser novamente otimizados para se obter o melhor desempenho do dispositivo

4.5 DESEMPENHO DO MOISE

Nesta seção é apresentado o desempenho do modulador individual com tensões de modulação e sintonia aplicadas. Os resultados das dimensões otimizadas para o MOISE_D e para o MOISE_A são apresentadas nas Tabela 4.4 e Tabela 4.5, respectivamente. Estas dimensões otimizadas são resultados do processo de otimização descrito na Seção 4.4 deste Capítulo.

MOISE _D	
• Núcleo	$\text{InGaAsP}, y_2 = 0,57$ $t_1 = 0,35 \mu\text{m}, t_2 = 0,25 \mu\text{m}$ $P_2 = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}, N_2 = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Superstrato e Substrato	$\text{InP}, y_1 = y_3 = 0$ $P_1 = N_3 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Poços quânticos múltiplos	8 períodos de PQMD no centro do núcleo
• Profundidade da rede	$g = 0,12 \mu\text{m}$
• Período da rede	$\Lambda = 0,2391 \mu\text{m}$
• Comprimento L_g para $\kappa L_g = 2$	$L_g = 45,56 \mu\text{m}$
• Comprimento L_a para $f = 3$	$L_a = 37,67 \mu\text{m}$
• Largura do guia	$\ell = 2 \mu\text{m}$
• Comprimento de onda de operação	$\lambda_o = 1,55 \mu\text{m}$

Tabela 4.4. Resultados das dimensões otimizadas do MOISE_D.

MOISE _A	
• Núcleo	$\text{InGaAsP}, y_2 = 0,28$ $t_1 = 0,7 \mu\text{m}, t_2 = 0,5 \mu\text{m}$ $P_2 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}, N_2 = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Superstrato e Substrato	$\text{InP}, y_1 = y_3 = 0$ $P_1 = N_3 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Poços quânticos múltiplos	20 períodos de PQMAA no centro do núcleo
• Profundidade da rede	$g = 0,15 \mu\text{m}$
• Período da rede	$\Lambda = 0,2418 \mu\text{m}$
• Comprimento L_g para $\kappa L_g = 2$	$L_g = 156,24 \mu\text{m}$
• Comprimento L_a para $f = 3$	$L_a = 75,52 \mu\text{m}$
• Largura do guia	$\ell = 2 \mu\text{m}$
• Comprimento de onda de operação	$\lambda_o = 1,55 \mu\text{m}$

Tabela 4.5. Resultados das dimensões otimizadas do MOISE_A

4.5.1 Desempenho do MOISE_D

O espectro de transmissão do MOISE_D, sem tensão de sintonia, é mostrado na Figura 4.15. Linha cheia representa o modulador sem tensão de modulação aplicada, $V_m = 0 \text{ V}$, e a linha pontilhada com a aplicação da tensão de modulação de $3,0 \text{ V}$. O comprimento de onda de operação é $1,55 \mu\text{m}$.

Figura 4.15. Espectro de transmissão do MOISE_D não sintonizado. Linha cheia: não modulado; linha pontilhada: modulado.

Figura 4.16. Razão de extinção e "chirp" no MOISE_D em função da tensão de modulação.

Do espectro de transmissão apresentado na Figura 4.15, verificamos que a perda de inserção do MOISE_D é 2,87 dB e a razão de extinção é de 17,7 dB. A perda de inserção, quando sintonizado com 3,0 V, é de 3,11 dB e a razão de extinção é de 17,48 dB. Estas alterações no desempenho do dispositivo é associada à eletroabsorção. A largura da banda de rejeição é de 160 Å.

A razão de extinção e o “chirp” do MOISE_D , em função da tensão de modulação, V_m , é mostrada na Figura 4.16. Não há tensão de sintonia aplicada, $V_t=0$ V. Pode ser observado, na figura, que a razão de extinção aumenta com a tensão aplicada devido ao aumento da eletrorefração e, em 3,0 V, alcança 17,7 dB e, para uma razão de extinção de 10 dB, a tensão requerida é de 1,6 V. O “chirp” do MOISE_D cresce até uma tensão de 0,6 V e, devido à influência da eletroabsorção, decresce com o aumento da tensão, atingindo um valor de 176,27 em 3,0 V.

O campo elétrico e a sintonia óptica do MOISE_D em função da tensão de sintonia, V_t , é mostrado na Figura 4.17. A variação do campo elétrico na região ativa comporta-se do mesmo modo que na região da rede, por possuírem características semelhantes.

Figura 4.17. Campo elétrico e sintonia óptica no MOISE_D em função da tensão de sintonia.

Notamos, na Figura 4.17, que o campo elétrico e a sintonia óptica aumentam com o aumento da tensão. Para uma tensão de operação de 3,0 V o campo elétrico tem uma magnitude de 170,3 kV/cm e uma sintonia óptica de 12,6 Å é obtida.

A frequência de corte de modulação e de sintonia do MOISE_D, em função da tensão de modulação e de sintonia, é mostrada na Figura 4.18. Assumimos um guia de onda com largura de 2 μm.

Figura 4.18. Frequência de corte de modulação e de sintonia em função da tensão de modulação e de sintonia. A largura do guia de onda é $\ell = 2 \mu\text{m}$.

As frequências de corte de modulação e sintonia aumentam com a tensão aplicada, como pode visto na figura. Para uma tensão de modulação igual a 3,0 V, a FC_{mod} é 63,2 GHz e, para uma tensão de sintonia de 3,0 V, a FC_{sint} é 26,13 GHz.

A Figura 4.19 apresenta, novamente, a frequência de corte de modulação e de sintonia do MOISE_D. A variável, agora, é a largura do guia de onda ℓ , admitindo-se tensões de operação $V_m = V_t = 3,0$ V. A escolha da largura do modulador, $\ell < 2 \mu\text{m}$, torna a fabricação do modulador inviável, utilizando tecnologias tradicionais de fabricação.

Figura 4.19. Frequência de corte de modulação e de sintonia em função da largura do guia de onda. Tensão de modulação e de sintonia $V_m=V_t=3,0$ V.

As frequências de modulação e sintonia decrescem com o aumento da largura do guia de onda, em virtude do aumento da capacitância. Para uma largura de $2,0 \mu m$ as frequências de corte e sintonia são de 63,2 e 26,13 GHz, respectivamente. Utilizando tecnologia de feixe eletrônico, guias de onda com larguras menores que $2,0 \mu m$ podem ser fabricados e frequência de corte de modulação acima de 100 GHz pode ser obtida.

4.5.2 Desempenho do $MOISE_A$

O espectro de transmissão do $MOISE_A$, sem tensão de sintonia e com tensões de modulação de 0 V e 1,6 V em $1,55 \mu m$, é mostrado na Figura 4.20. A Figura 4.21 mostra o mesmo resultado para o dispositivo sintonizado com uma tensão $V_t=1,6$ V.

Figura 4.20. Espectro de transmissão do MOISE_A. Linha cheia: não modulado; linha pontilhada: modulado.

Figura 4.21. Espectro de transmissão do MOISE_A sintonizado, em função do comprimento de onda. Linha cheia: não modulado; linha pontilhada: modulado.

Inferimos, da Figura 4.20, que a perda de inserção do MOISE_A é 2,26 dB, a razão de extinção é de 18,0 dB e a largura de banda de rejeição é de 50 Å.

A perda de inserção, quando sintonizado com 1,6 V, é de 2,38 dB e a razão de extinção é de 17,88 dB. A variação destes parâmetros é devida à eletroabsorção.

A razão de extinção e o “chirp” do MOISE_A em função da tensão de modulação aplicada na região ativa, é mostrada na Figura 4.22. Não há tensão de sintonia aplicada, $V_t=0$ V.

Figura 4.22. Razão de extinção e “chirp” do MOISE_A em função da tensão aplicada.

A razão de extinção cresce com o aumento da tensão aplicada e atinge 18 dB em 1,6 V. Para uma razão de extinção de 10 dB a tensão requerida é de 0,8 V. O “chirp” aumenta até uma tensão de 0,23 V e, então, decresce para tensões maiores, como consequência do aumento da eletroabsorção, e alcança, em 1,6 V, um valor de 585,77.

O campo elétrico e a sintonia óptica do MOISE_A , em função da tensão de sintonia, V_t , é mostrado na Figura 4.23.

Figura 4.23. Campo elétrico e sintonia óptica em função da tensão aplicada no MOISE_A .

O campo elétrico para uma tensão de operação igual a 1,6 V é de 34,1 kV/cm e a sintonia óptica é de -5,67 Å. A sintonia negativa é consequência da propriedade eletrorefrativa dos poços quânticos acoplados, que apresenta variação negativa.

Figura 4.24. Frequências de corte de modulação e de sintonia, em função da tensão aplicada no MOISE_A , para um guia de onda de largura 2 μm .

As frequências de corte de modulação e sintonia em função da tensão aplicada nas regiões ativa e da rede são mostradas na Figura 4.24. A largura do guia de onda é $2\text{ }\mu\text{m}$. Para uma tensão de modulação igual a $1,6\text{ V}$, a FC_{mod} é $86,7\text{ GHz}$ e, para uma tensão de sintonia de $1,6\text{ V}$, a FC_{sint} é $21,0\text{ GHz}$, conforme pode ser verificado na figura.

A Figura 4.25 novamente apresenta as frequências de corte de modulação e de sintonia do MOISE_A . A apresentação agora é em função da largura do guia de onda admitindo, as tensões de operações $V_m=V_t=1,6\text{ V}$.

Figura 4.25. Frequências de corte de modulação e de sintonia em função da largura do guia do MOISE_A . Tensão de modulação e de sintonia: $V_m=V_t=1,6\text{ V}$.

Para um guia de onda de largura $2,0\text{ }\mu\text{m}$ as frequências de corte de modulação e sintonia são $86,7$ e $21,0\text{ GHz}$, respectivamente. Para larguras menores que $2,0\text{ }\mu\text{m}$, frequências de corte de modulação muito acima de 100 GHz são obtidas.

4.5.3 Desempenho do MOISE_C

O MOISE_D , otimizado para operar em 3 comprimentos de ondas com separação entre os módulos igual a $140\text{ \AA}$, é apresentado na Tabela 4.6. A Tabela 4.7

apresenta o MOISEC_A, otimizado para 3 comprimentos de ondas com separação de 50 Å. O comprimento de onda de separação entre os moduladores foi imposta como a menor possível, em torno da largura de banda do módulo B ($\lambda_B=1,55 \mu\text{m}$).

MOISEC _D	
• Núcleo	$\text{InGaAsP}, y_2 = 0,57$ $t_1 = 0,35 \mu\text{m}, t_2 = 0,25 \mu\text{m}$ $P_2 = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}, N_2 = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Superstrato e Substrato	$\text{InP}, y_1 = y_3 = 0$ $P_1 = N_3 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Poços quânticos múltiplos	8 períodos de PQMD no centro do núcleo
• Profundidade da rede	$g_A = g_B = g_C = 0,10 \mu\text{m}$
• Período da rede	$\Lambda_A = 0,2367 \mu\text{m}, \Lambda_B = 0,239 \mu\text{m}, \Lambda_C = 0,2415 \mu\text{m}$
• $\kappa L_g = 1,8$	$L_{gA} = 48,25 \mu\text{m}, L_{gB} = 49,28 \mu\text{m}, L_{gC} = 50,31 \mu\text{m}$
• $f = 3$	$L_{aA} = 36,76 \mu\text{m}, L_{aB} = 37,67 \mu\text{m}, L_{aC} = 38,56 \mu\text{m}$
• Largura do guia	$\ell = 2 \mu\text{m}$
• Comprimento de onda	$\lambda_A = 1,536 \mu\text{m}, \lambda_B = 1,55 \mu\text{m}, \lambda_C = 1,564 \mu\text{m}$

Tabela 4.6. Resultados das dimensões otimizadas do MOISEC_D.

