Campus de São Carlos

**PROJETO, MODELAGEM E FABRICAÇÃO DE GUIAS DE
ONDA ÓPTICOS INTEGRADOS BASEADOS EM POLÍMEROS
PARA APLICAÇÕES EM SENSORES**

Autor: Juliano Alves de Lima

Orientador: Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS**

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

*“PROJETO, MODELAGEM E FABRICAÇÃO DE GUIAS DE ONDA
ÓPTICOS INTEGRADOS BASEADOS EM POLÍMEROS PARA
APLICAÇÕES EM SENSORES”*

Juliano Alves de Lima

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço: 26 / 11 / 02

Ass.:

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. Ben-Hur Viana Borges

São Carlos - SP

2002

DEDALUS - Acervo - EESC

31100037149

Class.	TESE - EESC
Cutt.	3070
Tombo	T008103
Sysno	1295421

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

L732p Lima, Juliano Alves de
Projeto, modelagem e fabricação de guias de onda
ópticos integrados baseados em polímeros para aplicações
em sensores / Juliano Alves de Lima. -- São Carlos, 2002.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São
Carlos-Universidade de São Paulo, 2002.

Área: Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges.

1. Sensores ópticos integrados. 2. Técnica da matriz
de transferência. 3. Teoria de modos acoplados. 4. FD-BPM
de ângulo largo. 5. Fotodetector MSM. 6. Prismas.
I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **JULIANO ALVES DE LIMA**

Dissertação defendida e julgada em 18-11-2002 perante a Comissão Julgadora:

Prof. Dr. **BEN-HUR VIANA BORGES (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO

Prof. Dr. **HEITOR COURY BASSO**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado

Dra. **MARIA BENY PINTO ZAKIA**
(Universidade Estadual de Campinas/UNICAMP)

Aprovado

Prof. Assoc. **MURILO ARAUJO ROMERO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Elétrica

Profa. Assoc. **MARIA DO CARMO CALJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Aos meus pais,
que estiveram sempre ao meu lado,
me incentivando e proporcionando condições
para que eu pudesse vencer mais uma etapa de minha vida.

Agradecimentos

A Deus, por ter estado sempre ao meu lado, preenchendo minha vida com seu amor sem limites. Confesso que sem Ele nada disso seria possível.

Aos meus pais, Antonio e Ivone, pelo amor incondicional, por sempre terem acreditado em mim e apoiado as minhas decisões, vocês são a base da minha vida.

À minha namorada Vânia, pelo amor, companheirismo, compreensão e confiança nesses três últimos anos. Obrigado pelas palavras de incentivo e conforto nas horas difíceis e por compartilhar mais uma etapa do meu desenvolvimento profissional e pessoal. Eu te amo!

Aos meus irmãos, Luciano e Vanessa, pelo apoio e amor.

Aos meus avós, Maximino e Arminda, *in memoriam*. Duas grandes pessoas que, pelo que fizeram por mim, permanecerão imortais em meus pensamentos. E aos meus avós, Antonio e Argentina, pelo amor e carinho.

Ao Prof. Dr. Ben-Hur Viana Borges pela dedicação, atenção, paciência e ensinamentos durante o transcorrer da orientação deste trabalho. Meu sincero reconhecimento e muito obrigado.

Ao aluno de mestrado Keops Roger Michelotto Koto, pela amizade e por buscar incessantemente a otimização do processo de fabricação das estruturas investigadas neste trabalho.

À Dra. Maria Beny Pinto Zakia, por sempre ter acompanhado de perto o desenvolvimento do processo de fabricação, contribuindo com sua experiência.

Ao Prof. Dr. Jacobus W. Swart, pela parceria feita com a Escola de Engenharia de São Carlos, permitindo a realização do processo de fabricação no Centro de Componentes Semicondutores da UNICAMP e por ter conduzido a realização desta etapa.

Ao Prof. Dr. José Alexandre Diniz e aos técnicos do Centro de Componentes Semicondutores, em especial ao José Godoy Filho e à Regina M. A. G. Floriano, pelos inúmeros dias de indispensável auxílio durante o processo de fabricação.

Ao Prof. Dr. Josemir Coelho dos Santos e ao Prof. Dr. Luiz Carlos Donizetti Gonçalves, da Escola Politécnica da USP, pela disposição em contribuir para este trabalho, ajudando na tentativa de acoplar o feixe óptico aos guias de onda utilizando fibra óptica.

Ao Prof. Dr. Luiz Carlos Barbosa, do Instituto de Física da UNICAMP e ao Prof. Dr. Sérgio Carlos Zílio, do Instituto de Física de São Carlos, pela disposição em contribuir para este trabalho, ajudando na tentativa de melhorar o acoplamento do feixe óptico aos guias de onda utilizando prismas e por ajudar na interpretação dos resultados experimentais obtidos.

Ao Prof. Dr. Luiz Gonçalves Neto pelas importantes contribuições feitas ao trabalho no exame de qualificação.

Ao Prof. Dr. Heitor Cury Basso pelo empenho na verificação da faixa de absorção óptica de uma solução aquosa com glicose e pelas importantes contribuições feitas ao trabalho no exame de qualificação.

Aos demais professores e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica, pela solicitude e presteza em todos os momentos de necessidade.

A todos aqueles que, através da publicação de seus trabalhos, forneceram subsídios indispensáveis para que esta pesquisa fosse elaborada.

Ao programa de pós-graduação em Engenharia Elétrica, da Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, pela oportunidade de estudo.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP, órgão financiador deste trabalho, por ter proporcionado recursos para a sua execução.

Aos amigos de longa data, Fábio, João Marcelo, Raiciano e Valtemir, e ao novo grande amigo Marcos, por terem se tornados mais que amigos, verdadeiros irmãos, que estiveram presentes até mesmo nas horas de lamentação e desabafo. Nunca esquecerei os amigos da república *Big Field*.

Aos amigos da pós-graduação, pelo auxílio no curso, na pesquisa, pelos momentos inesquecíveis de descontração que passamos juntos, pela amizade. Eu levaria no mínimo meia página para citar nomes ...

Enfim, a todos que de alguma forma e até mesmo sem perceber, colaboram para a realização deste trabalho, que por esquecimento não foram citados, meus mais sinceros agradecimentos.

Índice

LISTA DE FIGURAS	III
LISTA DE TABELAS	X
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	XIII
LISTA DE SÍMBOLOS	XIV
RESUMO.....	XVI
ABSTRACT.....	XVII
CAPÍTULO 1	1
Introdução.....	1
CAPÍTULO 2	6
Sensor óptico planar multicamadas integrado	6
2.1 Introdução.....	6
2.2 Estrutura do sensor óptico	7
2.3 Princípio de operação do sensor óptico	8
2.4 Sistema de acoplamento	11
2.5 Fotodetector MSM	13
CAPÍTULO 3	17
Resultados numéricos.....	17
3.1 Introdução.....	17
3.2 Análise de sensibilidade para a estrutura utilizando uma configuração	
ARROW	19
3.2.1 Otimização da região de acoplamento L_{π}	20
3.2.2 Otimização da região L_{MSM}	28
3.2.3 Aplicação como sensor de glicose em uma solução aquosa.....	38
3.2.4 Aplicação como sensor de concentração de querosene na gasolina.....	47
3.3 Sintonia do dispositivo otimizado pelo efeito eletroóptico	56

CAPÍTULO 4	63
Resultados experimentais	63
4.1 Introdução	63
4.2 Arranjo experimental	66
4.3 Procedimento experimental	69
CAPÍTULO 5	80
Conclusão	80
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	82
APÊNDICE A	87
Técnica da Matriz Transferência (TMT)	87
APÊNDICE B	92
Teoria Não Ortogonal de Modos Acoplados	92
APÊNDICE C	101
Método de Propagação de Feixe formulado em Diferenças Finitas (Finite Difference Beam Propagation Method – FD-BPM)	101

Lista de Figuras

FIGURA 1.1: Vista tridimensional de uma estrutura Mach-Zehnder tipo “rib”. Em guias de ondas convencionais o ângulo de abertura, θ , comumente utilizado é de $1/100$ rd.	2
FIGURA 1.2: Sensor óptico planar multicamadas excitado por prismas (não integrado ao fotodetector).	5
FIGURA 1.3: Estrutura de guia polimérico integrado ao fotodetector MSM.	5
FIGURA 2.1: Diagrama esquemático do sensor óptico integrado a ser desenvolvido.	6
FIGURA 2.2: Corte longitudinal do dispositivo investigado. As espessuras para as camadas n_1 e n_6 são supostas infinitas. Os parâmetros desta estrutura foram otimizados para o comprimento de acoplamento $L\pi = 2.0\text{cm}$. L_{MSM} é o comprimento necessário para a transferência da potência óptica do guia 2 para o fotodetector MSM.	7
FIGURA 2.3: Os guias de ondas são separados para serem analisados pela teoria de modos acoplados. Observe que o guia de onda que está mais sujeito ao <i>leakage</i> ainda é o guia em (b).	10
FIGURA 2.4: Um prisma com índice n_p é localizado a uma pequena distância acima do guia 1. Um feixe óptico entra no prisma e ao incidir em sua base sofre reflexão total formando um padrão fixo de onda. As distribuições de campo no prisma e no guia de onda mostra que seus campos evanescentes sobrepõe-se na região do gap. O vetor $\vec{F}$ representa o feixe incidente na base do prisma, $\vec{F}_x$ é a componente de $\vec{F}$ na direção x e $\vec{F}_z$ ($\vec{F}_z = k_0 n_p \sin\theta$) é a componente de $\vec{F}$ na direção de propagação z.	12
FIGURA 2.5: Estrutura simplificada e foto do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de Si. Largura de dedos de $5\text{ }\mu\text{m}$ e espaçamento de $12,5\text{ }\mu\text{m}$	14

FIGURA 2.6: Fotocorrente versus tensão de polarização para um fotodetector MSM apresentando largura de dedos de 5 μm e espaçamento de 12,5 μm	15
FIGURA 2.7: Estrutura simplificada e foto do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de GaAs. Largura de dedos e espaçamento de 4 μm	15
FIGURA 2.8: Fotocorrente versus tensão de polarização para um fotodetector MSM apresentando largura de dedos e espaçamento de 4 μm	16
FIGURA 3.1: Por se tratar de um acoplador direcional, a estrutura pode ser dividida em dois guias de ondas isolados. (a) guia de onda superior formado pelas camadas n_1 , n_2 e n_3 ; (b) guia de onda inferior formado pelas camadas n_3 , n_4 , n_{5a} , n_{5b} , n_{5c} e n_6 . Observe que o guia de onda que está mais sujeito ao <i>leakage</i> ainda é o guia em (b).	19
FIGURA 3.2: Corte longitudinal da estrutura inferior do sensor. As espessuras para as camadas n_3 e n_6 são supostas infinitas. (a) região de acoplamento L_π ; (b) região de detecção L_{MSM}	20
FIGURA 3.3: Perdas por <i>leakage</i> em função da espessura t_{5b} para uma estrutura utilizando polímeros Norland NOA 68 e 71, a espessura do guia 2, t_4 , e o índice de refração da camada n_{5b} são tomados como parâmetros.	22
FIGURA 3.4: Perdas por <i>leakage</i> em função da espessura t_{5b} para uma estrutura utilizando oxinitreto de silício, a espessura do guia 2, t_4 , é tomada como parâmetro.	24
FIGURA 3.5: Perdas por <i>leakage</i> em função da espessura das cascas da estrutura tipo ARROW ($t_{5a} = t_{5c}$), com $n_{5b}=1,871$, tendo a espessura t_{5b} como parâmetro. Estruturas utilizando polímeros Norland, com $t_4=1,0 \mu\text{m}$	25
FIGURA 3.6: Perdas por <i>leakage</i> em função da espessura das cascas da estrutura tipo ARROW ($t_{5a} = t_{5c}$), com $n_{5b}=1,871$, tendo a espessura t_{5b} como parâmetro. Estruturas utilizando oxinitreto de silício, com $t_4=0,7 \mu\text{m}$	26
FIGURA 3.7: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por <i>leakage</i> causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 30000 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland sem a camada espelho.	28

- FIGURA 3.8: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000\text{ }\mu\text{m} < z < 1700\text{ }\mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. As pequenas oscilações entre 0 e $1000\text{ }\mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_{5b} 30
- FIGURA 3.9: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000\text{ }\mu\text{m} < z < 1700\text{ }\mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. As pequenas oscilações entre 0 e $1000\text{ }\mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 30
- FIGURA 3.10: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000\text{ }\mu\text{m} < z < 1700\text{ }\mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. As pequenas oscilações entre 0 e $1000\text{ }\mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 31
- FIGURA 3.11: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000\text{ }\mu\text{m} < z < 1850\text{ }\mu\text{m}$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. As pequenas oscilações entre 0 e $1000\text{ }\mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_{5b} 33
- FIGURA 3.12: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000\text{ }\mu\text{m} < z < 1850\text{ }\mu\text{m}$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. As pequenas oscilações entre 0 e $1000\text{ }\mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 33
- FIGURA 3.13: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000\text{ }\mu\text{m} < z < 1850\text{ }\mu\text{m}$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. As pequenas oscilações entre 0 e $1000\text{ }\mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 34
- FIGURA 3.14: Corte longitudinal da estrutura inferior do sensor. As espessuras para as camadas n_3 e n_6 são supostas infinitas. Estrutura multicamadas utilizando configuração ARROW tanto na região de acoplamento L_π quanto na região de detecção, L_{MSM} . A camada espelho é constituída de nitreto de silício..... 37
- FIGURA 3.15: Diferença de potência entre os extremos do índice de refração da amostra de sangue ($n_{\text{min}}=1,333$, $n_{\text{max}}=1,3344$) em função da separação, t_3 , para uma estrutura baseada em polímeros Norland..... 40

- FIGURA 3.16: Corte longitudinal do acoplador. As espessuras para as camadas n_1 e n_6 são supostas infinitas. Estrutura multicamadas utilizando configuração ARROW tanto na região de acoplamento L_π quanto na região de detecção, L_{MSM} . A camada espelho é constituída de nitreto de silício..... 42
- FIGURA 3.17: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra de sangue ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland, listada na TABELA 3.11..... 42
- FIGURA 3.18: Diferença de potência entre os extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$) em função da separação, t_3 , para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício..... 44
- FIGURA 3.19: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra de sangue ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício, listada na TABELA 3.13..... 46
- FIGURA 3.20: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra, sem a camada de cobertura para uma estrutura baseada nos polímeros Norland..... 48
- FIGURA 3.21: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em polímeros Norland. A espessura da camada de cobertura, t_{cob} , é tomada como parâmetro..... 49
- FIGURA 3.22: Corte longitudinal do acoplador. As espessuras para as camadas n_1 e n_6 são supostas infinitas. Estrutura multicamadas utilizando configuração ARROW tanto na região de acoplamento L_π quanto na região de detecção, L_{MSM} . A camada espelho é constituída de nitreto de silício..... 51
- FIGURA 3.23: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra, sem a camada de cobertura para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. 52
- FIGURA 3.24: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. A espessura da camada de cobertura, t_{cob} , é tomada como parâmetro. 53

- FIGURA 3.25: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% menores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,560010$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 21,19 %, seu maior valor. 57
- FIGURA 3.26: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% maiores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,559989$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 20,52 %, seu maior valor. 59
- FIGURA 3.27: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% menores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,593014$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 65,04 %, seu maior valor. 60
- FIGURA 3.28: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% maiores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,592984$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 61,88 %, seu maior valor. 62
- FIGURA 4.1: Guias de ondas usados na caracterização experimental. (a) Fotografia dos guias de onda fabricados na UNICAMP; (b) Corte longitudinal do guia de onda inferior, sem a camada espelho. As espessuras para as camadas n_3 e n_6 são supostas infinitas. 64

- FIGURA 4.2: Fotografia do arranjo experimental para observação do acoplamento e para medição dos ângulos de acoplamento. (a) Diagrama esquemático do arranjo experimental, o arranjo consiste em dois prismas separados por uma distância d , onde o primeiro prisma é usado para acoplar um feixe de laser em um guia de onda e o segundo prisma é usado para desacoplar este feixe. Um anteparo foi colocado à direita para visualizar a luz emergente do prisma de saída. (b) Fotografia do arranjo experimental com o laser de He-Ne ($\lambda=632,8$ nm); (c) Detalhe da mesa giratória montada sobre um estágio de translação xy; (d) Detalhe do conjunto prisma-guia de onda. 68
- FIGURA 4.3: Diagrama esquemático do arranjo experimental. O arranjo fixa o ponto de acoplamento em C quando o prisma é rotacionado. A linha CD é normal à linha AB e tem comprimento l_p . O eixo da mesa rotatória coincide com o centro M do círculo pontilhado. O raio deste círculo é $r = l_p/n_p$, onde n_p é o índice de refração do prisma. O ajuste é ótimo quando a linha AB e CD mais o feixe incidente são todos tangenciais ao círculo. Isto requer que o feixe seja deslocado de r do eixo da mesa, e este deslocamento deve ser em direção à extremidade B se $\alpha > 0$ como indicado em (a). Se $\alpha < 0$, o deslocamento deve ser em direção à extremidade A, como indicado em (b). 69
- FIGURA 4.4: Fotografia do esquema usado para verificar a propagação do feixe de luz no Guia de onda 6. (a) Guia de onda sem risco; (b) Guia de onda riscado a aproximadamente 2 cm do prisma de entrada. 70
- FIGURA 4.5: Fotografia das linhas-m observadas no anteparo, após o feixe de luz ser desacoplado pelo segundo prisma. Estas linhas-m ilustram o espectro dos modos guiados no Guia de onda 6 quando o modo fundamental estava sendo excitado. Foi possível observar apenas três modos guiados ($m = 0, 1$ e 2). 73
- FIGURA 4.6: Potência óptica na saída do segundo prisma em função da separação entre os prismas, para os guias de onda fabricados na UNICAMP. 74
- FIGURA 4.7: Perdas por *leakage* em função da separação entre os prismas, para os guias de onda fabricados na UNICAMP. (a) perdas por *leakage* teóricas; (b) perdas por *leakage* experimentais. 75

FIGURA 4.8: Esquema de acoplamento óptico utilizando uma fibra monomodo via face clivada.	79
FIGURA A.1: Estrutura multicamadas utilizada como uma plataforma para aplicações de sensoriamento.	87
FIGURA C.1: Propagação paraxial.....	101

Lista de Tabelas

TABELA 3.1: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{π} utilizando polímeros Norland.	23
TABELA 3.2: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{π} utilizando oxinitreto de silício.....	24
TABELA 3.3: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{π} utilizando polímeros Norland.	25
TABELA 3.4: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{π} utilizando oxinitreto de silício.....	26
TABELA 3.5: Parâmetros físicos e geométricos da região de acoplamento L_{π} utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$	27
TABELA 3.6: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{MSM} utilizando polímeros Norland.	29
TABELA 3.7: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{MSM} utilizando polímeros Norland.	32
TABELA 3.8: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{MSM} utilizando oxinitreto de silício.....	35
TABELA 3.9: Parâmetros físicos e geométricos da região de detecção L_{MSM} utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$	36
TABELA 3.10: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas nos polímeros Norland.	41
TABELA 3.11: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$	41
TABELA 3.12: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas em oxinitreto de silício.	45
TABELA 3.13: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$	45

TABELA 3.14: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas nos polímeros Norland.	48
TABELA 3.15: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada espessura da camada de cobertura (estruturas baseadas nos polímeros Norland).	50
TABELA 3.16: Parâmetros físicos e geométricos otimizados do sensor de concentração de querosene na gasolina utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$	50
TABELA 3.17: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas em oxinitreto de silício.	52
TABELA 3.18: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada espessura da camada de cobertura (estruturas baseadas em oxinitreto de silício).	54
TABELA 3.19: Parâmetros físicos e geométricos otimizados do sensor de concentração de querosene na gasolina utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$	55
TABELA 3.20: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% menores utilizando uma configuração ARROW baseada nos polímeros Norland.	57
TABELA 3.21: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% maiores utilizando uma configuração ARROW baseada nos polímeros Norland.	58
TABELA 3.22: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% menores utilizando uma configuração ARROW baseada em oxinitreto de silício.	60
TABELA 3.23: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% maiores utilizando uma configuração ARROW baseada em oxinitreto de silício.	61
TABELA 4.1: Parâmetros físicos e geométricos dos guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas nos polímeros Norland).	65

TABELA 4.2: Resultados teóricos e experimentais de n_{eff} e de α obtidos para os guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas nos polímeros Norland).....	72
TABELA 4.3: Parâmetros físicos e geométricos dos guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas em oxinitreto de silício).....	77
TABELA 4.4: Resultados teóricos e experimentais de n_{eff} e de α obtidos para os guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas em oxinitreto de silício).....	77
TABELA C.1: Aproximantes de Padé em termos do operador diferencial P para a Equação de Helmholtz.....	104

Lista de Abreviaturas e Siglas

TMT: Técnica da Matriz de Transferência.