MOISEC _A	
• Núcleo	$\text{InGaAsP}, y_2 = 0,28$ $t_1 = 0,7 \mu\text{m}, t_2 = 0,5 \mu\text{m}$ $P_2 = 1,10^{17} \text{ cm}^{-3}, N_2 = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Superstrato e Substrato	$\text{InP}, y_1 = y_3 = 0$ $P_1 = N_3 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Poços quânticos múltiplos	20 períodos de PQMAA no centro do núcleo
• Profundidade da rede	$g_A = g_B = g_C = 0,15 \mu\text{m}$
• Período da rede	$\Lambda_A = 0,241 \mu\text{m}, \Lambda_B = 0,2418 \mu\text{m}, \Lambda_C = 0,2427 \mu\text{m}$
• $\kappa L_g = 1,9$	$L_{gA} = 147,77 \mu\text{m}, L_{gB} = 148,43 \mu\text{m}, L_{gC} = 149,13 \mu\text{m}$
• $f = 3$	$L_{aA} = 75,04 \mu\text{m}, L_{aB} = 75,52 \mu\text{m}, L_{aC} = 75,88 \mu\text{m}$
• Largura do guia	$\ell = 2 \mu\text{m}$
• Comprimento de onda	$\lambda_A = 1,545 \mu\text{m}, \lambda_B = 1,55 \mu\text{m}, \lambda_C = 1,555 \mu\text{m}$

Tabela 4.7. Resultados das dimensões otimizadas do MOISEC_A.

A transmitância total, perda de inserção, “cross-talk”, razão de extinção e largura da banda de passagem, do MOISEC_D e MOISEC_A, são apresentadas nas seções seguintes.

4.5.4 Desempenho do MOISEC_D

O espectro de transmissão dos três módulos que compõem o modulador em cascata com PQMD é mostrado na Figura 4.26. A linha cheia representa o modulador com tensão de modulação nula, $V_m=0$ V, e linha tracejada com tensão de modulação, $V_m=3,0$ V, em todos os módulos.

Figura 4.26. Espectro de transmissão do MOISEC_D. Linha cheia: não modulado, $V_m=0$ V; linha pontilhada: modulado com $V_m=3,0$ V.

Visualizamos, na Figura 4.26, o espectro de transmissão do MOISEC_D para 3 comprimentos de onda de operação separados de 140 Å. Uma separação do comprimento de onda de operação de cada módulo menor que 140 Å, não é aconselhável, devido à superposição das bandas de rejeição de cada módulo. Esta superposição, além de descaracterizar totalmente o espectro de transmissão de cada módulo, eleva a perda de inserção e o “cross-talk” do dispositivo.

A perda de inserção, razão de extinção, “chirp” e “cross-talk” são sintetizadas na Tabela 4.8.

MOISEC_D			
	Módulo A 1,536 μm	Módulo B 1,55 μm	Módulo C 1,564 μm
Perda de inserção $V_{mA}=V_{mB}=V_{mC}=0V$	$\alpha_M^A = 3,38 \text{ dB}$	$\alpha_M^B = 2,9 \text{ dB}$	$\alpha_M^C = 2,74 \text{ dB}$
Razão de extinção	$RE_A = 15,87 \text{ dB}$ para $V_{mB}=V_{mC}=0V$	$RE_B = 15,04 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mC}=0V$	$RE_C = 15,95 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mB}=0V$
	$RE_A = 16,5 \text{ dB}$ para $V_{mB}=V_{mC}=3,0V$	$RE_B = 15,12 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mC}=3,0V$	$RE_C = 13,9 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mB}=3,0V$
“Chirp”	106,7	176,27	253,38.
“Cross-talk”	$CT_A = 1,41 \text{ dB}$	$CT_B = 0,63 \text{ dB}$	$CT_C = 0,38 \text{ dB}$

Tabela 4.8. Resultados da perda de inserção, razão de extinção, “chirp” e “cross-talk” do MOISEC_D.

A Tabela 4.8 mostra a perda de inserção de cada módulo, isto é, a perda de inserção do módulo A operando em 1,536 μm (α_M^A), a do módulo B em 1,55 μm (α_M^B) e do módulo C em 1,564 μm (α_M^C), quando todos os módulos não estão modulados ($V_{mA}=V_{mB}=V_{mC}=0V$). A disposição em cascata dos moduladores sempre provocará um aumento na perda de inserção de cada módulo, quando comparado individualmente, devido ao aumento do percurso óptico, ou seja, da disposição dos módulos em série. Porém, a razão de extinção pode aumentar ou não, dependendo da interferência dos espectros de transmissão individuais. Na modulação, independente de cada módulo do MOISEC, a eletroabsorção gerada por um módulo, interfere na perda de inserção e na razão de extinção dos demais módulos. Para mostrar esta influência, a tabela apresenta dois resultados para a razão de extinção. Por exemplo, a razão de extinção do módulo A, quando os demais módulos não estão modulados ($V_{mB}=V_{mC}=0V$) e quando estão com tensão máxima de modulação ($V_{mB}=V_{mC}=3,0V$),

está apresentada nesta tabela. A tabela é finalizada apresentando o “chirp”, para tensão máxima de modulação, e o “cross-talk” de cada módulo.

O comprimento total do modulador MOISEC_D é de 408,67 μm . Cada módulo possui frequência de corte de modulação e sintonia iguais a $FC_{\text{mod}}=64,7$ GHz e $FC_{\text{sint}}=24,6$ GHz, devido à mínima variação de L_g e L_a em cada módulo. A sintonia do módulo A, para tensão máxima de sintonia ($V_t=3,0$ V), é de 17 Å, do módulo B é de 12,7 Å e a do módulo C é de 10,34 Å.

A análise da banda de passagem de cada módulo do modulador em cascata é realizada graficamente. A partir do espectro de transmissão individual de cada módulo do modulador MOISEC, verifica-se qual a máxima largura de banda de passagem permitida por cada módulo, onde o espectro é o mais plano possível e com perda de inserção mínima. Na Figura 4.27 é mostrado o espectro de transmissão individual dos três módulos do MOISEC_D com o módulo B em 1,55 μm . Uma largura de banda de passagem média de aproximadamente 250 GHz (20 Å) para os três módulos é verificada nesta figura.

Figura 4.27. Espectro individual da transmitância dos módulos A,B e C que compõem o MOISEC_D. No detalhe, a largura da banda de passagem do Módulo B, em 1,55 μm .

4.5.5 Desempenho do MOISEC_A

O espectro de transmissão total dos três módulos que compõem o modulador em cascata MOISEC_A é mostrado na Figura 4.28. A linha cheia representa os moduladores sem tensão de modulação aplicada, $V_m=0$ V, e a linha tracejada com tensão de modulação $V_m=1,6$ V aplicada em todos os módulos.

Figura 4.28. Espectro de transmissão do MOISEC_A. Linha cheia: tensão de modulação $V_m=0$ V; linha pontilhada: $V_m=1,6$ V.

Conclusões semelhantes às obtidas para o modulador MOISEC_D, são também obtidas para o MOISEC_A. A separação do comprimento de onda de operação entre os módulos é agora de 50 Å, porque os módulos apresentam uma larga banda de rejeição ($\Delta\lambda_R$) menor que os módulos do MOISEC_D.

Os resultados da perda de inserção, razão de extinção, “chirp” e “cross-talk” do MOISEC_A são mostrados na Tabela 4.9.

MOISEC_A			
	Módulo A 1,545 μm	Módulo B 1,55 μm	Módulo C 1,555 μm
Perda de inserção $V_{mA}=V_{mB}=V_{mC}=0\text{V}$	$\alpha_M^A = 2,58 \text{ dB}$	$\alpha_M^B = 2,44 \text{ dB}$	$\alpha_M^C = 2,15 \text{ dB}$
Razão de extinção	$RE_A = 16,40 \text{ dB}$ para $V_{mB}=V_{mC}=0\text{V}$	$RE_B = 16,77 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mC}=0\text{V}$	$RE_C = 15,95 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mB}=0\text{V}$
	$RE_A = 16,13 \text{ dB}$ para $V_{mB}=V_{mC}=1,6\text{V}$	$RE_B = 16,95 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mC}=1,6\text{V}$	$RE_C = 17,02 \text{ dB}$ para $V_{mA}=V_{mB}=1,6\text{V}$
“Chirp”	439,72	585,77	722,1.
“Cross-talk”	$CT_A = 0,2 \text{ dB}$	$CT_B = 0,28$	$CT_C = 0,45 \text{ dB}$

Tabela 4.9. Resultados da perda de inserção, razão de extinção, “chirp” e “cross-talk” do MOISEC_A.

Tal como a Tabela 4.8, a Tabela 4.9 apresenta a perda de inserção, a razão de extinção, “chirp” e “cross-talk” de cada módulo do MOISEC_A. O módulo A está operando em 1,545 μm , o B em 1,55 μm e o C em 1,555 μm , ou seja, os módulos estão separados de 50 Å. Comparando a razão de extinção das duas tabelas, verificamos que, como já mencionado, não há regras de otimização para este parâmetro, devido ao formado aleatório do espectro transmitido de cada módulo. Convém lembrar, que o espectro mostrado na Figura 4.28 é a superposição do espectro transmitido pelos três módulos individualmente, através da multiplicação de matrizes.

O comprimento total do modulador em cascata MOISEC_A é de 1117,1 μm . Cada módulo possui frequência de corte de modulação e sintonia de 87,27 GHz e 22,16 GHz, respectivamente, devido à mínima variação de L_g e L_a em cada módulo. A sintonia do módulo A, para tensão máxima de sintonia ($V_t=1,6 \text{ V}$) é de -5,88 Å, do módulo B -5,69 Å e a do módulo C -5,56 Å.

O espectro de transmissão individual do MOISEC_A é mostrado na Figura 4.29. Uma largura média de banda de passagem de aproximadamente 175 GHz (14 Å) para os três módulos pode ser verificada na figura.

Figura 4.29. Espectro individual da transmitância dos módulos A,B e C que compõem o MOISEC_A. No detalhe, a largura da banda de passagem do Módulo B, em 1,55 μm.

4.6 SUMÁRIO

Neste capítulo, foram apresentados o projeto, a otimização e o desempenho dos MOISE e MOISEC. O projeto da estrutura óptica foi baseada no formalismo do guia de onda planar assimétrico e a teoria de modos acoplados foi utilizada no projeto do ressonador de quarto de onda. A otimização e o desempenho foram apresentadas para o MOISE e MOISEC baseados em PQMD e PQMAA.

O novo conceito introduzido foi o da utilização de um ressonador óptico, o qual produz modulação de intensidade através da alteração do índice de refração em sua região ativa. O dispositivo foi modelado como um guia de onda planar de três camadas, enquanto os parâmetros do ressonador foram obtidos através da teoria de modos acoplados e do uso da matriz de transmissão. Na otimização dos moduladores foram discutidas as variáveis de projeto que influenciam os diversos parâmetros de

desempenho. As estruturas usadas foram poços quânticos múltiplos desacoplados e poços assimétricos acoplados baseados em InGaAsP. As simulações favorecem a utilização de poços quânticos múltiplos assimétricos acoplados por resultarem em dispositivos com melhor desempenho que aqueles baseados em poços quânticos múltiplos desacoplados. Os moduladores ópticos de intensidade apresentam pequeno comprimento, baixa tensão de operação, alta razão de extinção, pequena perda de inserção, sintonia adequada, são livres de “chirp” e possuem altas frequências de corte de modulação e sintonia. Os moduladores integrados em cascata apresentam, ainda, baixo “cross-talk”. Estas características mostram que os dispositivos propostos são bastante convenientes para uso em sistemas de comunicações ópticas multiplexados em comprimento de onda.

CAPÍTULO 5

FILTRO ÓPTICO SELETIVO EM COMPRIMENTO DE ONDA E SINTONIZÁVEL

Neste capítulo são apresentados o projeto, otimização e desempenho do filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável, baseado em guias de onda acoplados codirecionalmente via rede de difração, conforme proposto no Capítulo 2. O projeto de sua estrutura óptica é baseado no formalismo de modos acoplados codirecionalmente. A otimização e o desempenho do filtro são apresentadas para os dois tipos de poços quânticos múltiplos discutidos no Capítulo 3. Através da otimização das variáveis de projeto, é demonstrada a viabilidade de filtros seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis com diversas larguras de banda, comprimento e sintonia, podendo atender às necessidades dos sistemas de comunicação que utilizam técnicas de multiplexação em comprimento de onda.

5.1 INTRODUÇÃO

O filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável, proposto no Capítulo 2, é baseado em guias assíncronos acoplados codirecionalmente via rede de difração. Para projetar este dispositivo, devemos obter as constantes de propagação dos modos simétrico e assimétrico dos guias acoplados através da solução numérica das equações de campo submetidas às condições de contorno apropriadas. Como a seletividade em comprimento de onda ocorre devido à rede de difração, seu período e constante de acoplamento, bem como a transmitância do dispositivo, são obtidos da teoria de modos acoplados codirecionalmente. A perda de inserção, como discutido no capítulo anterior, é associada ao coeficiente de absorção e à potência em cada camada da estrutura. O comprimento do filtro, para que ocorra máxima transferência de potência, é dependente da constante de acoplamento, ou seja, depende da posição da estrutura periódica na estrutura. Além disso, o comprimento do dispositivo está relacionado com a largura de banda e com a frequência de corte. Para obter filtros com pequena largura de banda e velozes, o mesmo deve ser o menor possível. A sintonia do filtro é dependente da alteração do índice de refração na camada ativa e, também, da dispersão das constantes de propagação em relação ao comprimento de onda.

Na otimização do filtro, certos parâmetros, tais como: sintonia, frequência de corte e transferência de potência, devem ser maximizados, enquanto outros, tais como: perda de inserção, largura de banda e comprimento, devem ser minimizados. Estes parâmetros são inter-relacionados e dependem das diversas variáveis de projeto. O desempenho do dispositivo é determinado para os dois tipos de poços quânticos múltiplos discutidos no Capítulo 3.

Este capítulo é organizado em cinco seções. Na Seção 5.2, o projeto do filtro óptico é apresentado. A otimização do dispositivo é realizada na Seção 5.3, enquanto que os desempenhos dos filtros são apresentados na Seção 5.4. Uma síntese do capítulo é realizada na Seção 5.5.

5.2 PROJETO DO FILTRO

O filtro óptico seletivo em comprimento de onda e sintonizável, o qual foi proposto no Capítulo 2, baseia-se na seletividade de comprimento de onda proporcionada pelo acoplamento codirecional entre dois guias de ondas assíncronos, via rede de difração. A seletividade de comprimento de onda tem, como base, a teoria dos modos acoplados codirecionalmente. A representação esquemática deste acoplador, via rede de difração, é mostrada na Figura 5.1.

Figura 5.1. Corte longitudinal do filtro seletivo em comprimento de onda e sintonizável com guias de onda acoplados codirecionalmente via rede de difração.

O guia de onda superior, Guia 1, e o guia de onda inferior, Guia 2, possuem espessuras d_2 e d_4 e índices de refração n_2 e n_4 , respectivamente. Nesta estrutura planar, $(n_2) > (n_4)$ e $(n_2 \text{ e } n_4) > (n_1 = n_3 = n_5)$. A espessura de separação dos guias é $2S_3$ com índice de refração n_3 . Os poços quânticos múltiplos, com espessura α , estão situados no centro do núcleo do guia superior. A rede de difração está localizada na superfície superior do núcleo do Guia 1 e possui profundidade g . A direção de propagação do acoplamento codirecional da luz ocorre na direção $+z$ e não há variação do campo elétrico óptico na direção y .

A luz, contendo distintas informações através de vários comprimentos de onda ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$), é injetada, por exemplo, no guia de onda inferior (Guia 2) do acoplador, onde se propaga como modo ímpar (assimétrico). Ao se propagar por este guia, a rede de difração promove o acoplamento ao guia de onda superior (Guia 1) de um dos comprimentos de onda existentes no Guia 2. O comprimento de onda acoplado ao Guia 1 propaga-se como modo par (simétrico), sendo definido pelo período da rede de difração (Λ). Este acoplamento é periódico e a máxima transferência de potência ocorre para o comprimento L_c . A luz em outros comprimentos de onda continua propagando-se no Guia 2, como modo ímpar. Obtém-se no Guia 1, portanto, a seleção de uma das informações (comprimento de onda) presente no Guia 2.

A sintonia de uma nova informação (comprimento de onda) é obtida através da aplicação de uma tensão no dispositivo. O efeito eletrorefrativo causado pelos PQMD ou PQMAA promove a alteração no índice de refração efetivo do guia de onda, provocando o acoplamento de um outro comprimento de onda.

Nesta seção são apresentadas as equações de projeto do filtro óptico. Utilizando a teoria dos modos acoplados codirecionalmente, as equações para o cálculo das constantes de propagação, período da rede de difração, constante de acoplamento, coeficiente de transmissão, comprimento para máxima transferência de potência, perda de inserção, sintonia e largura de banda óptica são aqui apresentadas.

5.2.1 Constante de propagação

Para obtenção das constantes de propagação dos modos simétrico e assimétrico da estrutura planar mostrada na Figura 5.1, consideramos que a mesma é constituída por cinco camadas de semicondutores. Duas delas são constituídas de InGaAsP e formam os núcleos dos guias de onda os quais são separados e envoltos por uma camada e duas cascas de InP. 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 (5.1)-(5.5). Para o modo TE, F representa o campo elétrico E_y e, para o modo TM, o campo magnético H_y [53]:

$$F = A_1 \exp[-\gamma_1(x - S_3 - d_2)] \quad , \text{para } x \geq S_3 + d_2 \quad (5.1)$$

$$= A_2 \cos[K_2(x - S_3 - d_2/2)] + A_3 \sin[K_2(x - S_3 - d_2/2)] \quad (5.2)$$

$$, \text{para } S_3 + d_2 \geq x \geq S_3$$

$$= A_4 \exp(-\gamma_3 x) + A_5 \exp(\gamma_3 x) \quad , \text{para } -S_3 \geq x \geq S_3 \quad (5.3)$$

$$= A_6 \cos[K_4(x + S_3 + d_4/2)] + A_7 \sin[K_4(x + S_3 + d_4/2)] \quad (5.4)$$

$$, \text{para } -S_3 \geq x \geq -S_3 - d_4$$

$$= A_8 \exp[\gamma_5(x + S_3 + d_4)] \quad , \text{para } x \leq -S_3 - d_4 \quad (5.5)$$

onde os parâmetros K_i e γ_i são descritos como:

$$K_i = \sqrt{n_i^2 k_o^2 - \beta^2} \quad , \text{para } i = 2, 4 \quad (5.6)$$

$$\gamma_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 k_o^2} \quad , \text{para } i = 1, 3, 5 \quad (5.7)$$

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 (5.8). As condições de contorno e a maneira de obtenção da matriz C são apresentadas no APÊNDICE B.

$$\sum_{i=1}^8 C_{uj} A_i = 0, \text{ com } u = 1, 2, \dots, 8 \quad (5.8)$$

onde os elementos da matriz C_{uj} são :

$$\begin{aligned} C_{11} &= 1, C_{32} = -C_{12} = \cos(K_2 d_2/2), C_{13} = C_{33} = -\sin(K_2 d_2/2), C_{21} = -\gamma_1, \\ C_{22} &= C_{42} = K_2 \sin(K_2 d_2/2), C_{43} = -C_{23} = K_2 \cos(K_2 d_2/2), C_{88} = -\gamma_5, \\ C_{55} &= -C_{34} = \exp(-\gamma_3 S_3), C_{54} = -C_{35} = \exp(\gamma_3 S_3), C_{78} = -1, \\ C_{65} &= C_{44} = \gamma_3 \exp(-\gamma_3 S_3), C_{45} = C_{64} = -\gamma_3 \exp(\gamma_3 S_3), \\ C_{76} &= -C_{56} = \cos(K_4 d_4/2), C_{57} = C_{77} = -\sin(K_4 d_4/2), \\ C_{66} &= C_{86} = K_4 \sin(K_4 d_4/2), C_{87} = -C_{67} = K_4 \cos(K_4 d_4/2) \end{aligned} \quad (5.9)$$

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, como descrito no Capítulo 4, Seção 4.2.2, e rescrevendo todos os coeficientes em função de um único.

5.2.2 Período da rede de difração

Para que ocorra o acoplamento codirecional dos modos simétricos e assimétricos, entre dois guias de ondas assíncronos, isto é não, idênticos, via rede de difração, o período da rede de difração, Λ , deve satisfazer a relação [54]:

$$\Lambda = \frac{2\pi}{\beta^S - \beta^A} \quad (5.10)$$

onde β^A e β^S são as constantes de propagação reais dos modos assimétrico e simétrico, respectivamente, calculadas no comprimento de onda de operação do filtro.

5.2.3 Constante de acoplamento da rede de difração

A constante de acoplamento de uma rede de difração entre guias de onda acoplados é obtida da equação [43]:

$$\kappa = \frac{\omega \epsilon_0}{4\pi P} (n_A^2 - n_B^2) \int_{-g/2}^{g/2} E_y^S E_y^A dx \quad (5.11)$$

onde ω é a frequência angular da luz, ϵ_0 é a permissividade elétrica do espaço livre, P é a constante de normalização, n_A e n_B representam os índices de refração que compõem a rede de difração, E_y^S e E_y^A são os campos elétricos dos modos simétrico e assimétrico e g é a profundidade da rede de difração.

5.2.4 Transmitância

O campo elétrico do modo propagante no guia de onda é descrito como [55]:

$$\overline{E}(x, y, z) = A(z) \overline{\xi}(x, y) \quad (5.12)$$

onde $A(z)$ é uma amplitude complexa que inclui o termo da fase $\exp(i \beta z)$. O termo $\overline{\xi}(x, y)$ é a solução para a distribuição do campo do modo em um guia de onda, assumindo a ausência do outro guia. Por convenção, $\overline{\xi}(x, y)$ é normalizado para se obter uma potência unitária. A potência no Guia 2 (guia com modo assimétrico) pode então ser escrita como:

$$P^a(z) = |A^a(z)|^2 = A^a(z) A^{a*}(z) \quad (5.13)$$

As equações de acoplamento entre os modos, descritas em função das suas amplitudes A^s (simétrica) e A^a (assimétrica), são dadas por:

$$\frac{dA^s(z)}{dz} = -i \beta^s A^s(z) - i \kappa A^a(z) \quad (5.14)$$

$$\frac{dA^a(z)}{dz} = -i \beta^a A^a(z) - i \kappa A^s(z) \quad (5.15)$$

onde κ é a constante de acoplamento, definida em (5.11).