TMA: Teoria de Modos Acoplados.

WA-FD-BPM: Método da Propagação de Feixe de ângulo Largo formulado em Diferenças Finitas.

MSM: Metal-Semicondutor-Metal.

MOEMs: Micro-Sistemas Opto-Eletro-Mecânicos.

ARROW: Anti Resonant Reflecting Optical Waveguide.

NOA 68: Norland Optical Adhesive 68

NOA 71: Norland Optical Adhesive 71

Lista de Símbolos

β_T = Constante de propagação do guias 1.

β_B = Constante de propagação do guias 2.

K_{pq} = Coeficientes de acoplamento.

C_{pq} = Integral de sobreposição.

L_π = Comprimento de acoplamento.

L_{MSM} = Comprimento do fotodetector MSM.

λ = Comprimento de onda.

β_m = Constante de propagação de um dos modos guiados ($m = 0, 1, 2, \dots$).

k_0 = Constante de propagação no espaço livre.

n_p = Índice de refração do prisma.

α = Ângulo de incidência da onda de luz na face do prisma.

η = Eficiência quântica.

$\Re$ = Responsividade.

P = Potência óptica total que incide à área de detecção.

I = Fotocorrente gerada pela potência óptica total (P) que incide à área de detecção.

Si = Silício.

SiO₂ = Óxido de silício.

GaAs = Arseneto de Gálio.

LiNbO₃ = Niobato de Lítio.

Si_3N_4 = Nitreto de silício.

SiN_xO_y = Oxinitreto de silício.

n_0 = Índice de refração de referência.

Δx = Variação na direção x.

Δz = Variação na direção z.

n = Índice de refração.

n_j = Índice de refração de cada camada j ($j = 1, 2, 3, \dots, N$).

t_j = Espessura de cada camada j ($j = 1, 2, 3, \dots, N$).

ϵ = Permissividade elétrica.

μ = Permeabilidade magnética.

ω = Frequência angular.

E = Campo Elétrico.

H = Campo Magnético.

Resumo

Este trabalho visa o **Projeto, modelagem e fabricação de estruturas multicamadas baseadas em polímeros para aplicações como sensores ópticos integrados**. A grande motivação para este trabalho está no fato de que estas estruturas, diferente da geometria Mach-Zehnder, dispensam o uso de litografia pois são completamente planares. Isto permite uma diminuição no custo de fabricação dos dispositivos além de permitir que estruturas mais curtas sejam utilizadas. Em se tratando de óptica integrada, as dimensões reduzidas da estrutura impõem severas penalidades no processo de lançamento de potência óptica na mesma. Por isso, será considerada neste estudo a utilização de prismas para o acoplamento de entrada do acoplador. Esta técnica, além de reduzir drasticamente os problemas de alinhamento decorrentes de acoplamento convencional do tipo “*End Fire*”, permite uma transferência de potência óptica superior a 80% entre a fibra e o guia retangular. As variações na transferência de potência entre os guias de ondas da estrutura multicamada serão medidas através de um fotodetector MSM integrado ao sensor. Este detetor, além de sua extrema facilidade de fabricação e baixos custos, torna o conjunto sensor mais robusto.

Em se tratando de uma proposta de plataforma para sensores, serão também investigadas possíveis aplicações para esta estrutura, como por exemplo: refratômetro integrado, sensor de glicose, sensor de adulteração de combustível, etc. A análise das estruturas será efetuada por meio de técnicas de modelagem analíticas (Técnica da Matriz de Transferência-TMT e Teoria de Modos Acoplados-TMA), e numéricas (Método da Propagação de Feixe de Ângulo Largo formulado em Diferenças Finitas – WA-FD-BPM). Esta última permite que a estrutura do fotodetector seja levada em consideração simultaneamente nas simulações.

Palavras-chave: Sensores ópticos integrados, técnica da matriz de transferência, teoria de modos acoplados, FD-BPM de ângulo largo, fotodetector MSM, prismas.

ABSTRACT

This work concerns with design, modeling and fabrication of polymer based planar multilayer structures for integrated optic sensor applications. The motivation for this work is that planar multilayer structures, differently from the Mach-Zehnder geometry, do not require a lithographic process. As a consequence, significantly cheaper and shorter structures can be realized. The reduced dimensions of the structure, by its turn, pose a severe penalty in terms of optical power coupling. Therefore, this investigation will focus primarily on input (and output) prism coupling configuration. This technique, besides reducing the alignment requirements observed for conventional end-fire coupling, allows optical power coupling efficiency as high as 80% from fiber to rectangular waveguide.

Any optical power transfer between the waveguides of the multilayer structure will be detected by an MSM photodetector integrated with the sensor. This low cost photodetector, besides improving the structure robustness, is quite easy to fabricate. Since the idea of this work is to develop a platform for integrated optic sensors, it will also be investigated possible applications for this structure, such as: integrated optic refractometer, glucose sensor and fuel adulteration sensor.

The analysis of such structures will be carried out by means of analytical (Transfer Matrix Technique-TMT and Coupled Mode Theory-CMT) and numerical (Wide-Angle Finite Difference Beam Propagation Method-WA-FD-BPM) modeling techniques. The WA-FD-BPM technique allows one to simulate the multilayer waveguide and the MSM photodetector simultaneously.

Keywords: Integrated optic sensors, transfer matrix technique, coupled-mode theory, wide-angle FD-BPM, MSM photodetector, prism coupling.

Capítulo 1

Introdução

Na década de 60 foram lançadas as bases para o que hoje conhecemos como óptica integrada [1]-[3]. Óptica integrada refere-se à aplicação de filmes finos e tecnologia de microfabricação para definição e desenvolvimento de sistemas ópticos em miniatura [4]. No início, as pesquisas em óptica integrada estavam voltadas para a área de comunicações [5]. No entanto, com o aprimoramento das técnicas de microfabricação e pesquisa em novos materiais, o espectro de influência da optoeletrônica tem se estendido por várias áreas, dentre elas incluem-se: guiamento da luz, modulação, filtragem, interferometria, processamento de sinais, acoplamento de sinais, geração, detecção, sensoriamento, etc [6]-[7].

Notadamente, um dos campos que mais tem se beneficiado desse fenômeno é o de sensores. A utilização de sensores ópticos integrados oferece muitas vantagens, tais como: larga faixa de temperatura de operação; imunidade eletromagnética devido à altíssima frequência da luz; tomadas de medidas sem contato físico, o que possibilita sua utilização em ambientes hostis; tamanho e peso reduzidos; utilização de tecnologia da indústria microeletrônica; reprodutibilidade e baixo custo em função do potencial de produção em larga escala; e possibilidade de integração de dispositivos ópticos e eletrônicos num mesmo substrato [8]. Além disso, as técnicas de detecção de variações no campo óptico estão bastante amadurecidas, o que proporciona alta sensibilidade aos sensores ópticos. Isso tem permitido um vasto espectro de aplicações tais como refratômetros [9]-[13], sensores de gás [14], sensores de pressão [15]-[16], biosensores [17]-[22], etc.

Em sua grande maioria, estas estruturas utilizam a configuração tipo Mach-Zehnder, como mostrada na FIGURA 1.1.

FIGURA 1.1: Vista tridimensional de uma estrutura Mach-Zehnder tipo “rib”. Em guias de ondas convencionais o ângulo de abertura, θ , comumente utilizado é de $1/100$ rd.

Esta configuração consiste de uma estrutura guia de onda com geometria tipo “rib” cuja seção de entrada é dividida em dois guias paralelos por meio de uma junção Y. Estes dois guias paralelos são posteriormente reconectados por uma outra junção Y. O feixe óptico é lançado na seção de entrada como mostrado, sendo em seguida dividido igualmente (3 dB) entre os dois braços da estrutura pela junção de entrada. Em um dos braços o feixe irá se propagar sem perturbação e, portanto, é chamado de braço de referência. O outro braço é utilizado como braço sensor, ou seja, a grandeza a qual queremos medir será aplicada neste braço. A perturbação produzida neste braço produz uma variação na fase da luz que, quando recombinada com a luz proveniente do braço de referência, resulta em uma variação proporcional de intensidade na saída do dispositivo. Sensores de concentração de glicose em uma solução aquosa, por exemplo, apresentam uma variação de índice de refração muito pequena ($1,4 \times 10^{-3}$) na faixa de 0% a 1% de glicose [20]-[21]. Portanto, uma estrutura Mach-Zehnder muito longa seria necessária para se conseguir uma variação de fase significativa na saída (acima de 2,0cm). Estruturas Mach-Zehnder são também usadas como refratômetro, com o objetivo de monitorar com alta sensibilidade o índice de refração de gases e líquidos, para variações de índices entre 1,0 e 1,49 [12].

Inicialmente, as estruturas dos guias ópticos eram fabricadas utilizando-se compostos dos grupos III-V e materiais tais como LiNbO_3 . Além de não produzirem variações de índice de refração suficientemente grandes, necessárias para maioria das

aplicações, esses materiais (LiNbO_3 e compostos dos grupos III-V) apresentam altas perdas para o sinal óptico além do custo elevado associado ao crescimento e processamento desses materiais [22].

Uma alternativa que vem sendo recentemente investigada é o uso de polímeros como guias ópticos, que podem ser facilmente depositados e processados além de apresentarem propriedades ópticas e mecânicas adequadas à fabricação de micro-sistemas opto-eletro-mecânicos (MOEMs). Sendo resultado da combinação de diferentes materiais, os polímeros permitem uma seleção quase que ilimitada de compostos permitindo enorme flexibilidade no projeto de estruturas com perfis de índice de refração variados, como é o caso dos guias de onda. Além disso, esses materiais podem ser depositados sobre quase todo tipo de substrato: semicondutores, metais, vidros, cerâmicas, etc [23]. Essa variedade e facilidade de processamento reduz o custo de fabricação deste tipo de sensor tornando seu uso extremamente atraente para a indústria optoeletrônica.

Em se tratando de guias de ondas ópticos, um dos grandes problemas encontrados refere-se ao acoplamento de luz no guia de onda. Isto se explica pelas pequenas dimensões da estrutura, o que normalmente acarreta perdas de acoplamento superiores a 10 dB. Várias técnicas têm sido propostas no sentido de maximizar o acoplamento de luz em estruturas retangulares [24]-[28], porém a mais popular continua sendo o acoplamento por meio de prismas [6]-[7],[29]-[32].

Neste contexto, este trabalho propõe a investigação de estruturas planares multicamadas excitadas por prismas como mostra a FIGURA 1.2. A grande vantagem do esquema de acoplamento com prisma está no fato de que os problemas de alinhamentos inerentes de acoplamentos tipo “*End Fire*” são eliminados. Este esquema apresenta ainda a vantagem de ser recíproco, ou seja, a mesma configuração utilizada para excitar o guia de onda na entrada pode ser utilizada para extrair a luz na saída. A quantidade de luz acoplada ao guia 2 será medida por meio de um fotodetector integrado ao sensor como mostra a FIGURA 1.3. O tipo de detector em questão é o MSM (metal-semicondutor-metal) [23], [33]-[35], sobre substrato de silício. Este detector é facilmente fabricado, não apresentando nenhum desafio técnico adicional ao projeto.

A estrutura multicamada mostrada na FIGURA 1.2 foi idealizada com o objetivo de torná-la uma plataforma para aplicações de sensoriamento. Por se tratar de uma estrutura baseada em polímeros, os custos de fabricação serão significativamente reduzidos, possibilitando, inclusive, a sua comercialização. A estrutura mostrada visa medir a concentração de glicose no sangue. Isto torna este dispositivo um aliado importante em análises clínicas para o diagnóstico de várias desordens metabólicas, monitoramento de pacientes em UTI, além do controle de pacientes diabéticos, cuja faixa de variação de glicose está entre 0,1% e 0,3% [20]. Esta estrutura foi também projetada para ajudar na fiscalização de combustíveis adulterados, em especial, a adulteração de gasolina por querosene. A adição de querosene altera o índice de refração da gasolina, que pode ir desde 1,419 (0% de querosene) até 1,433 (50% de querosene). Esta estrutura apresenta, ainda, uma vasta perspectiva em termos de aplicações em quase todos os campos de atividades, tais como:

- Indústria açucareira: para a medição da concentração de sacarose na cana de açúcar;
- Indústrias alimentícias: para controle de qualidade em sucos de frutas enlatados, etc;
- Indústrias de bebidas: para verificar dosagens de xaropes em refrigerantes, controle de fermentação, etc;
- Agricultura: para verificar, através do teor de açúcar, maturação de frutas;
- Indústrias mecânicas e metalúrgicas: para determinar a concentração de fluídos solúveis em água;
- Indústria farmacêutica: para controle de produtos injetáveis e soluções.

FIGURA 1.2: Sensor óptico planar multicamadas excitado por prismas (não integrado ao fotodetector).

FIGURA 1.3: Estrutura de guia polimérica integrado ao fotodetector MSM.

O estudo teórico deste dispositivo será desempenhado por meio de técnicas analíticas, como a Técnica da Matriz de Transferência (TMT) [36] e a Teoria de Modos Acoplados (TMA) [37]-[39], e técnicas numéricas, como o Método de Propagação de Feixe formulado em Diferenças Finitas (FD-BPM) [40]-[43].

A apresentação do trabalho será feita da seguinte forma: no Capítulo 2 o sensor óptico integrado é discutido. O Capítulo 3 apresenta o procedimento de projeto para a otimização da estrutura proposta e os resultados numéricos das simulações realizadas. No Capítulo 4 são apresentados os resultados experimentais obtidos. Finalmente, no Capítulo 5, são apresentadas as conclusões.

Capítulo 2

Sensor óptico planar multicamadas integrado

2.1 Introdução

O sensor óptico integrado analisado neste trabalho, conforme o diagrama da FIGURA 2.1, foi idealizado com o objetivo de torná-lo uma plataforma para aplicações de sensoriamento. Por se tratar de uma estrutura baseada em polímeros, os custos de fabricação serão significativamente reduzidos, possibilitando, inclusive, a sua comercialização.

FIGURA 2.1: Diagrama esquemático do sensor óptico integrado a ser desenvolvido.

Neste caso o campo óptico contém a informação a respeito da grandeza a ser medida. Esta informação é passada ao fotodetetor, integrado ao bloco do dispositivo sensor, que a transforma em sinal elétrico disponível para posterior tratamento.

2.2 Estrutura do sensor óptico

O dispositivo investigado neste trabalho é mostrado esquematicamente na FIGURA 2.2. Como se pode ver, a estrutura possui duas camadas guiantes (guia 1 e guia 2), o que a torna um acoplador direcional. Esta estrutura utiliza o efeito ARROW (*Anti Resonant Reflecting Optical Waveguide*) de modo a obter dois efeitos distintos, ou seja, perda reduzida na região de acoplamento entre os guias (L_π), e perda máxima na região de fotodeteção (L_{MSM}). Estas perdas são conhecidas como *leakage*, e caracterizam-se pela fuga de potência óptica de uma região de baixo índice de refração (guia 2) para o material com alto índice de refração (substrato de Si).

FIGURA 2.2: Corte longitudinal do dispositivo investigado. As espessuras para as camadas n_1 e n_6 são supostas infinitas. Os parâmetros desta estrutura foram otimizados para o comprimento de acoplamento $L_\pi = 2.0\text{cm}$. L_{MSM} é o comprimento necessário para a transferência da potência óptica do guia 2 para o fotodetector MSM.

2.3 Princípio de operação do sensor óptico

O funcionamento do dispositivo sensor idealizado neste trabalho pode ser explicado da seguinte forma: a luz (laser de He-Ne, $\lambda=632,8$ nm) é acoplada dentro da estrutura através de um prisma posicionado na superfície do guia 1. A estrutura dos guias de onda – espessuras e índices de refração – é projetada de modo que após uma distância L_π (na direção de propagação, z) toda a luz do guia 1 seja acoplada, por campo evanescente, ao guia 2. Na medida em que o índice de refração da amostra aumenta, a condição de transferência de energia entre os guias é afetada e a diferença em potência óptica resultante pode ser medida por um fotodetector colocado na saída.

A escolha desta configuração foi motivada pela possibilidade de sua integração com dispositivos eletrônicos, daí a utilização de um substrato semiconductor. Esta configuração, no entanto, introduz uma componente de perda que se não for considerada pode invalidar sua utilização, ou seja, o *leakage* de potência óptica para o substrato. Esta perda surge quando um material de baixo índice de refração é colocado sobre um material com elevado índice de refração (polímero ($n=1,56$) sobre substrato de silício ($n=3,87-i0,02$)). Esta perda é tão maior quanto menor for a separação entre guia 2 (mais sujeito à este tipo de perda pela proximidade com o substrato) e o substrato semiconductor. Uma solução simples seria a utilização de uma camada de isolamento tal que sua espessura possibilite a fabricação do sensor diretamente sobre um fotodetector, o que é propósito deste projeto. Uma maneira encontrada para resolver este problema foi a incorporação de uma estrutura tipo ARROW (*Anti Resonant Reflecting Optical Waveguide*) ao sensor. Guias de onda ARROW são estruturas nas quais o campo óptico propagante é confinado por reflexões Fabry-Perot. Estas reflexões são obtidas por meio de uma fina camada de índice de refração mais alto entre o guia 2 e o substrato. O material escolhido para esta função é o nitreto de silício ($n=1,871$), FIGURA 2.2. A análise desta estrutura foi realizada por meio da Técnica da Matriz de Transferência (TMT) a qual é descrita no Apêndice A. A presença de perdas por *leakage* faz com que a constante de propagação do modo se torne complexa. A parte imaginária desta constante de propagação representa a magnitude desta perda. O mecanismo de transferência de

energia entre os guias 1 e 2 pode ser convenientemente descrito em termos da Teoria de modos Acoplados com suas condições de contorno apropriadas [38] (*ver Apêndice B*). Esta teoria apresenta como grande vantagem a possibilidade de ser aplicada a estruturas apresentando ganho ou perda. Para isso, a estrutura tem que ser considerada como se fosse dois guias de ondas isolados, FIGURA 2.3. A solução de cada guia de onda é obtida com a TMT. As equações de modo acoplado são dadas por:

$$\frac{da(z)}{dz} = -i\gamma_T a(z) - i\kappa_{TB} b(z) \quad (2.1)$$

$$\frac{db(z)}{dz} = -i\kappa_{BT} a(z) - i\gamma_B b(z) \quad (2.2)$$

onde:

$$\gamma_T = \beta_T + [K_{TT} + (\beta_T - \beta_B)\bar{c}^2 - K_{TB}\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\gamma_B = \beta_B + [K_{BB} + (\beta_B - \beta_T)\bar{c}^2 - K_{BT}\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\kappa_{TB} = [K_{BT} + (\beta_T - \beta_B - K_{BB})\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\kappa_{BT} = [K_{TB} + (\beta_B - \beta_T - K_{TT})\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\bar{c} = \frac{C_{TB} + C_{BT}}{2}$$

$$C_{pq} = \frac{1}{2} \iint E_t^q \times H_t^p \cdot \hat{z} dx dy, \quad p, q = T, B \text{ (guia 1, guia 2)}$$

$$K_{pq} = \frac{\omega}{4} \iint \Delta \varepsilon^q \left(E_t^p \cdot E_t^q - \frac{\varepsilon^p}{\varepsilon} E_z^p E_z^q \right) dx dy, \quad p, q = T, B \text{ (guia 1, guia 2)}$$

Nas equações anteriores, $\beta_{T,B}$ são as constantes de propagação para os guias 1 e 2, K_{pq} os coeficientes de acoplamento, e C_{pq} a integral de sobreposição. O subscrito t refere-se à componente transversal do campo elétrico ou magnético.