As constantes de propagação, β^a e β^s , devem agora apresentar uma parte imaginária correspondente ao coeficiente de atenuação total do filtro. Com α_T^s e α_T^a representando os coeficiente de atenuação para os modos simétrico e assimétrico, conforme descrito no Capítulo 4, Seção 4.2.4, as constantes de propagação são, então, expressas por:

$$\beta^s = \beta^s - j \frac{\alpha_T^s}{2} \quad (5.16)$$

$$\beta^a = \beta^a - j \frac{\alpha_T^a}{2}$$

Assumindo que a luz é injetada no Guia 2 (modo assimétrico), em $z=0$, as condições de contorno para a solução das Equações (5.14) e (5.15) são:

$$A^s(0) = 1 \quad e \quad A^a(0) = 0 \quad (5.17)$$

resultando nas seguintes expressões para A^s e A^a [55]:

$$A^s(z) = \left(\cos(Q_{sa} z) - j \frac{\delta}{Q_{sa}} \sin(Q_{sa} z) \right) \exp[-j(\beta^s - \delta) z] \quad (5.18)$$

$$A^a(z) = \left(j \frac{\kappa}{Q_{sa}} \sin(Q_{sa} z) \right) \exp[-j(\beta^a + \delta) z] \quad (5.19)$$

onde :

$$Q_{sa} = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2} \quad (5.20)$$

$$\delta = \frac{(\beta^s - \beta^a)}{2} - \frac{\pi}{\Lambda} \quad (5.21)$$

A superposição dos modos assimétrico e simétrico na estrutura fica expressa como [56]:

$$\psi(x, z) = A^s(z) E_y^s(x) \exp(-j\beta^s z) + A^a(z) E_y^a(x) \exp(-j\beta^a z) \quad (5.22)$$

onde E_y^s e E_y^a são os campos elétricos dos modos simétrico e assimétrico, respectivamente.

A transmitância do Guia 1, T_1 , e do Guia 2, T_2 , em função do comprimento do filtro z , é [55]:

$$T_1 = P^s(z) = A^s(z) A^{s*}(z) = \cos^2(Q_{sa} z) e^{-\alpha z} + \delta^2 \frac{\sin^2(Q_{sa} z)}{Q_{sa}^2} e^{-\alpha z} \quad (5.23)$$

$$T_2 = P^a(z) = A^a(z) A^{a*}(z) = \frac{\kappa^2}{Q_{sa}^2} \sin^2(Q_{sa} z) e^{-\alpha z} \quad (5.24)$$

As transmitâncias T_1 e T_2 estão normalizadas, conforme definido nas condições de contorno, em relação a uma potência unitária no Guia 2, em $z=0$. O coeficiente de atenuação, α , está representando a soma dos coeficientes de atenuação totais dos modos simétrico e assimétrico:

$$\alpha = \frac{\alpha_T^s}{2} + \frac{\alpha_T^a}{2} \quad (5.25)$$

5.2.5 Comprimento do filtro para máxima transferência de potência

Devido à periodicidade do acoplamento da luz entre os guias, o comprimento do acoplador onde ocorre a máxima transferência de potência é [53]:

$$z = L_c = \frac{\pi}{2\kappa} + \frac{\Psi\pi}{\kappa}, \Psi = 0, 1, 2, \dots \quad (5.26)$$

onde o número inteiro Ψ representa a periodicidade do acoplamento da luz ao longo do filtro.

5.2.6 Perda de inserção

A perda de inserção do Guia 1 e do Guia 2 é definida e calculada no comprimento de onda central de operação do filtro e para o comprimento de máximo acoplamento, ou seja, em $z=L_c$. Como as transmitâncias T_1 e T_2 representam a potência do Guia 1 e do Guia 2 na saída do filtro ($z=L_c$), em relação a uma potência unitária na entrada do filtro ($z=0$), a perda de inserção em cada guia de onda é, simplesmente, obtida fazendo-se:

$$\alpha_F^1 = 10 \log_{10} |T_1(\lambda_o)| \quad (5.27)$$

$$\alpha_F^2 = 10 \log_{10} |T_2(\lambda_o)| \quad (5.28)$$

onde α_F^1 e α_F^2 , em dB, representam a perda de inserção do Guia 1 e do Guia 2, respectivamente.

5.2.7 Largura de banda óptica e sintonia

As expressões para o cálculo da largura de banda em 3 dB ($\Delta\lambda$) e da sintonia óptica ($\Delta\lambda_T$) são [20]:

$$\Delta\lambda = \frac{1,6 \pi \lambda_o}{L_o \left[(\beta^s - \beta^A) - \lambda_o \frac{\partial}{\partial \lambda} (\beta^s - \beta^A) \right]} \quad (5.29)$$

$$\Delta\lambda_T = \frac{2 \pi \Gamma_w \Delta n}{\left[(\beta^s - \beta^A) - \lambda_o \frac{\partial}{\partial \lambda} (\beta^s - \beta^A) \right]} \quad (5.30)$$

onde Γ_w é o fator de confinamento nos poços quânticos e Δn é a variação do índice de refração resultante da presença do campo elétrico nos poços quânticos múltiplos.

5.3 OTIMIZAÇÃO DOS FILTROS

Nesta seção são apresentados os parâmetros e as variáveis de otimização do filtro codirecional. As variáveis de projeto são: profundidade da rede de difração g , espessura '2S₃' e largura do guia de onda ' ℓ '. Os parâmetros de otimização do filtro são mostrado na Tabela 5.1.

MAXIMIZAR	MINIMIZAR
• Sintonia	• Perda de inserção
• Frequência de corte	• Largura de banda
• Transferência de potência	• Comprimento

Tabela 5.1. Parâmetros de otimização do filtro óptico sintonizável.

Como na otimização dos moduladores, a maximização e minimização dos parâmetros do filtro, apresentados na Tabela 5.1, requer um estudo da influência das variáveis na otimização do FCODIR_A (PQMAA) e do FCODIR_D (PQMD), as quais são apresentados nas seções seguintes.

5.3.1 Otimização das espessuras d_2 e d_4

A otimização dos núcleos dos guias de onda do filtro codirecional (d_2 e d_4 , conforme Figura 5.1) está limitada pela condição de propagação monomodo. A máxima espessura permitida para estes núcleos são obtidas através do diagrama de dispersão, o qual é obtido como no Capítulo 4, Seção 4.2.1, e considerando-se o Guia 1 e o Guia 2 isolados. A mínima espessura do guia de onda com PQM (Guia 1) é dada pelo número de períodos de poços quânticos. O Guia 2 não possui espessura mínima, porém esta é a mais ampla variável de otimização das duas constante de propagação (β^A e β^S), uma vez que o valor de seu índice de refração e espessura não estão limitados à fração molar equivalente e ao número de períodos de PQM, como ocorre no Guia 1. A Figura 5.2 mostra o diagrama de dispersão do Guia 1 e do Guia 2 para o filtro utilizando PQMAA em 1,55 μm .

Figura 5.2. Diagrama de dispersão do filtro codirecional utilizando PQMAA. Linha cheia, Guia 1 e linha tracejada, Guia 2.

Inferimos, do diagrama de dispersão mostrado na Figura 5.2, que a espessura de corte do Guia 1 é $d_2=1\text{ }\mu\text{m}$ e do Guia 2 é $d_4=0,73\text{ }\mu\text{m}$, para a condição de guiamento monomodo. A fração molar do Guia 1 é a fração molar equivalente do PQM, ou seja, $y_2=0,28$ e a fração molar do Guia 2 foi otimizada em $y_4=0,48$. O critério de otimização deste parâmetro está vinculado com a camada de separação $2S_3$ apresentada na seção seguinte

Do diagrama de dispersão calculado para o filtro com PQMD, obtém-se, para o Guia 1, uma espessura de corte $d_2=0,65\text{ }\mu\text{m}$ e, para o Guia 2, uma espessura de corte $d_4=1,14\text{ }\mu\text{m}$. A fração molar do Guia 1 deste filtro é $y_2=0,57$ (fração molar equivalente do PQMD) e, do Guia 2, é $y_4=0,22$, seguindo o mesmo critério utilizado para o filtro FCODIR_A.

A otimização das espessuras d_2 e d_4 pode, então, ser concluída com a determinação do número de períodos de poços quânticos. Esta determinação porém, tal como no modulador, está vinculada ao fator de confinamento nos poços quânticos e ao campo elétrico na camada intrínseca. Para otimizar este parâmetro, pode-se utilizar, no FCODIR_A, o mesmo número de períodos de PQMAA e as concentrações de portadores nas camadas PIN empregadas no MOISE_A. Assim, o campo elétrico máximo, nos PQMAA do FCODIR_A, de $\sim 35\text{ kV/cm}$ é novamente obtido para tensão de sintonia $V_t=1,6\text{ V}$ e com concentrações $P_2=1\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ e $N_2=6\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Para o FCODIR_D, entretanto, devido ao interesse de se obter uma maior sintonia e à possibilidade da camada intrínseca suportar até 300 kV/cm , alterou-se o número de períodos, a tensão de sintonia e as concentrações das camadas P e N utilizada no MOISE_D. A melhor otimização obtida é aquela com 12 períodos de PQMD, concentração de portadores $P_2=5\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ e $N_2=5\times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$, com tensão de sintonia de $V_t=4,0\text{ V}$. Convém lembrar que o aumento do número de períodos aumenta o fator de confinamento nos poços quânticos e o aumento da tensão eleva a variação do índice de refração e, também, da eletroabsorção.

Determinado o número de período de PQM, resta, portanto, a escolha das espessuras dos núcleos que satisfaçam à condição de guiamento monomodo com constantes de propagação β^A e β^S reais. Para o FCODIR_A, as espessuras dos núcleos escolhidas são $d_2=0,6\text{ }\mu\text{m}$ e $d_4=0,5\text{ }\mu\text{m}$ e, para o FCODIR_D, $d_2=d_4=0,3\text{ }\mu\text{m}$. A escolha

das espessuras d_2 e d_4 e da fração molar de As (y_2 e y_4), tanto para o FCODIR_A como para o FCODIR_D, é justificada, como mostram as seções seguintes, pela ampla otimização que pode ser realizada através da espessura $2S_3$.

5.3.2 Otimização da espessura da camada de separação

Na otimização da espessura de separação dos guias, $2S_3$, não há restrição com espessuras máxima e mínima. A otimização de $2S_3$ limita-se a proporcionar duas constantes de propagação reais e condição de guiamento monomodo. Sua variação, como mostrada nesta seção, não exerce grande influência no fator de confinamento e coeficiente de atenuação total da configuração. A influência maior é na largura de banda e no comprimento do filtro. O cálculo do fator de confinamento nas camadas do filtro da Figura 5.1 é semelhante ao do modulador apresentado no Capítulo 4, Seção 4.2.3. O fator de confinamento é, agora, calculado para o modo simétrico e modo assimétrico e a partir dos dois valores de β . O fator de confinamento do FCODIR_D, nos poços e barreiras, para os modos simétrico e assimétrico, em função da espessura $2S_3$, é mostrado na Figura 5.3.

Figura 5.3. Fator de confinamento em função da espessura $2S_3$ do FCODIR_D, em 1,55 μm . Linhas pontilhadas: poços, linhas cheias: barreiras. Modo simétrico: quadrados, modo assimétrico: círculos.