FIGURA 2.3: Os guias de ondas são separados para serem analisados pela teoria de modos acoplados. Observe que o guia de onda que está mais sujeito ao *leakage* ainda é o guia em (b).

Para que a integração do sensor ao fotodetector seja feita de maneira apropriada, é necessário conhecer o comprimento necessário para que toda luz proveniente do guia 2 (ver FIGURA 2.2) seja acoplada no MSM. Este comprimento, L_{MSM} , pode ser obtido muito eficientemente por meio de um método de propagação

de feixe formulado em diferenças finitas (FD-BPM). Tendo em vista o elevado grau de assimetria de índices de refração (polímeros, $n=1,56$, e semicondutor, $n=3,87-i0,02$), métodos FD-BPM baseados na aproximação paraxial não podem ser aplicados. Desta forma, torna-se necessária a utilização de técnicas de propagação de feixe de Ângulo Largo [40]-[43]. A técnica utilizada neste trabalho utiliza aproximantes de Padé de ordem (1,1) em sua expansão (*ver Apêndice C*). Esta técnica permite que grandes ângulos de propagação ($>25^\circ$) sejam considerados [40].

2.4 Sistema de acoplamento

Em se tratando de guias de ondas ópticos, um dos grandes problemas encontrados refere-se ao acoplamento de luz no guia de onda. Isto se explica pelas pequenas dimensões da estrutura, o que normalmente acarreta perdas de acoplamento superiores a 10 dB. O método mais direto para acoplar um feixe de laser a um guia de onda planar é o acoplamento “*End Fire*” [24]-[25], onde o feixe é focalizado para a extremidade do guia de onda. Este sistema de acoplamento é indicado quando a extremidade do guia de onda é acessível opticamente, e se existe habilidade para focalizar e posicionar um feixe externo. Infelizmente, isto freqüentemente não é o caso. Por esta razão, acoplamento com rede de difração de Bragg ou prisma tem sido usado para efetuar o acoplamento na entrada e na saída do guia de onda. Acopladores baseados em redes de difração de Bragg são particularmente fáceis de usar, mas requerem métodos de fabricação mais complexos [6]-[7].

Neste contexto, é proposta a investigação de estruturas planares multicamadas excitadas por prismas como mostra a FIGURA 1.2. A grande vantagem do esquema de acoplamento com prisma está no fato de que os problemas inerentes de acoplamentos tipo “*End Fire*” são eliminados. Este esquema apresenta ainda a vantagem de ser recíproco, ou seja, a mesma configuração utilizada para excitar o guia de onda na entrada pode ser utilizada para extrair a luz na saída [6]-[7], [32]. Neste acoplamento, o prisma é localizado sobre o guia de onda e é separado dele por um pequeno *gap* de ar, FIGURA 2.4. Um feixe óptico entra no prisma e ao incidir em sua base é totalmente refletido. Por causa da reflexão total, o campo no prisma

forma um padrão fixo de onda que decai exponencialmente abaixo da base do prisma. A parte do campo que se estende abaixo da base do prisma, campo evanescente, penetra dentro do guia e excita uma onda de luz dentro do mesmo. Este processo de acoplamento é chamado de tunelamento óptico.

FIGURA 2.4: Um prisma com índice n_p é localizado a uma pequena distância acima do guia 1. Um feixe óptico entra no prisma e ao incidir em sua base sofre reflexão total formando um padrão fixo de onda. As distribuições de campo no prisma e no guia de onda mostra que seus campos evanescentes sobrepõe-se na região do gap. O vetor $\vec{F}$ representa o feixe incidente na base do prisma, $\vec{F}_x$ é a componente de $\vec{F}$ na direção x e $\vec{F}_z$ ($\vec{F}_z = k_0 n_p \sin \theta$) é a componente de $\vec{F}$ na direção de propagação z.

O forte acoplamento da luz dentro do filme ocorre apenas quando a componente longitudinal da onda de luz incidente na base do prisma, $k_0 n_p \sin \theta$, for igual à constante de propagação, β_m , de um dos modos guiados ($m = 0, 1, 2, \dots$). Onde k_0 é a constante de propagação no espaço livre, n_p é o índice de refração do prisma e θ é o ângulo de incidência da onda de luz na base do prisma. A condição acima, ou seja,

$$\beta_m = k_0 n_p \sin \theta \quad (2.3)$$

é chamada de condição de casamento de fase. É portanto, possível excitar seletivamente qualquer um dos modos guiados pela simples variação de α .

2.5 Fotodetector MSM

O componente final do dispositivo investigado é um fotodetector, dispositivo que converte o sinal óptico em sinal elétrico a ser processado. Todos os fotodetektors podem ser caracterizados em termos da eficiência quântica, responsividade e sensibilidade. A eficiência quântica (η) determina quão eficientemente o dispositivo converte fótons em elétrons de condução. Para um dispositivo ideal, sem ganho óptico, a eficiência quântica se aproxima do valor unitário.

$$\eta = \frac{\text{elétrons gerados}}{\text{fótons incidentes}}, \text{ onde } 0 < \eta < 1 \quad (2.4)$$

Por outro lado, do ponto de vista experimental, o parâmetro mais importante é a responsividade ($\mathfrak{R}$), que representa o quanto de fotocorrente (I) é gerada pela potência óptica total (P) que incide na área de detecção.

$$\mathfrak{R} = \frac{I}{P} \text{ [A/W]} \quad (2.5)$$

A sensibilidade do fotodetector é descrita em termos da mínima potência incidente necessária para que aconteça uma relação sinal ruído aceitável. Isto é, a partir de um determinado valor de potência óptica, pode-se distinguir adequadamente o sinal detectado do ruído do detector. Vale mencionar que este ruído é essencialmente chamado de “corrente de escuro”, isto é, a corrente produzida pelo fotodetector mesmo na ausência de iluminação.

Como descrito anteriormente, este projeto prevê a integração do sensor com um fotodetector tipo MSM, FIGURA 2.2. O MSM (Metal-Semicondutor-Metal) é um dispositivo planar que consiste basicamente de dois contatos metálicos do tipo Schottky dispostos sobre o material semicondutor na forma de dedos interdigitais dispostos alternadamente como mostra as figuras 2.5 e 2.7.

FIGURA 2.5: Estrutura simplificada e foto do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de Si. Largura de dedos de $5\ \mu\text{m}$ e espaçamento de $12,5\ \mu\text{m}$.

Este arranjo permite o aumento da área efetiva de absorção sem que haja considerável aumento da capacitância intrínseca e da distância a ser percorrida pelos portadores gerados, possibilitando o aumento na velocidade de resposta do dispositivo. As maiores vantagens do MSM em relação aos outros fotodetectors são: a simplicidade de fabricação, baixo ruído, baixa capacitância e compatibilidade com circuitos integrados [34].

Com o objetivo de testar sua eficiência, um fotodetector MSM com uma área ativa de $9400\ \mu\text{m}^2$, largura dos dedos de $5\ \mu\text{m}$ e espaçamento de $12,5\ \mu\text{m}$, foi fabricado sobre um substrato de Si como mostra a FIGURA 2.5. A fotocorrente medida em função da tensão de polarização para um laser com potência óptica de $185\ \mu\text{W}$ é mostrada na FIGURA 2.6. A melhor resposta para o MSM ocorreu para uma tensão de polarização de $1\ \text{V}$. Neste ponto, a corrente de escuro é $129\ \text{nA}$ enquanto que a fotocorrente é de $0,248\ \text{mA}$, correspondendo a um ganho de 3 ordens de magnitude. Estes resultados indicam que esta estrutura MSM é extremamente sensível e, portanto, perfeitamente capaz de detectar a luz proveniente do guia 2.

FIGURA 2.6: Fotocorrente versus tensão de polarização para um fotodetector MSM apresentando largura de dedos de 5 μm e espaçamento de 12,5 μm .

Foi também fabricado um fotodetector MSM sobre um substrato de GaAs, mostrado na FIGURA 2.7. Sua área ativa é de 2500 μm^2 , com largura dos dedos e espaçamento de 4 μm . A fotocorrente medida em função da tensão de polarização para um laser com potência óptica de 1 mW é mostrada na FIGURA 2.8. A melhor resposta para o MSM ocorreu para uma tensão de polarização de 15 V. Neste ponto, a corrente de escuro é 0,5 nA enquanto que a fotocorrente é de 0,5 mA. Estes resultados indicam que esta estrutura MSM é extremamente sensível e, portanto, perfeitamente capaz de detectar a luz proveniente do guia 2.

FIGURA 2.7: Estrutura simplificada e foto do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de GaAs. Largura de dedos e espaçamento de 4 μm .

FIGURA 2.8: Fotocorrente versus tensão de polarização para um fotodetector MSM apresentando largura de dedos e espaçamento de $4 \mu\text{m}$.

Comparando os resultados do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de GaAs, FIGURA 2.6, com os do fotodetector MSM fabricado sobre substrato de Si, FIGURA 2.8, pode-se observar que a corrente de escuro no GaAs é bem menor o que o tornaria mais atraente para o dispositivo investigado se não fosse pelo fato de que uma *wafer* de GaAs custa cerca de 3 vezes mais do que uma de Si. Este foi o principal motivo para a escolha do substrato de Si. Em ambos os fotodetetores o metal escolhido foi o alumínio. Porém o fotodetector MSM fabricado sobre substrato de Si não apresentou um contato Schottky suficiente para resistir a tensões de polarização superiores a 1 V. Uma alternativa para contornar este problema seria trocar o alumínio por platina, pois esta tem um maior potencial de trabalho tornando maior a barreira de contato.

Capítulo 3

Resultados numéricos

3.1 Introdução

Antes de proceder com a fabricação propriamente dita dos dispositivos, torna-se necessário realizar um estudo da influência dos parâmetros que compõem a estrutura da FIGURA 2.2 nos resultados esperados. A este estudo será dado o nome de análise de sensibilidade. O que se espera com isso é permitir um maior grau de flexibilidade no processo de fabricação, uma vez que as espessuras sugeridas pelas simulações dificilmente são obtidas com a mesma precisão durante o processo de fabricação. Assim, os próximos resultados mostrarão o quanto cada um dos parâmetros poderão influir no desempenho final do dispositivo em função de possíveis variações durante o processo de fabricação dos sensores. As estruturas a seguir foram simuladas tomando como base os polímeros NOA 71 ($n=1,56$) e NOA 68 ($n=1,54$) da Norland Products [44], oxinitreto de silício (com $n=1,593$ e com $n=1,473$) e nitreto de silício ($n=1,871$). Os valores usados para o oxinitreto de silício e para o nitreto de silício foram os obtidos experimentalmente na UNICAMP pelo aluno de mestrado Keops Roger Michelotto Koto, que está pesquisando o processo de fabricação do dispositivo proposto. A iniciativa de simulação de estruturas baseadas em oxinitreto de silício decorreu das dificuldades encontradas na fabricação de camadas de polímeros suficientemente finas.

Um fator crucial na fabricação da estrutura multicamada da FIGURA 2.2 consiste na espessura do guia 2, ou seja, t_4 . A espessura desta camada tem de ser cuidadosamente escolhida de modo a garantir um bom confinamento modal (preservando a característica monomodo) além de permitir uma rápida transferência

para o fotodetector MSM. Adicionalmente, torna-se extremamente necessário uma maior flexibilidade quanto a possíveis variações na sua espessura durante o processo de fabricação.

A estrutura multicamadas foi proposta para guiar apenas o modo TE_0 (Elétrico Transversal), ou seja, para ser um guia de onda monomodo quando os guias 1 e 2 são considerados isolados. Esta estrutura será excitada por um laser de He-Ne com comprimento de onda de 632,8 nm. Por se tratar de um acoplador direcional, a estrutura pode ser dividida em dois guias de ondas isolados, sendo o guia de onda superior, FIGURA 3.1(a), formado pelas camadas n_1 , n_2 e n_3 e o guia de onda inferior, FIGURA 3.1(b), formado pelas camadas n_3 , n_4 , n_{5a} , n_{5b} , n_{5c} e n_6 . A análise de sensibilidade da estrutura será feita nas próximas seções. Inicialmente será otimizado o guia de onda inferior (guia de onda que está mais sujeito ao *leakage*) por meio da Técnica da Matriz de Transferência (TMT). Esta técnica permite obter a magnitude das perdas por *leakage* que são representadas pela parte imaginária da constante de propagação complexa do modo. Além de permitir obter as constantes de propagação de cada guia ela também permite obter as respectivas distribuições de campo. Em seguida estas informações serão utilizadas na Teoria de Modos Acoplados (TMA) para que o mecanismo de transferência de energia entre os dois guias seja investigado, otimizando desta forma o guia de onda superior. Esta técnica porém não permite dizer quando a energia do guia 2 irá se extinguir ao chegar na região do fotodetector MSM. Para isso optou-se pelo Método da Propagação de Feixe de Ângulo Largo formulado em Diferenças Finitas (WA-FD-BPM).

(a)

FIGURA 3.1: Por se tratar de um acoplador direcional, a estrutura pode ser dividida em dois guias de ondas isolados. (a) guia de onda superior formado pelas camadas n_1 , n_2 e n_3 ; (b) guia de onda inferior formado pelas camadas n_3 , n_4 , n_{5a} , n_{5b} , n_{5c} e n_6 . Observe que o guia de onda que está mais sujeito ao *leakage* ainda é o guia em (b).

3.2 Análise de sensibilidade para a estrutura utilizando uma configuração ARROW

Como explicado anteriormente, a utilização de uma camada guiante baseada nos polímeros NOA 71 ($n_4=1,56$) ou em oxinitreto de silício ($n_4=1,593$) sobre substratos semicondutores resulta em uma perda por *leakage* caracterizada pela fuga de potência óptica do guia de onda para o substrato de Silício ($n_6=3,87-i0,02$), que pode simplesmente inviabilizar a utilização do sensor. A fim de analisar o comportamento da perda por *leakage*, dividiu-se a estrutura inferior do sensor (guia de onda que está mais sujeito ao *leakage*) em duas regiões: região de acoplamento L_π , FIGURA 3.2(a), e região de detecção L_{MSM} , FIGURA 3.2(b). Deste modo, pode-se encontrar uma forma de minimizar a perda por *leakage* para o substrato durante o comprimento de acoplamento L_π e uma forma de maximizar a absorção de potência óptica pelo fotodetector MSM na região L_{MSM} .

FIGURA 3.2: Corte longitudinal da estrutura inferior do sensor. As espessuras para as camadas n_3 e n_6 são supostas infinitas. (a) região de acoplamento L_π ; (b) região de detecção L_{MSM} .

3.2.1 Otimização da região de acoplamento L_π

A perda por *leakage* na região de acoplamento L_π pode ser contornada com a utilização de uma configuração ARROW. Esta configuração inclui uma camada muito fina de material de alto índice de refração (camada espelho) entre duas cascas, separando o guia 2 do substrato de Silício como mostra a FIGURA 3.2(a). O *leakage* em função da espessura da camada espelho (t_{5b}) é mostrado nas figuras 3.3(a)-(b) para estruturas baseadas em polímeros Norland. Nestas figuras, o índice de refração da camada espelho, n_{5b} , e a espessura do guia 2, t_4 , são tomados como parâmetros. Dois materiais foram escolhidos para a constituir a camada espelho, o nitreto de silício ($n=1,871$) e o Silício ($n=3,87$), permitindo analisar a influência desta camada em relação às perdas por *leakage*. Três valores distintos para t_4 são considerados em todos os casos, ou seja, $t_4 = 1,0 \mu\text{m}$, $t_4 = 1,1 \mu\text{m}$ e $t_4 = 1,2 \mu\text{m}$ (espessura máxima para que o guia 2 ainda permaneça monomodo). As espessuras t_{5a} e t_{5c} devem ser escolhidas de forma cuidadosa já que elas afetam a região MSM. O ideal é que elas sejam o menor possível de modo a aumentar a eficiência de acoplamento com o fotodetector. Porém, isso inviabilizaria a estrutura na região de acoplamento L_π em virtude das elevadas perdas por *leakage*. A escolha de $t_{5a} = t_{5c} = 0,6 \mu\text{m}$ foi motivada também por limitações no processo de fabricação das mesmas, uma vez que

espessuras menores utilizando polímeros são de difícil realização. Os parâmetros utilizados nesta simulação são listados na TABELA 3.1.

Como esperado, o guia de onda ARROW comporta-se como um ressonador Fabry-Perot, na qual o campo óptico propagante pode ser confinado na camada guiante pela alta refletividade do espelho formado entre as camadas n_{5a} , n_{5b} e n_{5c} escolhendo espessuras da camada espelho que coincida com os vales anti-ressonantes, pontos de mínimos. O campo óptico propagante pode ser também conduzido para o substrato escolhendo espessuras da camada espelho que coincida com os picos de ressonância, pontos de máximos. As reflexões desta natureza são designadas por reflexões ressonantes. E as reflexões compostas por espessuras da camada espelho que não satisfazem a condição de ressonância são designadas por reflexões anti-ressonantes. Quanto mais n_{5b} se aproxima do índice de refração das camadas n_{5a} e n_{5c} , maior o *leakage* para o substrato. Isto se explica pela diminuição da refletividade do espelho formado entre essas três camadas. E quanto maior a refletividade, maior o número de picos ressonantes. Analisando os resultados obtidos observa-se que o *leakage* diminui com o aumento da espessura do guia 2. Isto deve-se ao fato que quanto maior a espessura do guia 2 maior será o confinamento do campo óptico neste guia, reduzindo sua interação com o substrato. Outro ponto interessante com respeito a esses resultados refere-se à espessura da camada n_{5b} , ou seja, t_{5b} . Observe nas figuras 3.3(a)-(b) que os mínimos para cada situação ocorrem em diferentes pontos ao longo do eixo horizontal. Isso permite que camadas mais espessas, que produzam perdas com a mesma magnitude, sejam escolhidas, simplificando o processo de fabricação. Observe também que a camada de espelho utilizando Silício (Si), FIGURA 3.3(b), apresentam-se como a melhor solução para constituir esta camada, pois as perdas por *leakage* nos vales anti-ressonantes, pontos de mínimos, são bem menores do que as perdas por *leakage* utilizando nitreto de silício (Si_3N_4), FIGURA 3.3(a), e as perdas por *leakage* nos picos de ressonância, pontos de máximos, são da mesma ordem de grandeza. Entretanto, esta hipótese foi descartada pois não estava disponível para fabricação. Já que o nitreto de silício (Si_3N_4), $n=1,871$, era o único material disponível para fabricação, e pelo fato de ser depositado em temperatura ambiente, passou-se a utilizá-lo como solução para a camada de espelho. Escolhendo para região de acoplamento L_π uma espessura para a

camada espelho que coincida com os vales anti-ressonantes, pontos de mínimos, resulta em uma perda por *leakage* da ordem de 1 dB/cm.