Verificamos, na Figura 5.3, a insignificante influência da espessura $2S_3$ no fator de confinamento dos poços e barreiras. O maior confinamento é nos poços devido à sua maior espessura, conforme definido no Capítulo 3. Para $2S_3=1,2 \mu\text{m}$, onde a constante de propagação do modo simétrico é $\beta^s=1,3079 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ e, do modo assimétrico, é $\beta^a=1,2811 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, o fator de confinamento nos poços do modo simétrico é $\Gamma_{ws}=0,23$.

O fator de confinamento do FCODIR_A em função da espessura $2S_3$ em $1,55 \mu\text{m}$, é mostrado na Figura 5.4. Observa-se, agora, um maior confinamento nas barreiras, devido à sua maior espessura. Para uma separação de $2S_3=0,8 \mu\text{m}$, o fator de confinamento nos poços do modo simétrico é $\Gamma_{ws}=0,0925$.

Figura 5.4. Fator de confinamento do FCODIR_A em função da espessura $2S_3$ em $1,55 \mu\text{m}$. Linhas pontilhadas: poços; linhas cheias: barreiras. Modo simétrico: quadrados, modo assimétrico: círculos.

Os coeficientes de atenuação totais da estrutura, para o modo simétrico e modo assimétrico, são calculados de maneira semelhante ao descrito no Capítulo 4, Seção 4.2.4. Os coeficientes de atenuação total dos FCODIR_D e FCODIR_A, em função de $2S_3$, são mostrados nas Figura 5.5 e Figura 5.6, respectivamente.

Figura 5.5. Coeficiente de atenuação total do FCODIR_D, em função de $2S_3$, em 1,55 μm . Modo simétrico: quadrados; modo assimétrico: círculos.

Figura 5.6. Coeficiente de atenuação total do FCODIR_A, em função de $2S_3$, em 1,55 μm . Modo simétrico: quadrados, modo assimétrico: círculos.

Observamos, na Figura 5.5, que, para $2S_3=1,2 \mu m$, o coeficiente de atenuação total para o modo simétrico é $\alpha_{Ts}=5,99 \text{ cm}^{-1}$ (26 dB/cm) e, para o modo assimétrico, $\alpha_{Ta}=0,24 \text{ cm}^{-1}$ (1,04 dB/cm). Na Figura 5.6, para $2S_3=0,8 \mu m$, $\alpha_{Ts}=1,39 \text{ cm}^{-1}$

(6,03 dB/cm) e $\alpha_{Ta}=0,25 \text{ cm}^{-1}$ (1,08 dB/cm). De ambas figuras verifica-se que para ambos filtros, com PQMD ou PQMAA, o modo simétrico apresenta maior coeficiente de atenuação por ser o modo propagante no Guia 1. O Guia 1 apresenta maior absorção intrínseca do que o Guia 2 por ser o guia de onda onde se localizam os PQM e cuja absorção é muito maior do que a do semiconductor que compõe o núcleo do Guia 2.

5.3.3 Otimização da posição da rede de difração.

No filtro proposto, as quatro possíveis posições da rede de difração são mostradas na Figura 5.7. As posições são denotadas de Posição A, B, C e D e a melhor posição é aquela em que a maior constante de acoplamento κ é obtida.

Figura 5.7. As quatro possíveis posições da rede de difração no filtro óptico sintonizável.

A constante de acoplamento das quatro possíveis posições da rede de difração no FCODIR_D, com $2S_3=1,2 \text{ }\mu\text{m}$ e $g=0,035 \text{ }\mu\text{m}$, é mostrada na Figura 5.8. Por apresentar maior constante de acoplamento, a Posição A é a melhor localização para a rede de difração. Análise semelhante foi realizada para o filtro com PMQAA e a mesma localização foi constatada.

Figura 5.8. Constante de acoplamento da rede κ em função da posição no filtro FCODIR_D com $2S_3=1,2 \mu\text{m}$ e $g=0,035 \mu\text{m}$.

A profundidade da rede g e a espessura $2S_3$ são as duas principais variáveis de otimização do filtro proposto. Estas duas dimensões, exercem influência no comprimento (L_c), na largura de banda óptica ($\Delta\lambda$), na perda de inserção (α_F) e na frequência de corte (FC_{sint}) do filtro. Porém, tanto g como $2S_3$ agem contrariamente na otimização do FCODIR. Ou seja, na minimização do comprimento do filtro, a maximização da largura de banda ocorre naturalmente, sugerindo então a escolha de um valor médio de otimização.

O comprimento e a largura de banda óptica do FCODIR_D e FCODIR_A em função da profundidade g da rede, com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro são mostrados nas Figura 5.9 e Figura 5.10, respectivamente.

Figura 5.9. Comprimento e largura de banda óptica do FCODIR_D, em função da profundidade g da rede, com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=1,2 \mu\text{m}$.

Figura 5.10. Comprimento e largura de banda óptica do FCODIR_A, em função da profundidade g da rede, com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,4 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$.

Podemos inferir, na Figura 5.9, que, para $2S_3=1,2 \mu\text{m}$ e $g=0,01 \mu\text{m}$, o comprimento do filtro, onde ocorre o máximo acoplamento de potência, é em $L_c=3,23 \text{ mm}$ e sua largura de banda óptica em 3 dB é $29 \text{ \AA}$. E na Figura 5.10, para $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e $g=0,06 \mu\text{m}$, o comprimento L_c é $5,064 \text{ mm}$ e sua largura de banda óptica em 3 dB de $30,84 \text{ \AA}$. Menores larguras de bandas ópticas podem ser obtidas com maiores comprimentos L_c . Este vínculo do comprimento L_c com a largura de banda $\Delta\lambda$ só pode ser melhorado com a adoção de redes de difração “chirped”, como sugerido por SAKATA [21].

As perdas de inserção do Guia 1 nos filtros FCODIR_D e FCODIR_A, em função da profundidade da rede g , tendo a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro, são mostradas nas Figuras 5.11 e 5.12.

Figura 5.11. Perda de inserção do Guia 1 em função da profundidade g com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro do FCODIR_D em $1,55 \mu\text{m}$. Quadrados: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=1,2 \mu\text{m}$.

Figura 5.12. Perda de inserção do Guia 1 em função da profundidade g com a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro do FCODIR_A em $1,55 \mu\text{m}$. Quadrados: $2S_3=0,4 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$.

Verificamos, na Figura 5.11 e Figura 5.12, uma importante constatação: filtros com pequena largura de banda óptica possuem grande comprimento e conseqüentemente, alta perda de inserção. Para o filtro FCODIR_D, com $2S_3=1,2 \mu\text{m}$ e $g=0,01 \mu\text{m}$, as perdas de inserção do Guia 1 são $\alpha_F^1=4,38 \text{ dB}$, quando não sintonizado, e $\alpha_F^1=6,11 \text{ dB}$ com uma sintonia de $V_t=4,0 \text{ V}$. Este aumento na perda é devido à eletroabsorção provocada pelo tensão de sintonia. As perdas de inserção do Guia 1, do filtro FCODIR_A com $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e $g=0,06 \mu\text{m}$ são: $\alpha_F^1=1,81 \text{ dB}$ para $V_t=0 \text{ V}$ e $\alpha_F^1=1,91 \text{ dB}$ para $V_t=1,6 \text{ V}$.

As dependências das frequências de corte de sintonia dos filtros FCODIR_D e FCODIR_A em função da profundidade da rede, e tendo a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro, são mostradas nas Figuras 5.13 e 5.14, com a tensão de sintonia igual a $4,0 \text{ V}$ e $1,6 \text{ V}$, respectivamente. Assumimos que a largura do guia de onda é $\ell = 2 \mu\text{m}$.

Figura 5.13. Frequência de corte de sintonia do filtro $FCODIR_D$ em função da profundidade da rede, e tendo a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=1,2 \mu\text{m}$. Tensão de sintonia, $V_t = 4,0 \text{ V}$.

Figura 5.14 Frequência de corte de sintonia do filtro $FCODIR_A$ em função da profundidade da rede, e tendo a espessura de separação $2S_3$ como parâmetro. Quadrados: $2S_3=0,4 \mu\text{m}$, triângulos: $2S_3=0,6 \mu\text{m}$ e círculos: $2S_3=0,8 \mu\text{m}$. Tensão de sintonia, $V_t = 1,6 \text{ V}$.

Destas figuras, podemos constatar que a frequência de corte de sintonia cresce com o aumento da profundidade da rede de difração e diminuição da espessura de separação entre os guias, como consequência da menor capacitância provocada por uma diminuição do comprimento L_c .

Verificamos, nas figuras, que a frequência de corte do filtro FCODIR_D, em $V_t=4,0$ V, $2S_3=1,2$ μm e $g=0,01$ μm , é 0,95 GHz e a frequência de corte do filtro FCODIR_A é 1,24 GHz, para $2S_3=0,8$ μm , $g=0,06$ μm e $V_t=1,6$ V.

5.3.4 Otimização da largura do guia de onda do filtro

A frequência de corte de sintonia sofre um decréscimo com o aumento da largura do guia de onda do filtro. A Figura 5.15 ilustra esta dependência para $V_t=4,0$ V no filtro FCODIR_D e $V_t=1,6$ V no filtro FCODIR_A.

Figura 5.15. Frequência de corte de sintonia em função da largura do guia de onda do filtro FCODIR_D e FCODIR_A. Linha cheia: FCODIR_D com $V_t=4,0$ V, Linha tracejada: FCODIR_A com $V_t=1,6$ V.

A profundidade da rede de difração, juntamente com a região de separação $2S_3$, são os principais parâmetros de otimização do filtro proposto. Na análise das figuras acima, constata-se o forte compromisso entre a perda de inserção, largura de

banda óptica, sintonia e frequência de corte provocado por estes dois parâmetros, permitindo projetos para uma ampla gama de aplicações

5.4 DESEMPENHO DOS FILTROS

Esta seção apresenta o desempenho dos filtros com tensão de sintonia aplicada. Os resultados das dimensões otimizadas, para os filtros FCODIR_D e para o FCODIR_A, são apresentados nas Tabela 5.2 e Tabela 5.3, respectivamente. Estas dimensões otimizadas são resultado do processo de otimização descrito na seção anterior.

FCODIR _D	
• Guia 1	<p>InGaAsP, $y_2 = 0,57$</p> <p>12 períodos de PQMD no centro do Guia 1</p> <p>$\alpha = 0,1665 \mu\text{m}$</p> <p>$d_2 = 0,3 \mu\text{m}$</p> <p>$P_2 = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_2 = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$</p> <p>$g = 0,01 \mu\text{m}$</p>
• Guia 2	<p>InGaAsP, $y_4 = 0,22$</p> <p>$d_4 = 0,3 \mu\text{m}$</p> <p>$N_4 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$</p>
• Separação e Casca	<p>InP, $y_1 = y_3 = y_5 = 0$</p> <p>$2S_3 = 1,2 \mu\text{m}$</p> <p>$P_1 = N_3 = N_5 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$</p>
• Comprimento total	$L_c = 3,23 \text{ mm}$

Tabela 5.2. Resultados das dimensões otimizadas do FCODIR_D

FCODIR _A	
• Guia 1	InGaAsP, $y_2 = 0,28$ 20 períodos de PQMAA no centro do Guia 1 $a = 0,45 \mu\text{m}$, $d_2 = 0,6 \mu\text{m}$ $P_2 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_2 = 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $g = 0,06 \mu\text{m}$
• Guia 2	InGaAsP, $y_4 = 0,48$ $d_4 = 0,5 \mu\text{m}$ $N_4 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Separação e Casca	InP, $y_1 = y_3 = y_5 = 0$ $2S_3 = 0,8 \mu\text{m}$ $P_1 = N_3 = N_5 = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
• Comprimento total	$L_c = 5,064 \text{ mm}$

Tabela 5.3. Resultados das dimensões otimizadas do FCODIR_A

A variação da sintonia óptica e do campo elétrico com a tensão aplicada ao FCODIR_D e FCODIR_A, é apresentada nas Figura 5.16 e Figura 5.17.

Figura 5.16. Sintonia óptica e campo elétrico em função da tensão aplicada no FCODIR_D.

Figura 5.17. Sintonia e campo elétrico em função da tensão aplicada no FCODIR_A.

O filtro FCODIR_D possibilita uma sintonia de 358 Å para uma tensão de operação $V_t=4,0$ V e -86 Å no filtro FCODIR_A, com tensão de operação $V_t=1,6$ V. Foi constatada uma queda de apenas 10% na sintonia de ambos filtros se a espessura de separação $2S_3$ tivesse metade de seu valor.

Figura 5.18. Distribuição do campo elétrico para os modos simétrico e assimétrico do FCODIR_A. Modo simétrico: linha cheia; modo assimétrico: linha tracejada.

A distribuição do campo elétrico para os modos simétrico e assimétrico do FCODIR_A é mostrada na Figura 5.18 e a variação da potência óptica no FCODIR_D ao longo do comprimento do filtro z e espessura x , é mostrada na Figura 5.19 fazendo $\psi^2(x, z)$. A amplitude da potência está normalizada e, apesar da visualização sugerir uma potência em $z=L_c$ maior que em $z=0$, suas respectivas áreas mostram o oposto.

Figura 5.19. Potência normalizada ao longo de z e espessura x do FCODIR_D

O espectro de transmissão dos filtros FCODIR_D e FCODIR_A, são mostrados na Figura 5.20 e na Figura 5.21, respectivamente. As transmitâncias do Guia 1 e do Guia 2, em $z=L_c$, são calculadas em relação a uma potência unitária na entrada do Guia 2, $z=0$. Esta relação é expressa em porcentagem, ou seja, a transmitância do Guia 1 é T_1 , em %, e do Guia 2 é T_2 , em %.

Destas figuras calculam-se a largura de banda, a perda de inserção e o “cross-talk” do filtro para os canais adjacentes. A linha cheia representa o espectro de saída, em $z=L_c$, do Guia 1 e a linha pontilhada o espectro do Guia 2.

Figura 5.20. Espectro de transmissão do filtro FCODIR_D. Linha cheia: T₁; linha pontilhada: T₂.

Figura 5.21. Espectro de transmissão do filtro FCODIR_A. Linha cheia: T₁; linha pontilhada: T₂.

Observamos, na Figura 5.20, uma largura de banda óptica de 29 Å e uma perda de inserção de 4,38 dB para $L_c=3,23$ mm. Considerando dois comprimentos de onda, 1,545 e 1,555 μm , adjacentes ao comprimento de onda central, o “cross-talk”, definido como a transmitância no comprimento adjacente, em relação àquela no comprimento de onda central, é de -10,3 dB. Na Figura 5.21, a perda de inserção do filtro FCODIR_A é 1,81 dB e a largura de banda é 31 Å, para $L_c=5,064$ mm. O “cross-talk” neste filtro é de -9,7 dB.

Devemos salientar que um “cross-talk” menor (melhor) pode ser obtido com filtros que apresentem largura de banda menor, ou seja, mais longos ou com a utilização de redes de difração “chirped”, como sugerido por SAKATA [21].

5.5 SUMÁRIO

Neste capítulo, foram apresentados o projeto, a otimização e o desempenho do filtro seletivo em comprimento de onda e sintonizável. Para o projeto da estrutura óptica, foi utilizado o formalismo de modos acoplados codirecionalmente, via rede de difração. A otimização do dispositivo mostrou que a profundidade da rede de difração e a espessura da região de separação entre os guias de onda são os principais parâmetros de otimização do filtro proposto. Constatou-se que existe um forte compromisso entre estes parâmetros e a perda de inserção, largura de banda óptica, sintonia e frequência de corte dos dispositivos simulados. Análises do desempenho dos filtros foram realizadas para os dois tipos de poços quânticos múltiplos e mostraram que, para aplicações em sistemas ópticos multiplexados em comprimento de onda, o filtro baseado em poços quânticos múltiplos desacoplados é o mais indicado, por proporcionar uma ampla sintonia do comprimento de onda em alta velocidade.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Novos moduladores de intensidade e filtros ópticos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis foram propostos, projetados e analisados nesta dissertação. O enfoque deste estudo foi a utilização de ressonadores ópticos, estruturas periódicas e poços quânticos múltiplos para obtenção de dispositivos com características apropriadas para uso em sistemas ópticos multiplexados em comprimento de onda. Resultados de simulações das várias estruturas do modulador e filtro mostraram que os dispositivos apresentam desempenho adequado em relação aos mais significantes parâmetros exigidos para estes tipos de componentes utilizados em sistemas multiplexados em comprimento de onda.

6.1 CONCLUSÕES

Pela primeira vez, utilizando poços quânticos múltiplos, moduladores ópticos de intensidade seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis baseados em estruturas ressonantes, bem como filtros ópticos seletivos em comprimento de onda e sintonizáveis baseados em guias de onda acoplados via estrutura periódica foram propostos, projetados e analisados. A inovação, ou seja, a utilização de ressonadores ópticos para obtenção de modulação de intensidade da luz em alta velocidade, descrita neste trabalho, apresenta diversas vantagens em relação aos moduladores tradicionais, por exemplo, evitando o uso de um interferômetro de Mach-Zehnder, enquanto a sintonia e a seletividade em comprimento de onda permitem sua integração em cascata. Embora os moduladores propostos não sejam integráveis com lasers, devido à reflexão para a porta de entrada do comprimento de onda não transmitido pelo modulador, os mesmos podem ser integrados com outros componentes fotônicos, (amplificadores ópticos, fotodetectores, etc.) e eletrônicos

(transistores e diodos). Os filtros ópticos, com a introdução de poços quânticos múltiplos, permitem ampla sintonia em comprimento de onda, com alta velocidade de operação, o que é uma inovação em relação aos tradicionais filtros operando com injeção de portadores. Os filtros estudados podem ser integrados com amplificadores ópticos, fotodetectores e transistores possibilitando a fabricação de um receptor optoeletrônico completo.

O projeto dos dispositivos foi baseado nas equações de Maxwell e apropriadas condições de contorno para guias de onda planares de três e cinco camadas, na teoria de modos acoplados, e a matriz de espalhamento foi utilizada para calcular os parâmetros envolvendo os moduladores integrados em cascata. Os materiais utilizados no projeto dos dispositivos são os semicondutores baseados em InGaAsP “bulk” e poços quânticos múltiplos desacoplados (InGaAsP/InP) e acoplados (InGaAs/InP).

O modulador baseado em PQMD, operando em $1,55\ \mu\text{m}$ e com tensão de sintonia nula, apresentou uma razão de extinção de 17,7 dB em 3,0 V, perda de inserção de 2,9 dB, frequência de corte de modulação e de sintonia de 63,2 e 26,1 GHz, sintonia de $12,6\ \text{\AA}$ em 3,0 V e comprimento total de $128,8\ \mu\text{m}$. A aplicação da tensão de sintonia de 3,0 V resultou em uma razão de extinção de 17,5 dB e perda de inserção de 3,1 dB. O modulador com PQMAA, operando também em $1,55\ \mu\text{m}$ e sem tensão de sintonia, apresentou uma razão de extinção de 18,0 dB em 1,6 V, perda de inserção de 2,3 dB, frequências de corte de modulação e de sintonia de 86,7 e 21,0 GHz, sintonia de $5,7\ \text{\AA}$ em 1,6 V e comprimento total de $388,0\ \mu\text{m}$. A aplicação da tensão de sintonia de 1,6 V resultou em uma razão de extinção de 17,9 dB e perda de inserção de 2,4 dB.

A configuração em cascata com base em PQMD resultou, para o módulo operando em $\lambda=1,536\ \mu\text{m}$ e com tensão de sintonia zero, em uma razão de extinção de 15,9 dB em 3,0 V, perda de inserção de 3,4 dB, sintonia de $17,0\ \text{\AA}$ em 3,0 V e comprimento total de $133,3\ \mu\text{m}$. O módulo operando em $\lambda=1,55\ \mu\text{m}$ apresentou razão de extinção de 15,0 dB em 3,0 V, perda de inserção de 2,9 dB, sintonia de $12,7\ \text{\AA}$ em 3,0 V e comprimento total de $136,2\ \mu\text{m}$. O módulo operando em $\lambda=1,564\ \mu\text{m}$, apresentou razão de extinção de 14,0 dB em 3,0 V, perda de inserção de 2,7 dB,

sintonia de 10,3 Å em 3,0 V e comprimento total de 139,2 µm. O comprimento total do modulador foi de 408,7 µm. Cada módulo apresentou frequências de corte de modulação e de sintonia de 64,8 e 24,7 GHz, respectivamente. A aplicação da tensão de sintonia de 3,0 V resultou em razões de extinção de 15,8, 13,9 e 13,1, perdas de inserção de 4,4, 3,9 e 3,6 dB, e “cross-talk” de 1,4, 0,6 e 0,4 dB, para os módulos operando em 1,536 µm, 1,55 µm e 1,564 µm, respectivamente.

O modulador integrado em cascata baseado em PQMAA apresentou para $\lambda=1,545$ µm e com tensão de sintonia nula, razão de extinção de 16,4 dB, perda de inserção de 2,6 dB em 1,6 V, sintonia de 5,9 Å em 1,6 V e comprimento total de 370,6 µm. Em $\lambda=1,55$ µm, apresentou razão de extinção de 16,8 dB em 1,6 V, perda de inserção de 2,4 dB, sintonia de 5,7 Å em 1,6 V e comprimento total de 372,4 µm. O módulo em $\lambda=1,555$ µm teve razão de extinção de 16,0 dB, perda de inserção de 2,2 dB em 1,6 V, sintonia de 5,6 Å em 1,6 V e comprimento total de 374,1 µm. As frequências de corte de modulação e de sintonia para cada um dos módulos foram de 87,3 e 22,2 GHz, respectivamente. O comprimento total do dispositivo foi de 1115,4 µm.

A aplicação da tensão de sintonia de 1,6 V nos módulos operando em 1,545 µm, 1,55 µm e 1,555 µm, resulta em razões de extinção de 15,6, 16,6 e 17,0 dB, perdas de inserção de 3,1, 2,9 e 2,5 dB e “cross-talk” de 0,2, 0,3 e 0,45 dB, respectivamente. Embora ambas as configurações sejam livres de “chirp”, as vantagens do modulador baseado em PQMAA com relação àquele que utiliza PQMD devem-se ao fato de o mesmo exigir menor tensão de operação para razões de extinção similares, com menor perda de inserção e “cross-talk” e frequências de corte de modulação e sintonia muito maior. Além disto, o modulador proporciona uma menor largura de banda de rejeição óptica e, desta maneira, a separação entre os comprimentos de onda possíveis é significativamente menor.

O filtro utilizando PQMD resultou, em 1,55 µm, em uma sintonia de 358 Å para 4,0 V aplicados, perda de inserção de 4,4 dB com tensão de sintonia nula, frequência de corte de 1,0 GHz, largura de banda óptica de 30 Å, 3230 µm de comprimento e “cross-talk” de -10,3 dB, para uma separação de 50 Å entre os canais. A configuração com PQMAA, operando em 1,55 µm, apresentou uma sintonia de 86

Å em 1,6 V, perda de inserção de 1,8 dB com tensão de sintonia zero, frequência de corte de 1,24 GHz, largura de banda óptica de 31 Å, comprimento de 5,0 mm e “cross-talk” de -9,7 dB, para uma separação de 50 Å entre os canais.