(a)

(b)

FIGURA 3.3: Perdas por *leakage* em função da espessura t_{sb} para uma estrutura utilizando polímeros Norland NOA 68 e 71, a espessura do guia 2, t_4 , e o índice de refração da camada n_{sb} são tomados como parâmetros.

TABELA 3.1: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_π utilizando polímeros Norland.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>
t_3	NOA 68	1,540	∞
t_4	NOA 71	1,560	variável
t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6
t_{5b}	variável	variável	variável
t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

De maneira análoga, a FIGURA 3.4 ilustra o efeito da variação da espessura da camada espelho, t_{5b} , no *leakage* para o substrato semiconductor para estruturas baseadas em oxinitreto de silício. Estas estruturas foram otimizadas considerando que a camada de separação fosse baseada nos polímeros NOA 68, porque seria necessário fazer várias etapas de deposição de oxinitreto de silício para atingir a espessura desta camada, o que provocaria um aumento na rugosidade do guia de onda. Estes resultados foram obtidos com $t_{5a} = t_{5c} = 0,4 \mu\text{m}$, e com a camada de espelho utilizando nitreto de silício, já que era o único material disponível para fabricação, e pelo fato de ser depositado em temperatura ambiente. Nesta figura, a espessura do guia 2, t_4 , é tomada como parâmetro. Três valores distintos para t_4 são considerados em todos os casos, sendo eles $t_4 = 0,7 \mu\text{m}$, $t_4 = 0,8 \mu\text{m}$ e $t_4 = 0,9 \mu\text{m}$ (espessura máxima para que o guia 2 ainda permaneça monomodo). A análise dos resultados também é feita de maneira análoga ao caso anterior. Os parâmetros utilizados nesta simulação são listados na TABELA 3.2.

FIGURA 3.4: Perdas por *leakage* em função da espessura t_{sb} para uma estrutura utilizando oxinitreto de silício, a espessura do guia 2, t_4 , é tomada como parâmetro.

TABELA 3.2: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_π utilizando oxinitreto de silício.

Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
t_3	NOA 68	1,540	∞
t_4	SiN_xO_y	1,593	variável
t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4
t_{5b}	Si_3N_4	1,871	variável
t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

Uma outra análise feita para a configuração ARROW foi o estudo do comportamento das perdas por *leakage* em função da espessura das cascas t_{5a} ou t_{5c} , supostas nesta análise como tendo a mesma espessura. Estes resultados foram obtidos para os polímeros Norland, FIGURA 3.5, com $t_4 = 1,0 \mu\text{m}$. Como pode ser observado, o aumento das espessuras t_{5a} e t_{5c} para um valor fixo de t_{5b} implica na redução das perdas por *leakage*. É importante lembrar que um aumento nestas espessuras também afetam a estrutura MSM, isolando ainda mais o guia 2 do fotodetector. Desta forma, a escolha das espessuras t_{5a} e t_{5c} devem ser feitas visando

não apenas o aspecto prático de sua obtenção, mas também a máxima eficiência possível de acoplamento no fotodetector. Os parâmetros utilizados nesta simulação são listados na TABELA 3.3.

FIGURA 3.5: Perdas por *leakage* em função da espessura das cascas da estrutura tipo ARROW ($t_{sa} = t_{sc}$), com $n_{sb}=1,871$, tendo a espessura t_{sb} como parâmetro. Estruturas utilizando polímeros Norland, com $t_4=1,0 \mu m$.

TABELA 3.3: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_π utilizando polímeros Norland.

Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
t_3	NOA 68	1,540	∞
t_4	NOA 71	1,560	1,0
t_{5a}	NOA 68	1,540	variável
t_{5b}	Si_3N_4	1,871	variável
t_{5c}	NOA 68	1,540	variável
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

De maneira análoga, a FIGURA 3.6 ilustra comportamento das perdas por *leakage* em função da espessura das cascas t_{5a} ou t_{5c} , supostas nesta análise como tendo a mesma espessura. Estes resultados foram obtidos para o oxinitreto de silício,

com $t_4 = 0,7 \mu\text{m}$. A análise dos resultados também é feita de maneira análoga ao caso anterior. Os parâmetros utilizados nesta simulação são listados na TABELA 3.4.

FIGURA 3.6: Perdas por *leakage* em função da espessura das cascas da estrutura tipo ARROW ($t_{sa} = t_{sc}$), com $n_{sb}=1,871$, tendo a espessura t_{sb} como parâmetro. Estruturas utilizando oxinitreto de silício, com $t_4=0,7 \mu\text{m}$.

TABELA 3.4: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_π utilizando oxinitreto de silício.

Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
t_3	NOA 68	1,540	∞
t_4	SiN_xO_y	1,593	0,7
t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	variável
t_{5b}	Si_3N_4	1,871	variável
t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	variável
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

Com base nestes resultados, escolheu-se para a região L_π três estruturas baseadas nos polímeros Norland e três estruturas baseadas em oxinitreto de silício, conforme TABELA 3.5. Estas estruturas correspondem às melhores soluções, ou seja, representam as menores perdas por *leakage* na região de acoplamento L_π . A

espessura da camada espelho, t_{5b} , foi escolhida de forma a coincidir com o primeiro ponto de mínimo para facilitar o processo de fabricação. Na próxima seção será otimizada a região L_{MSM} para cada estrutura da TABELA 3.5.

TABELA 3.5: Parâmetros físicos e geométricos da região de acoplamento L_{π} utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$.

<i>Estruturas</i>	<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>Leakage (dB/cm)</i>
<i>Estrutura 1</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	0,94
	t_4	NOA 71	1,560	1,0	
	t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6	
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,190	
	t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6	
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞	
<i>Estrutura 2</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	0,78
	t_4	NOA 71	1,560	1,1	
	t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6	
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,190	
	t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6	
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞	
<i>Estrutura 3</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	0,65
	t_4	NOA 71	1,560	1,2	
	t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6	
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,190	
	t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6	
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞	
<i>Estrutura 4</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	0,40
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,7	
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,254	
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞	
<i>Estrutura 5</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	0,29
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,8	
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,254	
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞	
<i>Estrutura 6</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	0,21
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,9	
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,254	
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞	

3.2.2 Otimização da região L_{MSM}

De posse das estruturas listadas na TABELA 3.5, correspondentes a região de acoplamento L_{π} , passou-se a otimizar a região L_{MSM} para cada uma delas. A princípio, foi analisada a hipótese de apenas remover a camada espelho da estrutura ARROW nesta região. Mas como pode ser observado na FIGURA 3.3(a), quando a camada espelho é removida, $t_{sb}=0$, o *leakage* seria da ordem de 6 dB/cm, necessitando desta forma um fotodetector MSM de tamanho elevado (29000 μm) para exaurir toda potência óptica do guia 2, conforme ilustra a FIGURA 3.7. Esta figura mostra a simulação feita com auxílio do Método da Propagação de Feixe de Ângulo Largo formulado em Diferenças Finitas (WA-FD-BPM) mostrando o efeito que a presença do MSM causa na luz proveniente do guia 2. Apenas as camadas n_3 a n_6 foram consideradas para verificar o tamanho necessário para um fotodetector MSM detectar toda a potência óptica confinada no guia 2. O campo inicial para esta simulação foi obtido através da Técnica da Matriz de Transferência (TMT) de onde foi também obtido o índice refração de referência, $n_0 = 1,5504$. Os parâmetros utilizados nesta simulação são listados na TABELA 3.6.

FIGURA 3.7: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM (1000 $\mu\text{m} < z < 30000 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland sem a camada espelho.

TABELA 3.6: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{MSM} utilizando polímeros Norland.

Camada	Índice de refração	Espessura (μm)	Lx (μm)	Δx (μm)	Lz (μm)	Δz (μm)	n_0
t_3	1,540	3,805	10	0,01	30000	1	1,5504
t_4	1,560	1,0					
t_{5a}	1,540	0,6					
$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,190					
$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,0					
t_{5c}	1,540	0,6					
t_6	3,87-i0,02	3,805					

Desta forma, foi necessário escolher a espessura da camada espelho, t_{5b} , de forma a coincidir com um dos picos de ressonância. E em seguida otimizou-se a região L_{MSM} , para as três estruturas baseadas nos polímeros Norland, conforme TABELA 3.5. A espessura da camada espelho, t_{5b} , foi escolhida de forma a coincidir com o primeiro pico de ressonância, para facilitar o processo de fabricação. As simulações feitas com auxílio do método WA-FD-BPM mostrando o efeito que a presença do MSM causa na luz proveniente do guia 2 para cada uma destas estruturas são ilustradas nas figuras 3.8-3.10. Observe que o comprimento do MSM não sofre variação de uma estrutura para outra, pois as perdas por *leakage* destas três estruturas são da mesma ordem de grandeza. Os parâmetros utilizados na simulação de cada estrutura são listados na TABELA 3.7.

Estrutura 1

FIGURA 3.8: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 1700 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. As pequenas oscilações entre 0 e $1000 \mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_{5b} .

Estrutura 2

FIGURA 3.9: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 1700 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. As pequenas oscilações entre 0 e $1000 \mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 .

FIGURA 3.10: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 1700 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. As pequenas oscilações entre 0 e $1000 \mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 .

TABELA 3.7: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{MSM} utilizando polímeros Norland.

Estruturas	Camada	Índice de refração	Espessura (μm)	Lx (μm)	Δx (μm)	Lz (μm)	Δz (μm)	n_0
Estrutura 1	t_3	1,540	3,805	10	0,01	1700	1	1,5504
	t_4	1,560	1,0					
	t_{5a}	1,540	0,6					
	$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,190					
	$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,039					
	t_{5c}	1,540	0,6					
	t_6	3,87-i0,02	3,805					
Estrutura 2	t_3	1,540	3,755	10	0,01	1700	1	1,5513
	t_4	1,560	1,1					
	t_{5a}	1,540	0,6					
	$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,190					
	$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,039					
	t_{5c}	1,540	0,6					
	t_6	3,87-i0,02	3,755					
Estrutura 3	t_3	1,540	3,705	10	0,01	1700	1	1,5521
	t_4	1,560	1,2					
	t_{5a}	1,540	0,6					
	$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,190					
	$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,039					
	t_{5c}	1,540	0,6					
	t_6	3,87-i0,02	3,705					

De maneira análoga, otimizou-se a região L_{MSM} , para as três estruturas baseadas em oxinitreto, conforme TABELA 3.5. A espessura da camada espelho, t_{5b} , foi escolhida de forma a coincidir com o primeiro pico de ressonância, para facilitar o processo de fabricação. As simulações feitas com auxílio do método WA-FD-BPM mostrando o efeito que a presença do MSM causa na luz proveniente do guia 2 para cada uma destas estruturas são ilustradas nas figuras 3.11-3.13. A análise dos resultados também é feita de maneira análoga ao caso anterior. Os parâmetros utilizados na simulação de cada estrutura são listados na TABELA 3.8.

Estrutura 4

FIGURA 3.11: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 1850 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. As pequenas oscilações entre 0 e $1000 \mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_{5b} .

Estrutura 5

FIGURA 3.12: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 1850 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. As pequenas oscilações entre 0 e $1000 \mu\text{m}$ ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 .

FIGURA 3.13: Simulação com WA-FD-BPM mostrando as perdas por *leakage* causada pela presença do MSM ($1000 \mu\text{m} < z < 1850 \mu\text{m}$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. As pequenas oscilações entre 0 e 1000 μm ao lado do pico mais elevado referem-se ao confinamento de campo na camada de n_5 .

TABELA 3.8: Parâmetros físicos e geométricos utilizados na otimização da região de acoplamento L_{MSM} utilizando oxinitreto de silício.

Estruturas	Camada	Índice de refração	Espessura (μm)	Lx (μm)	Δx (μm)	Lz (μm)	Δz (μm)	n_0
Estrutura 4	t_3	1,540	4,123	10	0,01	1850	1	1,5687
	t_4	1,593	0,7					
	t_{5a}	1,473	0,4					
	$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,254					
	$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,099					
	t_{5c}	1,473	0,4					
	t_6	3,87-i0,02	3,805					
Estrutura 5	t_3	1,540	4,073	10	0,01	1850	1	1,5723
	t_4	1,593	0,8					
	t_{5a}	1,473	0,4					
	$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,254					
	$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,099					
	t_{5c}	1,473	0,4					
	t_6	3,87-i0,02	3,755					
Estrutura 6	t_3	1,540	4,023	10	0,01	1850	1	1,5752
	t_4	1,593	0,9					
	t_{5a}	1,473	0,4					
	$t_{5b,L\pi}$	1,871	0,254					
	$t_{5b,LMSM}$	1,871	0,099					
	t_{5c}	1,473	0,4					
	t_6	3,87-i0,02	3,705					

Com base nestes resultados, escolheu-se para a região L_{MSM} três estruturas baseadas nos polímeros Norland e três estruturas baseadas em oxinitreto de silício, conforme TABELA 3.9. Estas estruturas correspondem às melhores soluções, ou seja, representam a máxima absorção de potência óptica pelo fotodetector MSM. A espessura da camada espelho, t_{5b} , foi escolhida de forma a coincidir com o primeiro pico de ressonância para facilitar o processo de fabricação.

TABELA 3.9: Parâmetros físicos e geométricos da região de detecção L_{MSM} utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu m$.

<i>Estruturas</i>	<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>Leakage (dB/cm)</i>	<i>L_{MSM} (μm)</i>
<i>Estrutura 1</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	161,07	700
	t_4	NOA 71	1,560	1,0		
	t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6		
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,039		
	t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6		
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞		
<i>Estrutura 2</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	159,09	700
	t_4	NOA 71	1,560	1,1		
	t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6		
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,039		
	t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6		
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞		
<i>Estrutura 3</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	156,45	700
	t_4	NOA 71	1,560	1,2		
	t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6		
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,039		
	t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6		
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞		
<i>Estrutura 4</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	135,76	850
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,7		
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4		
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,099		
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4		
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞		
<i>Estrutura 5</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	132,53	850
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,8		
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4		
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,099		
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4		
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞		
<i>Estrutura 6</i>	t_3	NOA 68	1,540	∞	130,69	850
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,9		
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4		
	t_{5b}	Si_3N_4	1,871	0,099		
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4		
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞		

Com base nos resultados para as duas regiões da estrutura inferior do sensor, chegou-se à estrutura ilustrada na FIGURA 3.14. Esta estrutura foi obtida com base nos parâmetros ótimos listados nas tabelas 3.5 e 3.9 para as duas regiões de interesse. O passo seguinte é determinar, através da TMA (Teoria de Modos Acoplados), a espessura do guia 1, t_2 , e da separação entre os guias, t_3 , para cada estrutura do guia

de onda inferior de modo que, após uma distância L_π (na direção de propagação, z), toda a luz do guia 1 seja acoplada, por campo evanescente, ao guia 2. Isto ocorre quando há um casamento de fase entre a constante de propagação, β_T , do guia 1 e a constante de propagação, β_B , do guia 2. Na medida em que o índice de refração da amostra aumenta, a condição de transferência de energia entre os guias é afetada e a diferença em potência óptica resultante pode ser medida por um fotodetector colocado na saída. O comprimento de acoplamento, L_π , para que a transferência seja maximizada, foi fixada em 2 cm. Este estudo foi então dividido de acordo com a aplicação a que o dispositivo sensor estaria voltado, ou seja: sensor de glicose em uma solução aquosa e sensor de concentração de querosene na gasolina. A próxima seção faz um estudo da aplicação desta estrutura com um sensor de glicose em uma solução aquosa.

FIGURA 3.14: Corte longitudinal da estrutura inferior do sensor. As espessuras para as camadas n_3 e n_6 são supostas infinitas. Estrutura multicamadas utilizando configuração ARROW tanto na região de acoplamento L_π quanto na região de detecção, L_{MSM} . A camada espelho é constituída de nitreto de silício.

3.2.3 Aplicação como sensor de glicose em uma solução aquosa

Existe atualmente milhões de pessoas no mundo que são diabéticos, e que não tem condições econômicas de possuir um aparelho para medir diariamente a concentração de glicose no sangue. Por isso, é cada vez maior a busca por dispositivos sensores para esta aplicação que sejam baratos, pequenos, com alta sensibilidade e que não influenciem nas propriedades da amostra. Desta forma, é proposto neste trabalho um sensor de glicose em uma solução aquosa que pode ser futuramente adaptado para medir a concentração de glicose no sangue. O que tornaria este dispositivo um aliado importante em análises clínicas para o diagnóstico de várias desordens metabólicas, monitoramento de pacientes em UTI, além do controle de pacientes diabéticos, cuja faixa de variação de glicose está entre 0,1% e 0,3% [20]. Sensores de concentração de glicose em uma solução aquosa, apresentam uma variação de índice de refração muito pequena ($1,4 \times 10^{-3}$) na faixa de 0% a 1% de glicose [20]-[21]. A diferença máxima de potência entre os dois extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa, isto é 1,333 (0%) e 1,3344 (1%) encontrada na literatura foi de 10 % [20]. A estrutura neste caso era um interferômetro Mach-Zehnder integrado. Portanto, o que se pretende neste trabalho é encontrar um dispositivo que possibilite uma melhor sensibilidade.

Para que este sensor seja projetado, tudo o que se precisa é otimizar o guia de onda superior (já que o guia inferior é tomado como base para todos os sensores). Assim, o próximo parâmetro a ser otimizado é a espessura do guia 1, t_2 . Por se tratar de um acoplador direcional, a máxima transferência de energia entre os guias 1 e 2 só ocorrerá quando a constante de propagação do guia 1, β_T , for igual à constante de propagação do guia 2, β_B . Como a espessura do guia 2 já é conhecida, tudo o que se precisa fazer é encontrar a espessura do guia 1 que produza o valor de constante de propagação desejado. Isto pode ser feito trivialmente com método de solução de guia de onda de 3 camadas. Um outro parâmetro a ser otimizado é a separação entre os guias de onda, t_3 , que controla o nível da interação entre os modos dos dois guias de onda. Para isso, a potência no guia 2 na região de acoplamento L_π é calculada para os dois extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa, isto é 1,333 e 1,3344. A diferença de potência em função da separação para diferentes espessuras

do guia 2 ($t_4=1,0 \mu\text{m}$, $t_4=1,1 \mu\text{m}$ e $t_4=1,2 \mu\text{m}$) para estruturas baseadas nos polímeros Norland são mostradas nas figuras 3.15(a)-(c). A seqüência de pequenos picos à esquerda vem do fato de que o comprimento de acoplamento para a respectiva separação entre os guias é menor do que 2 cm, o que causa uma grande variação no mecanismo de transferência. Com o aumento da separação além do pico, ponto ótimo, a diferença diminui rapidamente indicando que a maior parte da energia permanece no guia 1. Os valores ótimos do guia 1, t_2 , e da camada de separação, t_3 , para cada uma das estruturas baseadas nos polímeros Norland são listados na TABELA 3.10. Estes valores correspondem a máxima diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π , ou seja, $L_\pi=2 \text{ cm}$, para os dois extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa, isto é 1,333 (P_{max}) e 1,3344 (P_{min}).