Considerando que a largura de banda óptica de amplificadores em fibras dopadas com Er (EDFA) é de 300 Å, podemos visualizar um sistema de comunicações ópticas multiplexados em comprimento de onda que utiliza um modulador baseado em PQMAA integrado com seis módulos em cascata, com separação em comprimento de onda de 50 Å, e que opera com altas velocidades, tipicamente 60 GHz, e livres de “chirp”. Desta maneira, a largura de banda elétrica total do sistema será de excepcionais 360 GHz. Para tal sistema, pode ser visualizado um receptor consistindo de um filtro baseado em PQMD, que permite cobrir toda a banda óptica utilizada, integrado com um fotodetector e um amplificador que opera em ondas milimétricas.

6.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Diversos tópicos relativos a este trabalho não foram ainda estudados e são sugeridos para o prosseguimento desta pesquisa, dentre estes salientamos:

1. Como dispositivos reais são baseados em guias de onda tridimensionais, é sugerida a utilização de técnicas numéricas para o projeto dos dispositivos;
2. Os dispositivos estudados são sensíveis ao estado de polarização da luz e, conseqüentemente, o emprego de poços quânticos múltiplos tensionados e geometria adequada para os guias de onda ópticos devem ser explorados para torná-los insensíveis à polarização;
3. A utilização de redes “chirped” para diminuir o “cross-talk” dos filtros ópticos deve também ser estudada;
4. A integração de modulador e filtro com amplificadores ópticos, o que permitiria a redução das perdas, ou mesmo ganho, é um tópico a ser explorado;
5. A integração do filtro com um fotodetector e a integração de vários filtros com comprimentos de onda fixos e fotodetectores são dispositivos a serem investigados;

6. Na obtenção dos parâmetros eletrônicos do diodo PIN utilizado nos dispositivos, os materiais foram considerados como homojunções; portanto, um estudo levando em conta a natureza das heterojunções deve ser considerado.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] KOYAMA, F; IGA, K. Frequency chirping in external modulators. *J. of Light. Tech.*, vol. LT- 6, n. 1, pp. 87-92, January 1988.
- [2] OKIYAMA, T.; NISHIMOTO, H.; YOLATA, I.; TOUGE, T. Evaluation of 4-Gbit/s optical fiber transmission distance with direct and external modulation. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-6, n. 11, pp. 1686-1691, November 1988.
- [3] TAKEUCHI, H; KASAYA, K; OE, K. Low-Switching-Voltage InGaAsP/InP waveguide interferometric modulator for integrated optics. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 1, n. 8, pp. 227-229, August 1989.
- [4] ALPING, A.; COLDREN, L. A. Electrorefraction in GaAs and InGaAsP and its application to phase modulators. *J. Appl. Phys.*, vol. 61, n. 7, pp. 2430-2433, April 1987.
- [5] NODA, Y.; SUZUKI, M.; KUSHIRO, Y.; AKIBA, S. 1.6 GHz electroabsorption light modulation in InGaAsP/InP double heterostructure with Strip-Loaded planar waveguide. *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 1182-1183, 1985.
- [6] NODA, Y.; SUZUKI, M.; KUSHIRO, Y.; AKIBA, S. High-Speed electroabsorption modulator with Strip-Loaded InGaAsP planar waveguide. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-4, n. 10, pp. 1445-1452, October 1986.
- [7] SUZUKI, M.; TANAKA, H.; MATSUSHIMA, Y. InGaAsP electroabsorption modulator for High-Bit-Rate EDFA system. *IEEE Photon. Tech. Letters.*, vol. 4, n. 6, pp. 586-588, June 1992.

- [8] ZUCKER, J. E.; BAR-JOSEPH, I.; MILLER, B. I.; KOREN, U.; CHEMLA, D.S. Quaternary quantum wells for electro-optic intensity and phase modulation at 1.3 and 1.55 μm . *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, n. 1, pp. 10-12, January 1989.
- [9] THIRSTRUP, C. Refractive index modulation based on excitonic effects in GaInAs-InP coupled asymmetric quantum wells. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-31, n. 6, pp. 988-996, June 1995.
- [10] WAKITA, K.; KAWAMURA, Y.; NAKAO, M.; ASAH, H. Long wavelength waveguide multiple quantum well optical modulator. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, n. 12, pp. 2210-2215, December 1987.
- [11] ZUCKER, J. E.; JONES, K. L.; MILLER, B. I.; KOREN, U. Miniature Mach-Zehnder InGaAsP quantum well waveguide interferometers for 1.33 μm . *IEEE Photonics Tech. Letters*, vol. 2, n. 1, pp. 32-34, January 1990.
- [12] MITOMI, O.; KOTAKA, I.; WAKITA, K.; NOJIMA, S.; KAWANO, K.; KAWAMURA, Y.; ASAI, H. 40-GHz bandwidth InGaAs/InAlAs multiple quantum well optical intensity modulator. *Applied Optics*, vol. 31, n. 12, pp. 2030-2035, April 1992.
- [13] ZUCKER, J. E.; JONES, K. L.; MILLER, B. I.; YOUNG, M. G.; KOREN, U.; TELL, B.; BROWN-GOEBELER, K. Interferometric quantum well modulators with gain. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-10, n. 7, pp. 924-932, July 1992.
- [14] DEVAUX, F.; DORGEUILLE, F.; OUGAZZADEN, A.; HUET, F.; CARRÉ, M.; CARRENCO, A.; HENRY, M.; SOREL, Y.; KERDILES, J. F.; JEANNEY, E. 20 Gbit/s operation of high-efficiency InGaAsP/InGaAsP MQW electroabsorption modulator with 1.2 V drive voltage. *IEEE Photon.*

Tech. Letters, vol. 5, n. 11, pp. 1288-1290, November 1993.

- [15] IDO, T; SANO, H.; SUZUKI, M.; TANAKA, S.; INOUE, H. High-Speed MQW electroabsorption optical modulators integrated with low-loss waveguides. *IEEE Photon. Tech. Letters*, vol. 7, n. 2, pp. 170-172, February 1995.
- [16] KAWAGUCHI, H.; MAGARI, K.; OE, K.; NAKANO, Y.; NOGUCHI, Y. Optical frequency-selective amplification in a distributed feedback type semiconductor laser amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, n. 2, pp.66-67, January 1987.
- [17] NUMAI, T.; MURATA, S.; MITO, I. Tunable wavelength filters using $\lambda/4$ -shifted waveguide grating resonators. *Appl. Phys. Lett.*, vol.53, n. 2, pp. 83-85, July 1988.
- [18] NUMAI, T.; FUJIWARA, M.; SHIMOSAKA, N.; KAEDE, K.; NISHIO, M.; SUZUKI, S.; MITO, I. 1.5 μm $\lambda/4$ -shifted DFB LD filter and 100 Mbit/s two-channel wavelength signal switching. *Electron. Lett.*, vol. 24, n. 4, pp. 236-237, February 1988.
- [19] WU, C.; ROLLAND, C.; PUETZ, N.; BRUCE, R.; CHIK, K. D.; XU, J. M. A vertically coupled InGaAsP/InP directional coupler filter of ultranarrow bandwidth. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 3, n. 6, pp. 519-521, June 1991.
- [20] SAKATA, H.; TAKEUCHI, S. Wavelength tuning in a grating-assisted vertical coupler filter using quantum well electrorefraction. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, n. 24, pp. 3081-3083, December 1991.
- [21] SAKATA, H. Sidelobe suppression in grating-assisted wavelength-selective couplers. *Optics Letters*, vol. 17, n. 7, pp. 463-465, April 1992.

- [22] ALFERNESS, R. C.; BUHL, L. L.; KOREN, U.; MILLER, B. I.; YOUNG, M. G.; KOCH, T. L. Vertically coupled InGaAsP/InP buried rib waveguide filter. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, n. 20, pp. 2573-2575, November 1991.
- [23] ALFERNESS, R. C.; BUHL, L. L.; KOREN, U.; MILLER, B. I.; YOUNG, M. G.; KOCH, T. L.; BURRUS, C. A.; RAYBON, G. Broadly tunable InGaAsP/InP buried rib waveguide vertical coupler filter. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, n. 8, pp. 980-982, February 1992.
- [24] BUHL, L. L.; ALFERNESS, R. C.; KOREN, U.; MILLER, B. I.; YOUNG, M. G.; KOCH, T. L.; BURRUS, C. A.; RAYBON, G. Grating assisted vertical coupler/filter for extended tuning range. *Electronics Letters*, Vol. 29, n. 1, pp. 81-82, January 1993.
- [25] CAMARGO SILVA, M. T.; CALLIGARIS JR, A. O. Electrorefraction type optical intensity modulator without interferometric device. *8TH Annual Meeting, IEEE Lasers and Electro-Optics Society - LEOS, High Speed Electro Optic Modulator - Guided Wave Modulador/Switches*, paper IO5.4, San Francisco, CA, USA, October 1995.
- [26] CAMARGO SILVA, M. T.; CALLIGARIS JR, A. O. InGaAsP/InP multiquantum well tunable distributed Bragg reflector optical intensity modulator. *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering. Application and Theory of Periodic Structures*, San Diego, USA, Vol. 2532, pp. 112-123, July 1995.
- [27] BROBERG, B.; LINDGREN, B. S.; ÖBERG, M. G.; JIANG, H. A novel integrated optics wavelength filter in InGaAsP-InP. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-4, n. 2, pp. 196-203, February 1986.
- [28] ALFERNESS, R. C.; KOCH, T. L.; BUHL, L. L.; STORZ, F.; HEISMANN,

- F.; MARTYAK, M. J.R. Grating-assisted InGaAsP/InP vertical codirectional coupler filter. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, n. 19, pp. 2011-2013, November 1989.
- [29] CAMARGO SILVA, M. T.; CALLIGARIS JR, A. O. 550 Å tunable InGaAsP/InP MQW grating-assisted vertical wavelength-selective filter. *Proceedings of the SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, Brazilian Microwave and Optoelectronics Society*, pp. 65-68, Rio de Janeiro, Brazil, July 1995.
- [30] ADACHI, S. 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, August 1985.
- [31] HENRY, C. H.; JOHNSON, L. F.; LOGAN, R. A.; CLARKE, D. P. Determination of refractive index of InGaAsP epitaxial layers by mode line luminescence spectroscopy. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, n. 12, pp. 1887-1892, December 1985.
- [32] AGRAWAL, G. P.; DUTTA, N. K. Long Wavelength Semiconductor Laser. Van Nostrand Reinhold, New York, pp. 85, 1986.
- [33] WEBER, J-P. Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides - application to tunable Bragg filters. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-30, n. 8, pp. 1801-1816, August 1994.
- [34] FIEDLER, F.; SCHLACHETZKI, A. Optical parameters of InP-Based waveguides. *Solid-State Electron.*, vol. 30, n. 1, pp. 73-83, January 1987.
- [35] WOOD, T. H. Multiple quantum well (MQW) waveguide modulator. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-6, n. 6, pp. 743-757, June 1988.

- [36] LENGYEL, G.; JELLEY, K. W.; ENGELMANN, R. W. H. A semi-empirical model for electroabsorption in GaAs/AlGaAs multiple quantum well modulator structures. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-26, n. 2, pp. 296-304, February 1990.
- [37] STERN, F. Dispersion of the index of refraction near the absorption edge of semiconductors. *Physical Review*, vol. 133, n. 6A, pp. A1653-A1664, March 1964.
- [38] ALMAN, G. M.; MOLTER, L. A.; SHEN, H.; DUTTA, M.; Refractive index approximation from linear perturbation theory for planar MQW waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-28, n. 3, pp. 650-657, March 1992.
- [39] ADACHI, S.; OE, K. Linear electro-optic effects in zincblende-type semiconductors: key properties of InGaAsP relevant to device design. *J. Appl. Phys.*, vol. 56, n. 1, pp. 74-80, July 1984.
- [40] ADACHI, S.; OE, K. Quadratic electro-optic (Kerr) effects in zincblende-type semiconductors: key properties of InGaAsP relevant to device design. *J. Appl. Phys.*, vol. 56, n. 5, pp. 1499-1503, September 1984.
- [41] ZUCKER, J. E. Ultra-compact quantum well waveguide electro-optic modulators. *Proceedings of the SPIE's - The International Society for Optical Engineering. Nonlinear Optics for High-Speed Electronics Frequency Conversion*, Los Angeles, California, USA, vol. 2145, pp. 28-33, January 1994.
- [42] CORREC, P. Coupling coefficients for trapezoidal gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-24, n. 1, pp. 8-10, January 1988.

- [43] YARIV, A. Optical Electronics, 4e. International Edition. pp. 490-496, 1991.
- [44] STREIFER, W.; SCIFRES, D. R.; BURNHAM, R. D. Coupling coefficients for distributed feedback single - and double-heterostructure diode lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, n. 11, pp. 867-873, November 1975.
- [45] ALFERNESS, R. C.; JOYNER, C. H.; DIVINO, M. D.; MARTYAK, M. J. R.; BUHL, L. L. Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/InP Waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, n. 3, pp. 125-127, July 1986.
- [46] TESSLER, N.; NAGAR, R.; EISENSTEIN, G.; SALZMAN, J.; KOREN, U.; RAYBON, G.; BURRUS, C. A. Distributed Bragg reflector active optical filters. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-27, n. 8, pp. 2016-2024, August 1991.
- [47] AGRAWAL, G. P.; RADIC, S. Phase-Shifted fiber Bragg gratings and their application for wavelength demultiplexing. *IEEE Photonics Tech. Letters*, vol. 6, n. 8, pp. 995-997, August 1994.
- [48] AGRAWAL, G. P.; BOBECK, A. H. Modeling of distributed feedback semiconductor lasers with axially-varying parameters. *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-24, n. 12, pp. 2407-2413, December 1988.
- [49] ZENGERLE, R.; LEMINGER, O. Phase-Shifted Bragg-Grating filters with improved transmission characteristics. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-13, n. 12, pp. 2354-2358, December 1995.
- [50] CHUANG, Z. M.; COLDREN, L. A. Enhanced wavelength tuning in grating-assisted codirectional coupler filter. *IEEE Photonics Tech. Letters*, vol. 5, n. 10, pp. 1219-1221, October 1993.

- [51] SZE, S. M. Physics of semiconductor devices, 2nd Edition, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [52] KAZOVSKY, L. G. Optical signal processing for lightwave communications networks. *IEEE J. on Selected Areas in Communications*. Vol. 8, n. 6, pp. 973- 981, August 1990.
- [53] MARCUSE, Dietrich. Directional coupler made of nonidentical asymmetric slab. Part I: Synchronous couplers. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-5, n. 1, pp. 113-118, January 1987.
- [54] MARCUSE, D. Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs. Part II: Grating-Assisted Couplers. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-4, n. 2, pp. 268-273, February 1987.
- [55] HUNSPERGER, R. G. Integrated Optics: Theory and Technology. 2 ed., pp. 107-133. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1984.
- [56] SAKATA, H. Analysis of wavelength-selective photodetectors based on grating-assisted forward coupling. *J. of Light. Tech.*, vol. LT-11, n. 4, pp. 560-566, April 1993.
- [57] DALVEN, R. Introduction to Applied Solid State Physics. Plenum Press, New York, pp.25-47, 1981.
- [58] CHERIN, A. H. An Introduction to Optical Fibers, McGraw-Hill, New-York, pp. 47 - 48, 1983.

APÊNDICE A

PROPRIEDADES ELÉTRICAS DO DIODO PIN

A aplicação de uma tensão reversa em um diodo PIN, faz surgir regiões de depleção cujo campo elétrico e largura dependem da concentração de lacunas P e elétrons N. O conhecimento da largura da região de depleção, para se obter a distribuição do campo elétrico e a capacitância da junção, é o principal objetivo deste apêndice.

A representação esquemática de um diodo PIN com a região de depleção variando de $-X_n$ a X_p+a , é mostrada na Figura A 1.

Figura A 1. Representação esquemática de um diodo PIN. Largura da região I é a e as regiões de depleção nos semicondutores P e N são X_p e X_n , respectivamente.

O diodo PIN é composto por um semicondutor intrínseco (I), de espessura a , e por dois semicondutores com concentrações do tipo P e N, de espessuras consideradas semi-infinitas em extensão.

A região de depleção é função da tensão aplicada e a solução das dimensões X_n e X_p se dá a partir da equação de Poisson [57]. Para o diodo PIN, as equações de Poisson são:

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_{sn}} = -\frac{q N}{\epsilon_{sn}}, \quad -X_n \leq x \leq 0 \quad (\text{A. 1})$$

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_{si}} = -\frac{q I}{\epsilon_{si}}, \quad 0 \leq x \leq a \quad (\text{A. 2})$$

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_{sp}} = -\frac{q P}{\epsilon_{sp}}, \quad a \leq x \leq X_p + a \quad (\text{A. 3})$$

onde ρ é a densidade volumétrica de carga, V é a voltagem, N , P e I são as concentrações dos dopantes nas camadas N , P e I , respectivamente e q é carga do elétron. Assumimos que a região intrínseca é do tipo N , com concentração de portadores 10^{14} cm^{-3} , a qual é a mais baixa concentração obtida utilizando métodos de crescimento epitaxial como, por exemplo, epitaxia por feixe molecular (MBE).

A permissividade do semiconductor InGaAsP em função da fração molar 'y' e para qualquer tipo de concentração é dada por [33]:

$$\epsilon_{si} = \epsilon_{sp} = \epsilon_{sn} = (12,5 + 1,44 y) \epsilon_0 \quad (\text{A. 4})$$

onde ϵ_0 é a permissividade do espaço livre.

As condições de contorno para solução das Equações ((A. 1)-((A. 3) são:

$$\frac{dV_n}{dx} = 0 \quad \text{em } x = -X_n \quad (\text{A. 5})$$

$$\frac{dV_p}{dx} = 0 \quad \text{em } x = a + X_p \quad (\text{A. 6})$$

$$\epsilon_{sn} \frac{dV_n}{dx} = \epsilon_{si} \frac{dV_i}{dx} \quad \text{e} \quad V_n = V_i \quad \text{em } x = 0 \quad (\text{A. 7})$$

$$\epsilon_{sp} \frac{dV_p}{dx} = \epsilon_{si} \frac{dV_i}{dx} \quad \text{e} \quad V_p = V_i \quad \text{em } x = a \quad (\text{A. 8})$$

Aplicando as condições de contorno acima nas equações de Poisson, obtém-se a largura das regiões de depleção X_p e X_n :

$$X_p = \frac{I \alpha + N X_n}{P} \quad (\text{A. 9})$$

$$X_n = \frac{-q \alpha N \left(\frac{I}{\epsilon_{sp} P} \right) + \sqrt{F_1 - F_2 F_3}}{q N \left(\frac{N}{\epsilon_{sp} P} + \frac{1}{\epsilon_{sn}} \right)} \quad (\text{A. 10})$$

onde:

$$F_1 = (q \alpha N)^2 \left(\frac{I}{\epsilon_{sp} P} + \frac{1}{\epsilon_{si}} \right)^2 \quad (\text{A. 11})$$

$$F_2 = (2 q N) \left(\frac{N}{\epsilon_{sp} P} + \frac{1}{\epsilon_{sn}} \right) \quad (\text{A. 12})$$

$$F_3 = \frac{q I \alpha^2}{2} \left(\frac{I}{\epsilon_{sp} P \epsilon_{si}} \right) - (V_{bi} - V_a) \quad \text{A. 13}$$

onde, V_a representa a tensão reversa aplicada e V_{bi} é o potencial interno (“built-in”) da junção.

O campo elétrico na região intrínseca é, então, dado por:

$$E_a = \frac{V_{bi} - V_a}{\alpha + X_p + X_n} \quad (\text{A. 14})$$

APÊNDICE B

A MATRIZ C NA SOLUÇÃO DOS ACOPLADORES DIRECIONAIS DE CINCO CAMADAS

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 [58] :

$$\frac{\partial}{\partial y} H_z + i \beta H_y = i \omega E_x \quad (\text{B. 1})$$

$$-i \beta H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = i \omega \epsilon E_y \quad (\text{B. 2})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_y - \frac{\partial}{\partial y} H_x = i \omega \epsilon E_z \quad (\text{B. 3})$$

$$\frac{\partial}{\partial y} E_z + i \beta E_y = -i \omega \mu H_x \quad (\text{B. 4})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y - \frac{\partial}{\partial y} E_x = -i \omega \mu H_z \quad (\text{B. 5})$$

$$-i \beta E_x - \frac{\partial}{\partial x} E_z = -i \omega \mu H_y \quad (\text{B. 6})$$

obtemos:

$$\begin{aligned} \text{Modo TE : } H_x &= -\frac{\beta}{\omega \mu} E_y = -\frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial z} E_y \\ H_z &= \frac{i}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y \end{aligned} \quad (\text{B. 7})$$

$$\begin{aligned} \text{Modo TM: } E_x &= \frac{\beta}{\omega \varepsilon} H_y = \frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial}{\partial z} H_y \\ E_z &= -\frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial}{\partial x} H_y \end{aligned} \quad (\text{B. 8})$$

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:

$$E_{y1} \Big|_{x=S3+d2} = E_{y2} \Big|_{x=S3+d2} \quad (\text{B. 9})$$

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

$$H_{z1} \Big|_{x=S3+d2} = H_{z2} \Big|_{x=S3+d2} \quad (\text{B. 10})$$

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

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

$$E_{y2} \Big|_{x=S3} = E_{y3} \Big|_{x=S3} \quad (\text{B. 11})$$

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

$$H_{z2} \Big|_{x=S3} = H_{z3} \Big|_{x=S3} \quad (\text{B. 12})$$

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

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

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

$$E_{y3} \Big|_{x=-S3} = E_{y4} \Big|_{x=-S3} \quad (\text{B. 13})$$

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

$$H_{z3} \Big|_{x=-S3} = H_{z4} \Big|_{x=-S3} \quad (\text{B. 14})$$

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

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

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

$$E_{y4} \Big|_{x=-S3-d4} = E_{y5} \Big|_{x=-S3-d4} \quad (\text{B. 15})$$

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

$$H_{z4} \Big|_{x=-S3-d4} = H_{z5} \Big|_{x=-S3-d4} \quad (\text{B. 16})$$

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

Usando (5.8), a matriz C é, então, expressa como:

$$\begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{32} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{42} & C_{43} & C_{44} & C_{45} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{54} & C_{55} & C_{56} & C_{57} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{64} & C_{65} & C_{66} & C_{67} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{77} & C_{78} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{87} & C_{88} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \\ A_4 \\ A_5 \\ A_6 \\ A_7 \\ A_8 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{B. 17})$$