(a)

(b)

(c)

FIGURA 3.15: Diferença de potência entre os extremos do índice de refração da amostra de sangue ($n_{\text{min}}=1,333$, $n_{\text{max}}=1,3344$) em função da separação, t_3 , para uma estrutura baseada em polímeros Norland.

TABELA 3.10: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas nos polímeros Norland.

<i>Estruturas</i>	<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>($P_{\text{max}}-P_{\text{min}}$) (%)</i>
<i>Estrutura 1</i>	t_2	NOA 71	1,560	1,2590	21,52
	t_3	NOA 68	1,540	3,668	
<i>Estrutura 2</i>	t_2	NOA 71	1,560	1,3576	18,76
	t_3	NOA 68	1,540	3,464	
<i>Estrutura 3</i>	t_2	NOA 71	1,560	1,4565	16,37
	t_3	NOA 68	1,540	3,296	

A maior sensibilidade, FIGURA 3.15(a), corresponde à estrutura listada na TABELA 3.11 e ilustrada na FIGURA 3.16. Para esta estrutura foi obtida uma diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π , 21,52 % (para os dois extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa, ou seja 1,333 e 1,3344). Observe que esta diferença de potência é cerca de 2 vezes maior que a obtida pelo interferômetro Mach-Zehnder integrado. A potência de saída no guia 2 para esta estrutura é mostrada em função do índice de refração da amostra de solução aquosa é mostrada na FIGURA 3.17.

TABELA 3.11: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>($P_{\text{max}}-P_{\text{min}}$) (%)</i>
t_1	<i>Amostra de solução aquosa</i>	1,333 a 1,3344	∞	21,52
t_2	NOA 71	1,560	1,2590	
t_3	NOA 68	1,540	3,668	
t_4	NOA 71	1,560	1,0	
t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6	
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,190	
$t_{5b,LMSM}$	Si_3N_4	1,871	0,039	
t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6	
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

FIGURA 3.16: Corte longitudinal do acoplador. As espessuras para as camadas n_1 e n_6 são supostas infinitas. Estrutura multicamadas utilizando configuração ARROW tanto na região de acoplamento L_x quanto na região de detecção, L_{MSM} . A camada espelho é constituída de nitreto de silício.

FIGURA 3.17: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra de sangue ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$), para uma estrutura baseada nos polímeros Norland, listada na TABELA 3.11.

De maneira análoga, as figuras 3.18(a)-(c) ilustram a diferença de potência em função da separação entre os guias de onda para diferentes espessuras do guia 2 ($t_4=0,7 \mu\text{m}$, $t_4=0,8 \mu\text{m}$ e $t_4=0,9 \mu\text{m}$) para estruturas baseadas em oxinitreto de silício. Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada uma das estruturas baseadas em oxinitreto de silício são listados na TABELA 3.12. Estes valores correspondem à máxima diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π para os dois extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa, isto é 1,333 (P_{max}) e 1,3344 (P_{min}). A análise dos resultados também é feita de maneira análoga ao caso anterior.

(a)

(b)

(c)

FIGURA 3.18: Diferença de potência entre os extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$) em função da separação, t_3 , para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício.

TABELA 3.12: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas em oxinitreto de silício.

<i>Estruturas</i>	<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>(Pmax-Pmin) (%)</i>
<i>Estrutura 1</i>	t_2	SiN_xO_y	1,593	0,7529	65,10
	t_3	NOA 68	1,540	2,524	
<i>Estrutura 2</i>	t_2	SiN_xO_y	1,593	0,8523	54,57
	t_3	NOA 68	1,540	2,318	
<i>Estrutura 3</i>	t_2	SiN_xO_y	1,593	0,9519	44,69
	t_3	NOA 68	1,540	2,168	

A estrutura que apresentou a maior sensibilidade, FIGURA 3.18(a), é listada na TABELA 3.13. A geometria longitudinal neste caso é a mesma ilustrada na FIGURA 3.16, mas a diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π para os dois extremos do índice de refração da solução aquosa é de 65,10 %. Observe que esta diferença de potência é cerca de 6 vezes maior que a obtida pelo interferômetro Mach-Zehnder integrado. A potência de saída no guia 2 para esta estrutura é mostrada em função do índice de refração da solução aquosa na FIGURA 3.19 (lembre que o índice de refração varia com a concentração de glicose).

TABELA 3.13: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>(Pmax-Pmin) (%)</i>
t_1	<i>Amostra de solução aquosa</i>	1,333 a 1,3344	∞	65,10
t_2	SiN_xO_y	1,593	0,7529	
t_3	NOA 68	1,540	2,524	
t_4	SiN_xO_y	1,593	0,7	
t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,254	
$t_{5b,LMSM}$	Si_3N_4	1,871	0,099	
t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

FIGURA 3.19: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra de sangue ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$), para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício, listada na TABELA 3.13.

Comparando os resultados das estruturas baseadas nos polímeros Norland e em oxinitreto de silício, ambas com a camada de separação constituída por polímeros Norland, pode-se dizer que as estruturas que utilizam oxinitreto de silício são as mais indicadas como sensor de glicose em uma solução aquosa, pois apresentam diferenças de potência maiores. Mas é importante ressaltar que as duas estruturas otimizadas apresentaram uma diferença de potência entre os dois extremos do índice de refração da amostra de solução aquosa ($n_{\min}=1,333$, $n_{\max}=1,3344$) maior do que o sensor Mach-Zhender. Na próxima seção será feito um estudo com as estruturas listadas nas tabelas 3.5 e 3.9, similar ao realizado com o sensor de glicose, aplicadas desta vez como sensor de concentração de querosene na gasolina.

3.2.4 Aplicação como sensor de concentração de querosene na gasolina

A adulteração de produtos derivados do petróleo, especialmente a gasolina, é um sério problema. A gasolina geralmente é adulterada por solventes que possuem preços bem inferiores e de fácil aquisição. Esta prática inescrupulosa, além de provocar um pior desempenho dos motores, também causa um aumento na emissão de gases poluentes por veículos automotores que utilizam a gasolina como combustível. Contudo, dados da variação do índice de refração da gasolina em função da adição de solventes não são facilmente encontrados. Sendo assim, optou-se por analisar a adulteração da gasolina por querosene, um fenômeno que ocorre particularmente no Sudeste da Ásia [45]. Nestes países o querosene é subsidiado e de fácil disponibilidade, o que o torna o principal produto utilizado na adulteração da gasolina. A gasolina adulterada por querosene apresenta uma variação no índice de refração na faixa de 1,419 (sem adulteração) a 1,433 (com 50% de querosene). O que se pretende neste trabalho é encontrar um dispositivo que possibilite constatar a presença de querosene na gasolina, sem se preocupar muito com a quantificação da adulteração.

O comportamento do sensor atuando como um sensor de concentração de querosene na gasolina pode ser observado através dos resultados mostrados nas figuras 3.20-3.21 para a estrutura baseada nos polímeros Norland. Os resultados da FIGURA 3.20 ilustram a potência de saída no guia 2 em função do índice de refração da gasolina utilizando a Estrutura 1 listada na TABELA 3.5. Esta estrutura foi escolhida por apresentar um menor confinamento de campo, o que implica em uma maior interação do campo óptico do guia 1 com a amostra de gasolina. A otimização da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura de separação entre os guias, t_3 , foi feita de maneira análoga ao que foi feito para o sensor de glicose, e seus valores ótimos são listados na TABELA 3.14. Estes valores correspondem à máxima diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento $L_\pi=2$ cm, para os dois extremos do índice de refração da amostra de gasolina, isto é 1,419 (P_{max}) e 1,433 (P_{min}). Observe que na FIGURA 3.20 variações na concentração de querosene na gasolina produzem uma variação muito brusca na taxa de transferência de energia entre os

guias 1 e 2. Com isso, a faixa dinâmica deste sensor fica reduzida a $\Delta n=0,003$, muito abaixo da faixa de variação do índice de refração da gasolina adulterada por querosene ($\Delta n=0,014$).

FIGURA 3.20: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra, sem a camada de cobertura para uma estrutura baseada nos polímeros Norland.

TABELA 3.14: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas nos polímeros Norland.

Estrutura	Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)	Δn	($P_{max}-P_{min}$) (%)
Estrutura 1	t_2	NOA 71	1,560	1,2260	0,003	82,00
	t_3	NOA 68	1,540	3,704		

A faixa dinâmica pode ser melhorada diminuindo a interação do campo do guia 1 com a amostra de gasolina. Isso pode ser facilmente conseguido introduzindo-se uma camada de isolamento entre o guia 1 e a amostra. Esta camada de isolamento foi denominada de camada de cobertura. Nas estruturas baseadas nos polímeros Norland utiliza-se nesta camada o polímero NOA 68 ($n=1,54$). Diferentes

espessuras da camada de cobertura foram testadas até que se encontrasse um valor capaz de medir toda a faixa de variação do índice de refração da gasolina adulterada com querosene (1,419 a 1,433) com a maior diferença de potência possível no final da região de acoplamento L_π . A FIGURA 3.21 ilustra a potência de saída no guia 2 em função do índice de refração da amostra para a Estrutura 1, listada na TABELA 3.5. Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada espessura da camada de cobertura são listados na TABELA 3.15.

FIGURA 3.21: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em polímeros Norland. A espessura da camada de cobertura, t_{cob} , é tomada como parâmetro.

TABELA 3.15: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada espessura da camada de cobertura (estruturas baseadas nos polímeros Norland).

<i>Estrutura</i>	<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>
<i>Estrutura 1</i>	t_{cob}	NOA 68	1,540	0,100
	t_2	NOA 71	1,560	1,1490
	t_3	NOA 68	1,540	3,700
<i>Estrutura 1</i>	t_{cob}	NOA 68	1,540	0,200
	t_2	NOA 71	1,560	1,0894
	t_3	NOA 68	1,540	3,708
<i>Estrutura 1</i>	t_{cob}	NOA 68	1,540	0,600
	t_2	NOA 71	1,560	0,9747
	t_3	NOA 68	1,540	3,664

Observe que a utilização da camada de cobertura possibilita uma maior faixa dinâmica do índice de refração da amostra em detrimento da sensibilidade do sensor. Desta forma, a melhor estrutura baseada em polímeros Norland capaz de medir toda a faixa de variação do índice de refração da gasolina adulterada com querosene (1,419 a 1,433) deve possuir uma espessura de camada de cobertura $t_{cob}=0,6 \mu\text{m}$. Esta estrutura apresenta uma diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π de 67,95 %, possibilitando constatar a presença de querosene na gasolina. A estrutura otimizada corresponde à estrutura listada na TABELA 3.16 e ilustrada na FIGURA 3.22.

TABELA 3.16: Parâmetros físicos e geométricos otimizados do sensor de concentração de querosene na gasolina utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>(Pmax-Pmin) (%)</i>
t_1	<i>Amostra de gasolina</i>	1,419 a 1,433	∞	67,95
t_{cob}	NOA 68	1,540	0,600	
t_2	NOA 71	1,560	0,9747	
t_3	NOA 68	1,540	3,664	
t_4	NOA 71	1,560	1,0	
t_{5a}	NOA 68	1,540	0,6	
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,190	
$t_{5b,LMSM}$	Si_3N_4	1,871	0,039	
t_{5c}	NOA 68	1,540	0,6	
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

FIGURA 3.22: Corte longitudinal do acoplador. As espessuras para as camadas n_1 e n_6 são supostas infinitas. Estrutura multicamadas utilizando configuração ARROW tanto na região de acoplamento L_π quanto na região de detecção, L_{MSM} . A camada espelho é constituída de nitreto de silício.

De maneira análoga, as figuras 3.23-3.24 ilustram o comportamento da estrutura baseada em oxinitreto de silício atuando como um sensor de concentração de querosene na gasolina. Os resultados da FIGURA 3.23 ilustram a potência de saída no guia 2 em função do índice de refração da gasolina utilizando a Estrutura 4 listada na TABELA 3.5. Como no caso anterior, esta estrutura foi escolhida por apresentar um menor confinamento de campo, o que implica em uma maior interação do campo do guia 1 com a amostra de gasolina. A otimização da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura de separação entre os guias, t_3 , foi feita de maneira análoga ao sensor de glicose, e seus valores ótimos são listados na TABELA 3.17. Estes valores correspondem à máxima diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π , ou seja, $L_\pi = 2$ cm, para os dois extremos do índice de refração da amostra de gasolina, isto é 1,419 (P_{max}) e 1,433 (P_{min}). Observe na FIGURA 3.23 que variações na concentração de querosene na gasolina também produzem uma variação muito brusca na taxa de transferência de energia entre os guias 1 e 2. Com

isso, a faixa dinâmica deste sensor fica reduzida a $\Delta n=0,001$, muito abaixo da faixa de variação do índice de refração da gasolina adulterada por querosene ($\Delta n=0,014$). A alternativa neste caso é reduzir um pouco a interação do campo óptico com a amostra de gasolina.

FIGURA 3.23: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra, sem a camada de cobertura para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício.

TABELA 3.17: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para as estruturas baseadas em oxinitreto de silício.

Estrutura	Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)	Δn	($P_{\text{max}}-P_{\text{min}}$) (%)
Estrutura 1	t_2	SiNxOy	1,593	0,7275	0,001	88,00
	t_3	NOA 68	1,540	2,534		

Sendo assim, foi necessário introduzir uma camada de cobertura de oxinitreto de silício com índice de refração de 1,473. Diferentes espessuras da camada de cobertura foram testadas até que se encontrasse um valor capaz de medir toda a faixa de variação do índice de refração da gasolina adulterada com querosene (1,419 a

1,433) com a maior diferença de potência possível no guia 2 no final da região de acoplamento L_π . A FIGURA 3.24 ilustra a potência de saída no guia 2 em função do índice de refração da amostra para a Estrutura 4, listada na TABELA 3.5. Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada espessura da camada de cobertura são listados na TABELA 3.18.

FIGURA 3.24: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. A espessura da camada de cobertura, t_{cob} , é tomada como parâmetro.

TABELA 3.18: Os valores ótimos da espessura do guia 1, t_2 , e da espessura da camada de separação, t_3 , para cada espessura da camada de cobertura (estruturas baseadas em oxinitreto de silício).

<i>Estrutura</i>	<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>
<i>Estrutura 1</i>	t_{cob}	<i>SiNxOy</i>	1,473	0,100
	t_2	<i>SiNxOy</i>	1,593	0,7084
	t_3	<i>NOA 68</i>	1,540	2,534
<i>Estrutura 1</i>	t_{cob}	<i>SiNxOy</i>	1,473	0,200
	t_2	<i>SiNxOy</i>	1,593	0,7014
	t_3	<i>NOA 68</i>	1,540	2,540
<i>Estrutura 1</i>	t_{cob}	<i>SiNxOy</i>	1,473	0,280
	t_2	<i>SiNxOy</i>	1,593	0,6995
	t_3	<i>NOA 68</i>	1,540	2,519

Mais uma vez observe que a utilização da camada de cobertura possibilita uma maior faixa dinâmica do índice de refração da amostra em detrimento da sensibilidade do sensor. Desta forma, a melhor estrutura baseada em oxinitreto de silício capaz de medir toda a faixa de variação do índice de refração da gasolina adulterada com querosene deve possuir uma espessura da camada de cobertura $t_{cob}=0,280 \mu\text{m}$. Esta estrutura apresenta uma diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π de 72,20 %, possibilitando constatar a presença de querosene na gasolina. A estrutura otimizada corresponde à estrutura listada na TABELA 3.19 e ilustrada na FIGURA 3.22.

TABELA 3.19: Parâmetros físicos e geométricos otimizados do sensor de concentração de querosene na gasolina utilizando uma configuração ARROW, para $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>	<i>(Pmax-Pmin) (%)</i>
t_1	<i>Amostra de gasolina</i>	$1,419 \text{ a } 1,433$	∞	72,20
t_{cob}	SiN_xO_y	1,473	0,280	
t_2	SiN_xO_y	1,593	0,6995	
t_3	NOA 68	1,54	2,519	
t_4	SiN_xO_y	1,593	0,7	
t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,254	
$t_{5b,LMSM}$	Si_3N_4	1,871	0,099	
t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,4	
t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞	

Comparando os resultados das estruturas baseadas nos polímeros Norland e em oxinitreto de silício, pode-se dizer que a utilização de uma camada de cobertura possibilita uma maior faixa dinâmica do índice de refração da amostra em detrimento da sensibilidade do sensor para uma mesma faixa de índice de refração da amostra. O dispositivo pode ser então otimizado de acordo com a sua aplicação. Pode-se observar que as estruturas baseadas em oxinitreto de silício possibilitam uma maior diferença de potência no guia 2 no final da região de acoplamento L_π em relação às estruturas baseados nos polímeros Norland para uma mesma variação do índice de refração da amostra. Mas é importante ressaltar que as duas estruturas otimizadas são perfeitamente capazes de constatar a presença de querosene na gasolina. Na próxima seção será feito um estudo de como pode ser contornado as imprecisões nas espessuras das camadas durante o processo de fabricação utilizando o efeito eletroóptico. Será somente analisado o sensor de glicose em uma solução aquosa. Entretanto, o mesmo raciocínio pode ser utilizado para o sensor de concentração de querosene na gasolina.

3.3 Sintonia do dispositivo otimizado pelo efeito eletroóptico

As espessuras das camadas do sensor de glicose estão sujeitas a variações durante o seu processo de fabricação que podem resultar em um descasamento de fase entre o guia 1 e o guia 2. Entretanto, o dispositivo pode ser sintonizado utilizando um material que apresenta propriedades eletroópticas para compor a camada denominada guia 1, n_2 . O efeito eletroóptico de primeira ordem (ou efeito Pockels [46] [46]) produz uma variação correspondente no índice de refração pela aplicação de um campo elétrico externo. A opção pela camada n_2 se deve ao fato desta não influenciar o comportamento das perdas por *leakage*.

A título de exemplo, considere que todas as camadas do dispositivo otimizado baseado nos polímeros Norland sejam fabricadas com espessuras 1 % menores, conforme listado na TABELA 3.20. Neste caso, sem tensão aplicada, os dois guias (guia 1 e guia 2) estão em descasamento de fase, o que resulta em uma alteração na condição de transferência de potência entre eles. Quando uma tensão é aplicada, ocorre uma variação no índice de refração do guia 1 via efeito eletroóptico. Assim, o campo aplicado pode ser ajustado de modo a restabelecer a condição de casamento de fase teórica entre os guias. A FIGURA 3.25 mostra a potência de saída no guia 2 em função do índice de refração da amostra de solução aquosa tomando como parâmetro o índice de refração do guia 1. Para $n_2=1,56$ a diferença de potência entre os dois extremos da faixa de variação do índice de refração da solução aquosa, isto é 1,333 (P_{max}) e 1,3344 (P_{min}), é de 8,67 %. Contudo, aumentando o índice de refração do guia 1, esta diferença de potência também aumenta. O valor ótimo obtido foi $n_2=1,560010$, o que resulta em uma diferença de potência de 21,19 %. Observe que este valor é bem próximo ao valor obtido com a estrutura otimizada (21,52%).

TABELA 3.20: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% menores utilizando uma configuração ARROW baseada nos polímeros Norland.

Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
t_1	Amostra de solução aquosa	1,333 a 1,3344	∞
t_2	NOA 71	variável	1,2464
t_3	NOA 68	1,540	3,631
t_4	NOA 71	1,560	0,990
t_{5a}	NOA 68	1,540	0,594
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,188
t_{5c}	NOA 68	1,540	0,594
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

FIGURA 3.25: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% menores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,560010$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 21,19 %, seu maior valor.

Comportamento semelhante ocorre caso se considere que todas as camadas do dispositivo otimizado baseado nos polímeros Norland sejam fabricadas com espessuras 1 % maiores, conforme listado na TABELA 3.21. Neste caso, o valor

ótimo obtido foi de $n_2=1,559989$, o que resulta em uma diferença de potência de 20,52 %, conforme ilustra a FIGURA 3.26. Observe que este valor também é bem próximo ao valor obtido com a estrutura otimizada (21,52 %). Porém, para que haja a mesma condição de transferência de potência da estrutura otimizada, é necessário reduzir o índice de refração do guia 1. Com base nestes resultados, pode-se dizer que é perfeitamente possível sintonizar o dispositivo otimizado mesmo que ocorram pequenas imprecisões durante o processo de fabricação. É recomendável que o material eletroóptico a ser utilizado na camada n_2 possua um índice de refração o mais próximo possível de 1,56. O nível de tensão a ser aplicado irá depender do coeficiente eletroóptico e da variação de índice de refração requerida.

TABELA 3.21: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% maiores utilizando uma configuração ARROW baseada nos polímeros Norland.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>
t_1	<i>Amostra de solução aquosa</i>	<i>1,333 a 1,3344</i>	∞
t_2	<i>NOA 71</i>	<i>variável</i>	<i>1,2716</i>
t_3	<i>NOA 68</i>	<i>1,540</i>	<i>3,705</i>
t_4	<i>NOA 71</i>	<i>1,560</i>	<i>1,010</i>
t_{5a}	<i>NOA 68</i>	<i>1,540</i>	<i>0,606</i>
$t_{5b,L\pi}$	<i>Si_3N_4</i>	<i>1,871</i>	<i>0,192</i>
t_{5c}	<i>NOA 68</i>	<i>1,540</i>	<i>0,606</i>
t_6	<i>Si</i>	<i>3,87-i0,02</i>	∞

FIGURA 3.26: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada nos polímeros Norland. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% maiores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,559989$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 20,52 %, seu maior valor.

De maneira análoga, a FIGURA 3.27 ilustra o comportamento do sensor de glicose em uma solução aquosa para a estrutura baseada em oxinitreto de silício. As espessuras de todas as camadas do dispositivo foram supostas como sendo 1% menores em relação aos seus valores ótimos, conforme listado na TABELA 3.22. A análise dos resultados também é feita de maneira análoga ao caso anterior. O valor ótimo obtido para o índice de refração do guia 1 foi $n_2=1,593014$, o que resulta em uma diferença de potência de 65,04%. Observe que este valor é bem próximo ao valor obtido com a estrutura otimizada (65,10%).

FIGURA 3.27: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% menores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,593014$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 65,04 %, seu maior valor.

TABELA 3.22: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% menores utilizando uma configuração ARROW baseada em oxinitreto de silício.

Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
t_1	Amostra de solução aquosa	1,333 a 1,3344	∞
t_2	SiN_xO_y	variável	0,7454
t_3	NOA 68	1,540	2,499
t_4	SiN_xO_y	1,593	0,693
t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,396
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,251
t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,396
t_6	Si	3,87-i0,02	∞

Comportamento semelhante ocorre caso se considere que todas as camadas do dispositivo otimizado sejam fabricadas com espessuras 1% maiores, conforme listado na TABELA 3.23. Neste caso, o valor ótimo obtido para o índice de refração

do guia 1 foi $n_2=1,592984$. Isto representa uma diferença de potência entre os guias 1 e 2 de 61,88%, conforme ilustra a FIGURA 3.28. Observe que este valor também é bem próximo ao valor obtido com a estrutura otimizada (65,10 %). Porém, para que haja a mesma condição de transferência de potência da estrutura otimizada foi necessário reduzir o índice de refração do guia 1. Com base nestes resultados, pode-se dizer que é perfeitamente possível sintonizar o dispositivo otimizado mesmo que ocorram pequenas imprecisões durante o processo de fabricação. É recomendável que o material eletroóptico a ser utilizado nesta camada, n_2 , possua um índice de refração o mais próximo possível de 1,593. No próximo capítulo será apresentado o arranjo experimental utilizado na caracterização dos guias de onda que foram fabricados na UNICAMP. O objetivo é verificar o guiamento de luz e quantificar as perdas por *leakage*.

TABELA 3.23: Parâmetros físicos e geométricos do sensor de glicose otimizado com espessuras 1% maiores utilizando uma configuração ARROW baseada em oxinitreto de silício.

<i>Camada</i>	<i>Material</i>	<i>Índice de refração</i>	<i>Espessura (μm)</i>
t_1	<i>Amostra de solução aquosa</i>	<i>1,333 a 1,3344</i>	∞
t_2	SiN_xO_y	<i>variável</i>	<i>0,7604</i>
t_3	<i>NOA 68</i>	<i>1,540</i>	<i>2,549</i>
t_4	SiN_xO_y	<i>1,593</i>	<i>0,707</i>
t_{5a}	SiN_xO_y	<i>1,473</i>	<i>0,404</i>
$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	<i>1,871</i>	<i>0,257</i>
t_{5c}	SiN_xO_y	<i>1,473</i>	<i>0,404</i>
t_6	<i>Si</i>	<i>3,87-i0,02</i>	∞

FIGURA 3.28: Potência óptica na saída do guia 2 em função do índice de refração da amostra para uma estrutura baseada em oxinitreto de silício. O índice de refração do guia 1, n_2 , é tomado como parâmetro. As espessuras de todas as camadas foram consideradas 1% maiores. Ajustando o índice de refração n_2 via efeito eletroóptico para $n_2=1,592984$ a diferença de potência no final do guia 2 passa a ser de 61,88 %, seu maior valor.

Capítulo 4

Resultados experimentais

4.1 Introdução

Uma vez concluídos os estudos sobre a influência dos parâmetros que compõem a estrutura dos sensores, foi iniciada a fabricação dos mesmos tomando como base os polímeros Norland, figuras 4.1(a)-(b). Toda a etapa de fabricação destes guias de onda foi efetuada no Laboratório de Pesquisa em Dispositivos e no Centro de Componentes Semicondutores da Universidade de Campinas, UNICAMP, pelo aluno de mestrado Keops Roger Michelotto Koto.

Uma vez que este trabalho representa uma nova abordagem na área de guias poliméricos multicamadas no Brasil, guias de onda bem simples (sem a camada espelho) foram fabricados com diversas espessuras a fim de verificar o guiamento da luz, quantificar a eficiência de acoplamento com os prismas, e medir as perdas de propagação em diferentes pontos ao longo do guia de onda. Isto foi feito através da fabricação de uma camada de isolamento suficientemente espessa de modo a isolar o guia 2 do substrato de Silício. Toda a etapa de caracterização dos guias de onda foi feita no Laboratório de Microondas e Óptica da Escola de Engenharia de São Carlos, EESC-USP.

(a)

(b)

FIGURA 4.1: Guias de ondas usados na caracterização experimental. (a) Fotografia dos guias de onda fabricados na UNICAMP; (b) Corte longitudinal do guia de onda inferior, sem a camada espelho. As espessuras para as camadas n_3 e n_6 são supostas infinitas.

Durante o processo de fabricação dos guias de onda baseados nos polímeros Norland, foi constatado que o polímero NOA 68 apresentava uma viscosidade muito alta. Como o processo de deposição é realizado por *Spinner*, isso impossibilita conseguir uma camada de espessura $0,6 \mu\text{m}$ (prevista nas simulações) mesmo com a rotação máxima, no caso 10500 rpm. Para solucionar este problema, o polímero NOA 68 foi diluído com acetona. A espessura foi alcançada, porém sem grande uniformidade. O polímero NOA 71, mesmo com menor viscosidade que o polímero NOA 68, também precisou ser diluído com acetona. A espessura de $1,0 \mu\text{m}$ prevista

nas simulações foi alcançada, mas também apresentou não uniformidade (só que menor que a obtida com o NOA 68). Ambos os polímeros não apresentaram boa repetibilidade no processo de deposição, mesmo mantendo todas as características da sala onde a deposição era efetuada.

Entretanto, para realizar a etapa experimental foram fabricados alguns guias de onda, sendo apenas substituído o polímero NOA 68 por óxido de silício (SiO_2) para compor a camada de isolamento (o SiO_2 é obtido através de um crescimento térmico). Os parâmetros físicos e geométricos referentes a estes guias de ondas são listados na TABELA 4.1.

TABELA 4.1: Parâmetros físicos e geométricos dos guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas nos polímeros Norland).

Guias de onda	Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
Guia de onda 1	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	NOA 71	1,56	2,0
	t_5	SiO_2	1,46	1,000
	t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞
Guia de onda 2	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	NOA 71	1,56	2,5
	t_5	SiO_2	1,46	0,992
	t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞
Guia de onda 3	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	NOA 71	1,56	3,0
	t_5	SiO_2	1,46	0,990
	t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞
Guia de onda 4	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	NOA 71	1,56	2,0
	t_5	SiO_2	1,46	1,499
	t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞
Guia de onda 5	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	NOA 71	1,56	2,5
	t_5	SiO_2	1,46	1,500
	t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞
Guia de onda 6	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	NOA 71	1,56	3,0
	t_5	SiO_2	1,46	1,503
	t_6	Si	$3,87-i0,02$	∞

4.2 Arranjo experimental

O arranjo experimental utilizado na caracterização dos guias de onda é mostrado nas figuras 4.2(a)-(d). Este arranjo consiste em dois prismas separados por uma distância d , onde o primeiro prisma é usado para acoplar um feixe de laser em um guia de onda e o segundo prisma é usado para desacoplar este feixe. Um anteparo foi colocado à direita do arranjo experimental para visualizar a luz emergente do prisma de saída. Os prismas são pressionados contra o guia de onda por meio de grampos e, por baixo do guia, um parafuso permite que uma pressão seja aplicada ao ponto abaixo do ângulo reto dos prismas. Por causa desta pressão, o *gap* entre a base do prisma e o guia de onda é menor no ponto de pressão, aumentando a eficiência de acoplamento. O conjunto prisma-guia de onda é montado em uma mesa giratória, tal que o ângulo de incidência, α , do feixe de laser possa ser variado com uma precisão de 1 minuto de arco. O feixe de laser é focalizado para dentro do prisma, tal que a cintura do feixe coincida com a base do prisma. O ponto onde o feixe atinge a base do prisma é o ponto de acoplamento. No caso do meio-prisma (prisma de ângulo reto), o ponto de acoplamento deve ser escolhido para o ângulo reto [31].

(b)

(c)

(d)

FIGURA 4.2: Fotografia do arranjo experimental para observação do acoplamento e para medição dos ângulos de acoplamento. (a) Diagrama esquemático do arranjo experimental, o arranjo consiste em dois prismas separados por uma distância d , onde o primeiro prisma é usado para acoplar um feixe de laser em um guia de onda e o segundo prisma é usado para desacoplar este feixe. Um anteparo foi colocado à direita para visualizar a luz emergente do prisma de saída. (b) Fotografia do arranjo experimental com o laser de He-Ne ($\lambda=632,8$ nm); (c) Detalhe da mesa giratória montada sobre um estágio de translação xy; (d) Detalhe do conjunto prisma-guia de onda.

O sistema óptico é ajustado tal que o ponto de acoplamento permaneça praticamente estacionário na base do prisma quando a mesa giratória é rotacionada. O ajuste requer que o feixe incidente seja apontado levemente fora do eixo da mesa giratória, e que o prisma seja posicionado adequadamente por meio de um estágio de translação xy. Uma fixação quase perfeita pode ser obtida com um ajuste fixo adequado somente para a condição $\alpha > 0$ (FIGURA 4.3(a)). Um segundo ajuste fixo é necessário para $\alpha < 0$ (FIGURA 4.3(b)). Para o primeiro caso, $\alpha > 0$, o feixe do laser deve ser deslocado do eixo da mesa por aproximadamente l_p/n_p em direção ao topo do prisma. Para o segundo caso, $\alpha < 0$, o feixe do laser deve ser deslocado da mesma quantia em direção à base do prisma. Aqui l_p é o comprimento do caminho percorrido pela luz dentro do prisma, desde a face de entrada até o ponto de acoplamento, medida próximo a $\alpha = 0$. A calibração do ponto zero da escala angular é feita de forma que o feixe refletido na face de entrada do prisma retorne exatamente dentro do feixe incidente [31].

FIGURA 4.3: Diagrama esquemático do arranjo experimental. O arranjo fixa o ponto de acoplamento em C quando o prisma é rotacionado. A linha CD é normal à linha AB e tem comprimento l_p . O eixo da mesa rotatória coincide com o centro M do círculo pontilhado. O raio deste círculo é $r = l_p/n_p$, onde n_p é o índice de refração do prisma. O ajuste é ótimo quando a linha AB e CD mais o feixe incidente são todos tangenciais ao círculo. Isto requer que o feixe seja deslocado de r do eixo da mesa, e este deslocamento deve ser em direção à extremidade B se $\alpha > 0$ como indicado em (a). Se $\alpha < 0$, o deslocamento deve ser em direção à extremidade A, como indicado em (b).

4.3 Procedimento experimental

De posse dos guias de onda fabricados na UNICAMP, foram então realizados alguns experimentos para caracterizá-los. Inicialmente, um feixe de luz foi acoplado a um dos modos guiados por meio de um prisma na extremidade esquerda do guia de onda para verificar o guiamento da luz. Este feixe de luz propagou-se por todo o comprimento do guia de onda, conforme observado na FIGURA 4.4(a). Para mostrar que a onda de luz está realmente propagando ao longo do filme, o guia de onda foi riscado a aproximadamente 2 cm do prisma de entrada. Com isso foi possível constatar que o feixe de luz é interrompido exatamente neste ponto, onde pode ser observado a radiação da luz, FIGURA 4.4(b). Este brilho só foi observado quando um dos modos era excitado. O prisma foi pressionado contra os guias de onda na qual um óleo de casamento de índice (Nujol, $n=1,52$) foi depositado para servir como região de tunelamento. O Nujol foi utilizado para aumentar a eficiência de acoplamento já que elimina o *gap* de ar mantido pela superfície imperfeita do guia de onda.

(a)

(b)

FIGURA 4.4: Fotografia do esquema usado para verificar a propagação do feixe de luz no Guia de onda 6. (a) Guia de onda sem risco; (b) Guia de onda riscado a aproximadamente 2 cm do prisma de entrada.

A seguir, um outro prisma idêntico foi colocado a uma distância de 0,5 cm, mínima distância entre os prismas permitida pelo arranjo experimental, para desacoplar o feixe de luz. O prisma foi ajustado até a linha de luz desaparecer completamente além do ponto de acoplamento, utilizando também o Nujol como região de tunelamento. Parte da luz lançada na entrada do guia de onda é acoplada a outros modos propagantes, se estes existirem. Como estes modos propagam no guia de onda até chegarem no prisma de saída, eles serão desacoplados em direções diferentes. Isto ocorre porque cada um destes modos guiados tem seu ângulo de saída satisfazendo a condição de sincronismo, produzindo as linhas-m brilhantes no anteparo. Uma característica das linhas-m é que todas elas aparecem

simultaneamente quando, durante a rotação do prisma, o feixe de luz excita um dos modos guiados. Estas linhas-m ilustram o espectro dos modos guiados.

Para um perfeito acoplamento, a direção de sincronismo deve ser muito bem definida. Portanto, os ângulos de sincronismo, α , e deste modo os índices de refração efetivos, n_{eff} , podem ser determinados com grande precisão por meio da medida destas direções. O índice de refração efetivo está relacionado com o ângulo de sincronismo por

$$n_{eff} = \sin \alpha \cos \varepsilon + \left(n_p^2 - \sin^2 \alpha \right)^{\frac{1}{2}} \sin \varepsilon \quad (4.1)$$

onde, n_p é índice de refração do prisma e ε é o ângulo do prisma. A TABELA 4.2 lista os valores teóricos de α e n_{eff} e os resultados de cada medida para os diferentes guias de onda, computado a partir de um tratamento estatístico aplicado à uma série de 3 seqüências idênticas de medições. Todos os guias de onda analisados são multimodo e foram fabricados com diferentes espessuras para a camada guia 2 (camada guiante). Espera-se com isso que o número de modos no guia de onda aumente com o aumento da espessura da camada guiante, fato que foi observado durante o procedimento experimental conforme listado na TABELA 4.2. Pode-se observar que os valores obtidos experimentalmente são próximos dos valores teóricos. A discrepância entre o valor teórico e o valor experimental aparenta ser causada principalmente por rugosidades na superfície do guia de onda. Estes guias de onda foram caracterizados usando um laser de He-Ne ($\lambda=632,8$ nm) e prismas SF 11 ($\varepsilon = 44,50^\circ$, $n_p = 1,7786$). A FIGURA 4.5 é uma fotografia das linhas-m observadas no anteparo, após o feixe de luz ser desacoplado pelo segundo prisma do Guia de onda 6 quando o modo fundamental estava sendo excitado. Foi possível observar apenas três modos guiados ($m = 0, 1$ e 2) com este guia de onda.

TABELA 4.2: Resultados teóricos e experimentais de n_{eff} e de α obtidos para os guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas nos polímeros Norland).

Guias de onda	Modos	Resultados Teóricos		Resultados Experimentais	
		n_{eff}	α (graus)	n_{eff}	α (graus)
Guia de onda 1	1º modo	1,5538	30,11	$1,5518 \pm 0,0014$	$29,84 \pm 0,18$
	2º modo	1,5350	27,72	$1,5336 \pm 0,0010$	$27,54 \pm 0,12$
	3º modo	1,5041	24,05	a	a
	4º modo	1,4629	19,53	a	a
Guia de onda 2	1º modo	1,5558	30,37	$1,5548 \pm 0,0005$	$30,24 \pm 0,07$
	2º modo	1,5432	28,74	$1,5429 \pm 0,0003$	$28,70 \pm 0,03$
	3º modo	1,5223	26,17	a	a
	4º modo	1,4931	22,80	a	a
Guia de onda 3	1º modo	1,5570	30,53	$1,5550 \pm 0,0007$	$30,26 \pm 0,09$
	2º modo	1,5480	29,36	$1,5458 \pm 0,0012$	$29,07 \pm 0,15$
	3º modo	1,5329	27,46	$1,5304 \pm 0,0007$	$27,16 \pm 0,08$
	4º modo	1,5118	24,93	a	a
	5º modo	1,4849	21,89	a	a
Guia de onda 4	1º modo	1,5538	30,11	$1,5489 \pm 0,0014$	$29,48 \pm 0,17$
	2º modo	1,5350	27,72	$1,5298 \pm 0,0021$	$27,08 \pm 0,25$
	3º modo	1,5041	24,04	a	a
	4º modo	1,4634	19,59	a	a
Guia de onda 5	1º modo	1,5558	30,37	$1,5522 \pm 0,0019$	$29,90 \pm 0,25$
	2º modo	1,5432	28,74	$1,5400 \pm 0,0014$	$28,34 \pm 0,17$
	3º modo	1,5223	26,17	a	a
	4º modo	1,4931	22,80	a	a
Guia de onda 6	1º modo	1,5570	30,53	$1,5562 \pm 0,0009$	$30,42 \pm 0,12$
	2º modo	1,5480	29,36	$1,5460 \pm 0,0006$	$29,09 \pm 0,07$
	3º modo	1,5329	27,46	$1,5302 \pm 0,0008$	$27,13 \pm 0,10$
	4º modo	1,5118	24,93	a	a
	5º modo	1,4849	21,89	a	a

^a Estes modos não puderam ser observados.

FIGURA 4.5: Fotografia das linhas-m observadas no anteparo, após o feixe de luz ser desacoplado pelo segundo prisma. Estas linhas-m ilustram o espectro dos modos guiados no Guia de onda 6 quando o modo fundamental estava sendo excitado. Foi possível observar apenas três modos guiados ($m = 0, 1$ e 2).

Finalmente, a configuração com dois prismas mostrada na FIGURA 4.2(a) foi usada para determinar a eficiência de acoplamento de potência de um laser He-Ne de 1,5 mW dentro dos guias de onda. O prisma de saída foi aplicado em diferentes pontos ao longo da linha de luz (0,5 cm, 0,8 cm, 1,1 cm, 1,4 cm e 1,7 cm). Para cada ponto de acoplamento, o prisma foi ajustado até a linha desaparecer completamente além do ponto de acoplamento. A luz emergente da saída do prisma foi então detetada e o resultado foi computado a partir de um tratamento estatístico aplicado a uma série de 3 seqüências idênticas de medições, FIGURA 4.6. Os guias de onda analisados experimentalmente possuíam diferentes espessuras da camada guiante e da camada de isolamento, conforme listado na TABELA 4.1. O que se espera é que a potência detetada na saída do segundo prisma aumente à medida que a espessura da camada guiante também aumente, quando se está analisando guias de onda com a mesma espessura da camada de isolamento. Este comportamento foi observado, porém, a potência detetada no prisma de saída foi muito menor que o esperado. Era também esperado que a potência detetada sofresse uma atenuação menor com o aumento da camada de isolamento para guias de onda com a mesma espessura da camada guia 2, já que as perdas deveriam diminuir com o aumento do confinamento modal. Este comportamento, no entanto, também foi observado. Esses valores baixos de potência guiada devem-se à elevada perda por espalhamento superficial observada em todas as

amostras de guias de ondas. Essas perdas decorrem do processo de fabricação destas camadas e devem ser corrigidas à medida que se domine o processo de deposição dos polímeros utilizados.

FIGURA 4.6: Potência óptica na saída do segundo prisma em função da separação entre os prismas, para os guias de onda fabricados na UNICAMP.

Os valores das perdas foram então calculados para as diferentes distâncias de separação entre os prismas (0,8 cm, 1,1 cm, 1,4 cm e 1,7 cm) tomando como referência a potência de saída medida para a separação de 0,5 cm, conforme mostram as figuras 4.7(a)-(b). As perdas por *leakage*, como era esperado, diminuíram com o aumento da espessura da camada guiante e/ou da camada de isolamento. Foram ainda observadas variações de até 0,09 dB/cm nas perdas em um mesmo guia de onda. Isto pode estar associado a variações nas espessuras das camadas ao longo do guia de onda e ou perdas por espalhamento superficial. Pode-se também observar que as perdas por *leakage* experimentais nos guias de onda são da ordem de 4 dB/cm, bem acima dos valores obtidos teoricamente. A magnitude destas perdas por *leakage* pode estar relacionada a outros tipos de perdas, como por exemplo, espalhamento de luz devido à rugosidade na superfície de cada camada dos guias de onda. Isso requer uma melhoria no processo de fabricação dos guias.

(a)

(b)

FIGURA 4.7: Perdas por *leakage* em função da separação entre os prismas, para os guias de onda fabricados na UNICAMP. (a) perdas por *leakage* teóricas; (b) perdas por *leakage* experimentais.

Em decorrência das dificuldades encontradas durante o processo de fabricação das estruturas baseadas nos polímeros Norland, optou-se por fabricar estruturas baseadas em oxinitreto de silício (SiN_xO_y) com duas composições diferentes ($n=1,593$ e $n=1,473$). Este material está disponível na UNICAMP e apresenta um melhor controle na obtenção das espessuras das camadas durante o processo de fabricação. O oxinitreto de silício apresenta propriedades ópticas adequadas para a fabricação desses dispositivos e é totalmente compatível com os processos de microeletrônica convencionais.

Foram então fabricados dois guias de onda baseados em oxinitreto de silício já com a camada espelho de nitreto de silício (Si_3N_4), esta com espessuras diferentes para efeito de comparação, conforme TABELA 4.3. As camadas foram depositadas sobre o substrato de silício utilizando-se o processo de PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*) para a construção dos guias de onda. A seguir, foram realizados os procedimentos experimentais de maneira análoga ao que foi feito para os guias de onda baseados nos polímeros Norland. Inicialmente, um feixe de luz foi incidido no prisma de entrada, localizado na extremidade esquerda do guia de onda para verificar o guiamento da luz. Entretanto, não foi observado o feixe de luz propagando em nenhum destes guias de onda. Mesmo assim um outro prisma idêntico foi colocado a uma distância de 0,5 cm, mínima distância entre os prismas permitida pelo arranjo experimental, para verificar se ocorreria o desacoplamento. Entretanto, não foi observado o desacoplamento do único modo que a estrutura deveria propagar. Foi feito então uma outra tentativa, que consistia em utilizar um prisma simétrico ($\epsilon = 44,50^\circ$, $n_p = 1,7786$) para verificar a presença das linhas-m. Isto equivale a unir os prismas de entrada e de saída em um único suporte. Neste caso, foi possível observar somente com o Guia de onda 7 uma linha muito fraca que correspondia ao modo fundamental. A TABELA 4.4 lista os valores teóricos de α e n_{eff} e os resultados de cada medida para os diferentes guias de onda, computado a partir de um tratamento estatístico aplicado à uma série de 3 seqüências idênticas de medições.

TABELA 4.3: Parâmetros físicos e geométricos dos guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas em oxinitreto de silício).

Guias de onda	Camada	Material	Índice de refração	Espessura (μm)
Guia de onda 7	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,700
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,350
	$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,257
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,350
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞
Guia de onda 8	t_3	Ar	1,0	∞
	t_4	SiN_xO_y	1,593	0,700
	t_{5a}	SiN_xO_y	1,473	0,350
	$t_{5b,L\pi}$	Si_3N_4	1,871	0,106
	t_{5c}	SiN_xO_y	1,473	0,350
	t_6	Si	3,87-i0,02	∞

TABELA 4.4: Resultados teóricos e experimentais de n_{eff} e de α obtidos para os guias de onda fabricados na UNICAMP, usados na caracterização experimental (estruturas baseadas em oxinitreto de silício).

Guias de onda	Modos	Resultados Teóricos		Resultados Experimentais	
		n_{eff}	α (graus)	n_{eff}	α (graus)
Guia de onda 7	1º modo	1,5580	30,67	$1,5520 \pm 0,0023$	$29,87 \pm 0,3$
Guia de onda 8	1º modo	1,5553	30,31	a	a

^a Este modo não pode ser observado.

Uma provável explicação para estes resultados pode estar associada ao fato dos guias de onda de oxinitreto de silício estarem apresentando um alto valor de estresse, o que pode ter causado rachaduras nas camadas. Para contornar este problema, pode ser feito um processo que consiste em se realizar múltiplas deposições intercaladas com uma etapa de recozimento térmico rápido (RTA) [47]. Pode estar ocorrendo também a presença de moléculas de água e ligações OH nas camadas, o que aumenta as perdas ópticas por absorção. Portanto, é necessária a verificação da incorporação do hidrogênio nas camadas depositadas. Sendo que este problema pode ser eliminado com tratamento térmico [47]. Um outro provável

problema é que as camadas de oxinitreto de silício podem estar ricas em silício. Duas conclusões podem ser tiradas a partir disso: 1) a absorção do material no visível é substancialmente maior, e 2) o índice de refração do material aumenta. A segunda conclusão pode ser dramática para o tipo de excitação do guia de onda utilizado neste projeto. Isto porque o índice de refração do prisma deve, necessariamente, ser maior que o índice de refração do guia de onda. Quanto mais próximo forem os índices de refração do guia e do prisma, pior a eficiência de acoplamento. Esta, talvez, seja a principal causa da baixa potência óptica observada para os guias de oxinitreto de silício.

Embora se tenha um melhor controle na obtenção das espessuras das camadas com o oxinitreto de silício, os resultados obtidos usando o polímero NOA 71 (camada guiante) e óxido de silício (camada de isolamento) foram melhores. Isto pode ser explicado pelo fato do óxido de silício crescido termicamente apresentar uma qualidade superior ao oxinitreto de silício depositado por PECVD. Com isso foi possível obter uma melhor isolamento da camada guiante. É importante ressaltar que a discrepância entre os resultados experimentais e os teóricos demonstram que a qualidade do processo de fabricação pode estar comprometida.

Buscando confirmar os resultados acima, foi realizado na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo uma tentativa de acoplamento utilizando uma fibra óptica monomodo como fonte excitadora na borda clivada do guia de onda. Foi utilizado um laser de He-Ne de 1,5 mW de potência e comprimento de onda $\lambda=632,8$ nm polarizado (TE). Esta fibra óptica possuía uma microlente na sua extremidade para convergir o feixe óptico. Para a excitação da fibra monomodo foi utilizada uma objetiva de microscópio de 40x entre o laser e a fibra óptica. Para determinação da potência de saída do guia de onda foi utilizada uma objetiva de microscópio de 10x, focalizada numa abertura de aproximadamente 2 mm de diâmetro junto a um detetor. Essa técnica de acoplamento é simples, mas necessita de equipamentos (microposicionadores e objetivas) precisos e estáveis. O esquema do acoplamento é mostrado na FIGURA 4.8.

FIGURA 4.8: Esquema de acoplamento óptico utilizando uma fibra monomodo via face clivada.

Infelizmente, não se obteve sucesso nesta tentativa. Pois foi constatado que as faces clivadas dos guias de onda estavam muito irregulares, o que ocasionou altas perdas no acoplamento da fibra monomodo ao guia de onda. No entanto, como não havia mais tempo, não foram fabricados mais guias de onda para realizar novas caracterizações experimentais.

Os resultados obtidos em todos os casos testados, apesar de não terem sido como se esperava, não invalidam o presente estudo. Em se tratando de guias de ondas poliméricos, o grande problema na fabricação dos guias de ondas foi a não adequação dos polímeros utilizados aos processos de fabricação disponíveis. Esses polímeros se mostraram de difícil manuseio, apesar de todos os testes efetuados em sua caracterização. No entanto, este foi o primeiro trabalho no Brasil a abordar experimentalmente os efeitos do *leakage*, ou vazamento de potência óptica, em guias de ondas poliméricos. Os resultados teóricos, por sua vez, são altamente promissores e poderão servir como base para futuros projetos não apenas de sensores mas também para dispositivos optoeletrônicos voltados para telecomunicações.

Capítulo 5

Conclusão

Neste trabalho foram apresentadas todas as etapas para o projeto e otimização de estruturas multicamadas para aplicações como sensor de concentração de glicose em uma solução aquosa e como sensor de concentração de querosene na gasolina. Foram realizadas análises de sensibilidade de todos os parâmetros físicos e geométricos que constituem as estruturas com o objetivo de verificar como possíveis variações desses parâmetros durante o processo de fabricação afetariam o desempenho final do dispositivo. As estruturas foram projetadas com base no conceito ARROW para dois grupos distintos de materiais: 1) polímeros Norland NOA 68 e 71 e 2) oxinitreto de silício. Todas as estruturas foram projetadas sobre um substrato de Si prevendo a integração das mesmas com um fotodetector tipo MSM. Este tipo de fotodetector foi escolhido por ser de fácil fabricação. A otimização do comprimento necessário para o MSM em todas as estruturas foi feita com base no Método de Propagação de Feixe de Ângulo-Largo formulado em Diferenças Finitas (WA-FD-BPM). Os resultados numéricos indicaram que um comprimento L_{MSM} de 700 μm para a estrutura baseada nos polímeros Norland e um comprimento L_{MSM} de 850 μm para a estrutura baseada em oxinitreto de silício seriam suficientes para extrair por completo toda a energia confinada no guia 2. No que diz respeito ao desempenho das estruturas como sensor de glicose em uma solução aquosa e como sensor de concentração de querosene na gasolina, as simulações indicaram que as estruturas baseadas em oxinitreto de silício possibilitaram uma maior sensibilidade em relação às estruturas baseadas nos polímeros Norland para ambas aplicações. Adicionalmente, as estruturas baseadas nos polímeros Norland também apresentaram resultados superiores aos do interferômetro Mach-Zehnder.

As simulações feitas demonstraram o enorme potencial da configuração multicamada como candidata à plataforma para aplicações em sensores.

Foram construídos e caracterizados guias de ondas baseados nos polímeros Norland e em oxinitreto de silício. Porém, houve uma grande discrepância entre os resultados experimentais e os teóricos, demonstrando que a qualidade do processo de fabricação pode estar seriamente comprometida. Diante deste fato, ficou praticamente impossível determinar com precisão as perdas por *leakage* nos guias de ondas fabricados. Em se tratando de guias de ondas poliméricos, o grande problema na fabricação dos guias de ondas foi a não adequação dos polímeros utilizados aos processos de fabricação disponíveis. Ficando como sugestão para trabalhos futuros a otimização do processo de fabricação do dispositivo investigado. Esses polímeros se mostraram de difícil manuseio, apesar de todos os testes efetuados em sua caracterização. No entanto, este foi o primeiro trabalho no Brasil a abordar experimentalmente os efeitos do *leakage* em guias de ondas poliméricos. Os resultados teóricos, por sua vez, são altamente promissores e poderão servir como base para futuros projetos não apenas de sensores mas também para dispositivos optoeletrônicos voltados para telecomunicações.

Referências bibliográficas

- [1] H. Osterberg, L. W. Smith, "Transmission of optical energy along surfaces: Parts I and II", *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 54, no. 9, pp. 1073-1084, 1964.
- [2] R. Shubert, J. H. Harris, "Optical surface waves on thin films and their applications to integrated data processors", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-16, no. 12, pp. 1048-1054, 1968.
- [3] S. Miller, "Integrated optics: an introduction", *Bell Syst. Tech. J.*, vo. 48, no. 7, pp. 2059-2069, 1969.
- [4] D. G. Hall, "Survey of silicon-based integrated optics", *Computer*, pp. 25-32, Dezembro de 1987.
- [5] M. Tabib-Azar, G. Beheim, "Modern trends in microstructures and integrated optics for communication, sensing, and actuation", *Opt. Eng.*, vol. 36, no. 5, pp. 1307-1318, Maio de 1997.
- [6] P. K. Tien, "Light waves in thin films and integrated optics", *Appl. Optics*, vol. 10, no. 11, pp. 2395-2413, Novembro de 1971.
- [7] P. K. Tien, "Integrated optics and new wave phenomena in optical waveguides", *Rev. Mod. Physics.*, vol. 49, no. 2, pp. 361-420, Abril de 1977.
- [8] M. T. Gale, R. E. Kunz, e H. P. Zappe, "Polymer and III-V transducer platforms for integrated optical sensors", *Optical Engineering*, vol. 34, no. 8, pp. 2396-2406, Agosto de 1995.
- [9] D. Clerc e W. Lukosz, "Integrated optical output grating coupler as refractometer and (bio-) chemical sensor", *Sensors and Actuators B*, vol. 11, pp. 461-465, 1993.
- [10] P. V. Lambeck, "Integrated opto-chemical sensors", *Sensors and Actuators B*, vol. 8, pp. 103-116, 1992.

- [11] A. Klotz, A. Brecht, e G. Gauglitz, "Channel waveguide mode beat interferometer", *Sensors and Actuators B*, vol. 38-39, pp. 310-315, 1997.
- [12] Th. Schubert et al., "Refractive-index measurements using an integrated Mach-Zehnder interferometer", *Sensors and Actuators A*, vol. 60, pp. 108-112, 1997.
- [13] B. Maisenhölder et al., "A GaAs/AlGaAs-based refractometer platform for integrated optical sensing applications", *Sensors and Actuators B*, vol. 38-39, pp. 324-329, 1997.
- [14] F. A. Muhammad, G. Stewart, e W. Jin, "Sensitivity enhancement of D-fibre methane gas sensor using high-index overlay", *IEE Proc.-J*, vol. 140, no. 2, pp. 115-118, Abril de 1993.
- [15] K. Fischer, J. Muller, R. Hoffmann, F. Wasse and D. Salle, "Elastooptical properties of SiON layers in an integrated optical inteferometer used as a pressure sensor", *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 1, pp. 163-169, Janeiro de 1994.
- [16] C. Wagner, J. Frankenberger, e P. P. Deimel, "Optical pressure sensor based on a Mach-Zehnder interferometer integrated with a lateral a-Si:H p-i-n photodiode", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1257-1259, Outubro de 1993.
- [17] B. J. Luff, J. S. Wilkinson, J. Piehler, U. Hollenbach, J. Ingenhoff, e N. Fabricius, "Integrated optical Mach-Zehnder biosensor", *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, no. 4, pp. 583-592, Abril de 1998.
- [18] G. Gauglitz, A. Brecht, G. Kraus, e W. Nahm, "Chemical and biochemical sensors based on interferometry at thin (multi-) layers", *Sensors and Actuators B*, vol. 11, pp. 21-27, 1993.
- [19] B. D. MacCraith, "Enhanced evanescent wave sensors based on sol-gel-derived porous glass coatings", *Sensors and Actuators B*, vol. 11, pp. 29-34, 1993.
- [20] Y. Liu, P. Hering, e M.O. Scully, "An integrated optical sensor for measuring glucose concentration", *Appl. Phys. B*, vol. 54, pp. 18-23, 1992.
- [21] E. F. Schipper et al., "The realization of an integrated Mach-Zehnder waveguide immunosensor in silicon technology", *Sensors and Actuators B*, vol. 10, pp. 147-153, 1997.

- [22] B. V. Borges e L. E. M. de Barros, Jr., "Design of optical biosensor using polymeric waveguides integrated with an MSM photodetector", *Microwave and optical technology letters*, vol. 31, no. 5, pp.33-37, 5 de Outubro de 2001.
- [23] M. Siegert et al., "Efficient optical coupling between a polymeric waveguide and an ultrafast silicon MSM photodiode", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol.4, no. 6, pp.970-974, Novembro/Dezembro de 1998.
- [24] Y. Cai, T. Mizumoto, E. Ikegami, e Y. Naito, "An effective method for coupling single mode fiber to thin film waveguide", *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, no. 5, pp. 577-581, Maio de 1991.
- [25] A. K. Das e A. K. Ganguly, "Fiber to thin film coupling through garnet waveguide", *Proc. SPIE Integrated Optical Circuits II*, vol. 1794, pp. 460-467, 1992.
- [26] A. K. Das e A. K. Ganguly, "Efficient method of coupling from a single-mode fiber to a thin film waveguide", *Opt. Lett.*, vol. 19, no. 24, pp. 2110-2112, 15 de Dezembro de 1994.
- [27] T. S. Barry, D. L. Rode, M. H. Cordaro, R. R. Krchnavek, e K. Nakagawa, "Efficient multimode optical fiber-to-waveguide coupling for passive alignment applications in multichip modules", *IEEE Trans. on Comp., Packag., Manufact., Technol.- Part B*, vol. 18, no. 4, pp. 685-690, Novembro de 1995.
- [28] T. S. Barry, D. L. Rode, e R. R. Krchnavek, "Highly efficient coupling between single-mode fiber and polymer optical waveguides", *IEEE Trans. on Comp., Packag., Manufact., Technol.- Part B*, vol. 20, no. 3, pp. 225-228, Agosto de 1997.
- [29] W. A. Pasmooij, P. A. Mandersloot, e M. K. Smit, "Prism-coupling of light into narrow planar optical waveguides", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 1, pp. 175-180, Janeiro de 1989.
- [30] J. Seligson, "Prism couplers in guided-wave optics: design considerations", *Appl. Optics*, vol. 26, no. 13, pp. 2609-2611, 1 Julho de 1987.
- [31] R. Ulrich e R. Torge, "Measurement of thin film parameters with a prism coupler", *Appl. Optics*, vol. 12, no. 12, pp. 2901-2908, Dezembro de 1973.
- [32] J. H. Harris, R. Shubert, e J. N. Polky, "Beam coupling to films", *J. Opt. Soc. of America*, vol. 60, no. 8, pp. 1007-1016, Agosto de 1970.

- [33] A. Aboudou et al., "Monolithic integration of GaAs MSM photodetector and SiO₂/Si₃N₄ dielectric optical waveguide", *Electronics Letters*, vol.28, no. 1, pp. 52-53, 2 de Janeiro de 1992.
- [34] W. A. Wohlmuth, "High-speed and high sensitivity metal-semiconductor-metal photodetectors for optoelectronic integrated circuit applications", Ph. D. Thesis dissertation, Univ. of Illinois, USA, 1997.
- [35] L. Robitaille et al, "Integration of optoelectronic switch matrices using metal-semiconductor-metal photodetectors and polyimide waveguide circuitry", *Opt. Eng.*, vol. 37, no. 4, pp. 1157-1163, Abril de 1998.
- [36] K. H. Schlereth, e M. Tacke, "The complex propagation constant of multilayer waveguides: an algorithm for a personal computer", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 4, pp. 627-630, Abril de 1990.
- [37] D. Marcuse, "Directional couplers made of nonidentical asymmetric slabs. Part I: Synchronous couplers", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, no. 1, pp. 113-118, Janeiro de 1987.
- [38] S. L. Chuang, "A coupled mode formulation by reciprocity and a variational principle", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, no. 1, pp. 5-15, Janeiro de 1987.
- [39] H. A. Haus et al, "Coupled-mode theory of optical waveguides", *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-5, no. 1, pp. 16-23, Janeiro de 1987.
- [40] G. R. Hadley, "Wide-angle beam propagation using Padé approximant operators", *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 20, pp. 1426-1428, 15 de Outubro de 1992.
- [41] G. R. Hadley, "Multistep method for wide-angle beam propagation", *Opt. Lett.*, vol. 17, no. 24, pp. 1743-1745, Dezembro de 1992.
- [42] T. Anada, T. Hokazono, T. Hiraoka, J. -P. Hsu, T. M. Benson and P. Sewell, "Very-wide-angle beam propagation methods for integrated optical circuits", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E82-C, n° 7, pp. 1154-1158, Julho de 1999.
- [43] I. Ilic', R. Scarmozzino e R. M. Osgood, "Investigation of Padé approximant-based wide-angle beam propagation method for accurate modeling of waveguiding circuits", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 14, n° 12, pp. 2813-2822, Dezembro de 1996.
- [44] Norland Products, Inc. 695 Joyce Kilmer Avenue, New Brunswick, NJ 08902, USA, <http://www.norlandprod.com>, Outubro de 2000.

- [45] S. Roy, "Fiber optic sensor for determining adulteration of petrol and diesel by kerosene", *Sensors and Actuators B*, vol. 55, pp. 212-216, 1999.
- [46] C. R. Pollock, "Fundamentals of optoelectronics", Ed. R. D. Irwin, Inc., pp. 503-509, 1995.
- [47] D. A. P. Bulla, "Desenvolvimento e caracterização de filmes finos de óxidos de silício e nitreto de silício para fabricação de guias e sensores ópticos", Tese (Doutorado em Engenharia) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 1999.

Apêndice A

Técnica da Matriz Transferência (TMT)

Considere o guia de onda planar multicamadas apresentado na FIGURA A.1. A coordenada z é a direção de propagação, paralela às interfaces. A coordenada x é perpendicular às camadas e t_j são as posições das interfaces.

FIGURA A.1: Estrutura multicamadas utilizada como uma plataforma para aplicações de sensoriamento.

Os modos propagantes TE na direção z podem ser descritos pelo campo elétrico como:

$$E_y(x, z, t) = E_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (\text{A.1})$$

onde ω é frequência e β é a constante de propagação longitudinal dos modos.

As equações de onda para a j -ésima camadas são:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} E_{y,j}(x) - (\beta^2 - k_0^2 n_j^2) E_{y,j}(x) = 0 \quad (\text{A.2})$$

onde k_0 é a constante de propagação no espaço livre e n_j é o índice de refração de cada camada.

A solução da equação de Helmholtz para modos TE em cada uma das camadas j ($j = 1, 2, 3, \dots, N$) é dada por [36]:

$$E_j = A_j e^{\alpha_j(x-t_j)} + B_j e^{-\alpha_j(x-t_j)} \quad (\text{A.3})$$

onde, neste caso, $N = 8$ e $\alpha_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_j^2}$. n_j e t_j são o índice de refração e a espessura para a camada j , respectivamente.

Para modos TE as seguintes condições de contorno devem ser satisfeitas em cada interface:

$$E_j(t_j) = E_{j+1}(t_j) \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial E_j(t_j)}{\partial x} = \frac{\partial E_{j+1}(t_j)}{\partial x} \quad (\text{A.5})$$

Aplicando as condições de contorno para a interface entre a camada j e $j+1$, obtém-se:

$$\text{Para } x = t_j \text{ e } E_j(t_j) = E_{j+1}(t_j)$$

$$A_j e^{\alpha_j(t_j-t_j)} + B_j e^{-\alpha_j(t_j-t_j)} = A_{j+1} e^{\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} + B_{j+1} e^{-\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} \quad (\text{A.6})$$

$$A_j + B_j = A_{j+1} e^{\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} + B_{j+1} e^{-\alpha_{j+1}(t_j-t_{j+1})} \quad (\text{A.7})$$

Sendo $d_{j+1} = t_{j+1} - t_j$ e $\delta_{j+1} = \alpha_{j+1} d_{j+1}$, então:

$$A_j + B_j = A_{j+1} e^{-\delta_{j+1}} + B_{j+1} e^{\delta_{j+1}} \quad (\text{A.8})$$

$$\text{Para } x = t_j \text{ e } \frac{\partial E_j(t_j)}{\partial x} = \frac{\partial E_{j+1}(t_j)}{\partial x}$$

$$\alpha_j A_j e^{\alpha_j(t_j - t_j)} - \alpha_j B_j e^{-\alpha_j(t_j - t_j)} = \alpha_{j+1} A_{j+1} e^{\alpha_{j+1}(t_j - t_{j+1})} - \alpha_{j+1} B_{j+1} e^{-\alpha_{j+1}(t_j - t_{j+1})} \quad (\text{A.9})$$

Sendo $d_{j+1} = t_{j+1} - t_j$ e $\delta_{j+1} = \alpha_{j+1} d_{j+1}$, então:

$$\alpha_j A_j - \alpha_j B_j = \alpha_{j+1} (A_{j+1} e^{-\delta_{j+1}} - B_{j+1} e^{\delta_{j+1}}) \quad (\text{A.10})$$

$$A_j - B_j = \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) A_{j+1} e^{-\delta_{j+1}} - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) B_{j+1} e^{\delta_{j+1}} \quad (\text{A.11})$$

Somando as equações (A.8) e (A.11), obtém-se:

$$A_j = \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} A_{j+1} + \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} B_{j+1} \quad (\text{A.12})$$

Multiplicando a equação (A.11) por (-1) e em seguida somando a equação (A.8), obtém-se:

$$B_j = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} A_{j+1} + \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} B_{j+1} \quad (\text{A.13})$$

Rearranjando as equações (A.12) e (A.13) na forma matricial, obtém-se:

$$\begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} = T_{j+1} \begin{bmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{bmatrix} \quad (\text{A.14})$$

onde:

$$T_{j+1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} & \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} \\ \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{-\delta_{j+1}} & \frac{1}{2} \left[1 + \left(\frac{\alpha_{j+1}}{\alpha_j} \right) \right] e^{\delta_{j+1}} \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Recursivamente:

$$\begin{bmatrix} A_{j-1} \\ B_{j-1} \end{bmatrix} = T_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \quad \Rightarrow \quad \begin{bmatrix} A_{j-2} \\ B_{j-2} \end{bmatrix} = T_{j-1} T_j \begin{bmatrix} A_j \\ B_j \end{bmatrix} \quad (\text{A.16})$$

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \prod_{K=2}^N (T_K) \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix} \quad \Rightarrow \quad T_{WG} = \prod_{K=2}^N (T_K) \quad (\text{A.17})$$

De acordo com as condições de radiação os campos na estrutura guia de onda devem ser evanescentes para $x = \pm \infty$ nas camadas 1 e z. Portanto, para ambos os casos, um dos coeficientes da solução (A.3) deve ser zero.

Para $x \rightarrow -\infty$ na equação (A.3), resulta:

$$\text{Camada 1} \Rightarrow \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} a \quad (\text{A.18})$$

Para $x \rightarrow +\infty$ na equação (A.3), resulta:

$$\text{Camada } z \Rightarrow \begin{bmatrix} A_z \\ B_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} b \quad (\text{A.19})$$

com números complexos a e b . Estes coeficientes estão relacionados por T_{WG} :

$$\begin{bmatrix} a \\ 0 \end{bmatrix} = T_{WG} \begin{bmatrix} 0 \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{12}b \\ t_{22}b \end{bmatrix} \quad (\text{A.20})$$

A equação resultante:

$$t_{22}(\beta) = 0 \quad (\text{A.21})$$

é utilizada para a avaliação numérica da dispersão. Soluções da equação de onda são dadas por (A.1), (A.11) e $\delta_{j+1} = \alpha_{j+1} d_{j+1}$, e pelos valores complexos da constante de propagação.

Apêndice B

Teoria Não Ortogonal de Modos Acoplados

Das equações de Maxwell, obtêm-se:

$$\nabla \times E^{(1)} = -i\omega\mu H^{(1)} \quad (\text{B.1a})$$

$$\nabla \times H^{(1)} = i\omega\varepsilon^{(1)} E^{(1)} \quad (\text{B.1b})$$

$$\nabla \times E^{(2)} = -i\omega\mu H^{(2)} \quad (\text{B.1c})$$

$$\nabla \times H^{(2)} = i\omega\varepsilon^{(2)} E^{(2)} \quad (\text{B.1d})$$

Multiplicando a equação (B.1d) por $E^{(1)}$, a equação (B.1b) por $E^{(2)}$ e depois subtraindo, resulta em:

$$\nabla \times H^{(2)} \cdot E^{(1)} - \nabla \times H^{(1)} \cdot E^{(2)} = i\omega\varepsilon^{(2)} E^{(2)} \cdot E^{(1)} - i\omega\varepsilon^{(1)} E^{(1)} \cdot E^{(2)} \quad (\text{B.2})$$

$$-\nabla \cdot E^{(1)} \times H^{(2)} + \nabla \cdot E^{(2)} \times H^{(1)} = i\omega(\varepsilon^{(2)} - \varepsilon^{(1)}) E^{(1)} \cdot E^{(2)} \quad (\text{B.3})$$

$$\nabla \cdot (E^{(1)} \times H^{(2)} - E^{(2)} \times H^{(1)}) = -i\omega(\varepsilon^{(2)} - \varepsilon^{(1)}) E^{(1)} \cdot E^{(2)} \quad (\text{B.4})$$

Aplicando à relação acima uma seção infinitesimal Δz e integrando de ambos os lados, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial z} \iint (E^{(1)} \times H^{(2)} - E^{(2)} \times H^{(1)}) \cdot \hat{z} dx dy = -i\omega \iint (\varepsilon_{(x,y,z)}^{(2)} - \varepsilon_{(x,y,z)}^{(1)}) E^{(1)} \cdot E^{(2)} dx dy \quad (\text{B.5})$$

A presente formulação para Teoria Não Ortogonal de Modos Acoplados será baseada no Teorema da Reciprocidade de Lorentz: “Dois campos Eletromagnéticos quaisquer que sejam senoidais e de mesma frequência satisfazendo as Equações de Maxwell e suas condições de contorno correspondentes devem satisfazer a relação acima” [38].

Parte 1: Representação dos campos $E^{(2)}$, $H^{(2)}$ e da permissividade $\varepsilon^{(2)}$ através dos modos do guia superior (T), com o guia de onda superior isolado do guia de onda inferior e o modo propagando em $-\hat{z}$.

$$\varepsilon_{(x,y,z)}^{(2)} = \varepsilon_{(x,y)}^{(T)} \quad (\text{B.6})$$

$$E_{(x,y,z)}^{(2)} = (E_t^T - \hat{z}E_z^T)e^{(i\beta_T z)} \quad (\text{B.7})$$

$$H_{(x,y,z)}^{(2)} = (-H_t^T + \hat{z}H_z^T)e^{(i\beta_T z)} \quad (\text{B.8})$$

Nas equações acima, β_T é a constante de propagação do guia 1. Escolhendo

$$\varepsilon_{(x,y,z)}^{(1)} = \varepsilon_{(x,y,z)} \quad (\text{B.9})$$

e

$$E_t^{(1)}(x,y,z) = a(z)E_t^T + b(z)E_t^B \quad (\text{B.10})$$

$$H_t^{(1)}(x,y,z) = a(z)H_t^T + b(z)H_t^B \quad (\text{B.11})$$

para as componentes transversais dos campos $E^{(1)}$ e $H^{(1)}$.

As componentes longitudinais dos campos $E^{(1)}$ e $H^{(1)}$ são deduzidas das Equações de Maxwell para guias de onda. Separando a equação $\nabla \times H = i\omega\varepsilon E$ em componentes transversais e longitudinais, obtém-se:

$$E_z = \frac{1}{i\omega\varepsilon} \nabla_t \times H_t \quad (\text{B.12})$$

$$E_z = \frac{1}{i\omega\varepsilon} (a(z)\nabla_t \times H_t^T + b(z)\nabla_t \times H_t^B) \quad (\text{B.13})$$

$$E_{z(x,y,z)} = a(z) \frac{\mathcal{E}^T}{\mathcal{E}} E_z^T + b(z) \frac{\mathcal{E}^B}{\mathcal{E}} E_z^B \quad (\text{B.14})$$

E separando a equação $\nabla \times E = -i\omega\mu H$ em componentes transversais e longitudinais, obtém-se:

$$H_z = \frac{1}{-i\omega\mu} \nabla_t \times E_t \quad (\text{B.15})$$

$$H_z = \frac{1}{-i\omega\mu} \left(a(z) \nabla_t \times E_t^T + b(z) \nabla_t \times E_t^B \right) \quad (\text{B.16})$$

$$H_{z(x,y,z)} = a(z) H_z^T + b(z) H_z^B \quad (\text{B.17})$$

Deste modo, os campos $E^{(1)}$ e $H^{(1)}$ são iguais a:

$$E_{(x,y,z)}^{(1)} = a(z) \left(E_t^T + \hat{z} \frac{\mathcal{E}^T}{\mathcal{E}} E_z^T \right) + b(z) \left(E_t^B + \hat{z} \frac{\mathcal{E}^B}{\mathcal{E}} E_z^B \right) \quad (\text{B.19})$$

$$H_{(x,y,z)}^{(1)} = a(z) \left(H_t^T + \hat{z} H_z^T \right) + b(z) \left(H_t^B + \hat{z} H_z^B \right) \quad (\text{B.20})$$

Considerando o lado esquerdo da equação (B.5)

$$LE = \frac{\partial}{\partial z} \iint \left(E^{(1)} \times H^{(2)} - E^{(2)} \times H^{(1)} \right) \cdot \hat{z} dx dy \quad (\text{B.21})$$

Substituindo as equações (B.7), (B.8), (B.19) e (B.20) na equação (B.21), dividindo por $4e^{(i\beta_r z)}$ e em seguida simplificando, obtém-se:

$$LE = - \left(\frac{da(z)}{dz} + i\beta_r a(z) \right) \frac{1}{2} \iint E_t^T \times H_t^T \cdot \hat{z} dx dy - \frac{1}{2} \left(\frac{db(z)}{dz} + i\beta_r b(z) \right) \frac{1}{2} \iint \left(E_t^B \times H_t^T + E_t^T \times H_t^B \right) \cdot \hat{z} dx dy \quad (\text{B.22})$$

A equação (B.22) pode ser simplificada com a definição da integral de sobreposição.

$$C_{pq} = \frac{1}{2} \iint E_i^q \times H_i^p \cdot \hat{z} dx dy, \quad p, q = T, B \text{ (guia 1, guia 2)} \quad (\text{B.23})$$

onde:

$$C_{TT} = C_{BB} = 1$$

Substituindo a equação (B.23) na equação (B.22), obtém-se:

$$LE = - \left[\frac{da(z)}{dz} + i\beta_T a(z) \right] - \left[\frac{db(z)}{dz} + i\beta_T b(z) \right] \bar{c} \quad (\text{B.24})$$

$$\text{onde: } \bar{c} = \frac{C_{TB} + C_{BT}}{2}$$

Considerando o lado direito da equação (B.5)

$$LD = -i\omega \iint (\varepsilon_{(x,y,z)}^{(2)} - \varepsilon_{(x,y,z)}^{(1)}) E^{(1)} \cdot E^{(2)} dx dy \quad (\text{B.25})$$

Substituindo as equações (B.6), (B.7), (B.9) e (B.19) na equação (B.25), dividindo por $4e^{(i\beta_T z)}$ e em seguida simplificando, obtém-se:

$$LD = i\frac{\omega}{4} \iint \Delta\varepsilon^T \left[\left(E_i^T \cdot E_i^T - \frac{\varepsilon^T}{\varepsilon} E_z^T E_z^T \right) a(z) + \left(E_i^B \cdot E_i^T - \frac{\varepsilon^B}{\varepsilon} E_z^B E_z^T \right) b(z) \right] dx dy \quad (\text{B.26})$$

$$\text{onde: } \Delta\varepsilon^T = \varepsilon - \varepsilon^T$$

Definindo:

$$K_{pq} = \frac{\omega}{4} \iint \Delta \varepsilon^q \left(E_i^p \cdot E_i^q - \frac{\varepsilon^p}{\varepsilon} E_z^p E_z^q \right) dx dy, \quad p, q = T, B \text{ (guia 1, guia2)} \quad (\text{B.27})$$

Esta equação representa as constantes de acoplamento naturais do sistema. Substituindo a equação (B.27) na equação (B.25), obtém-se:

$$LD = iK_{TT}a(z) + iK_{BT}b(z) \quad (\text{B.28})$$

Igualando as equações (B.17) e (B.21), resulta em:

$$-\left[\frac{da(z)}{dz} + i\beta_T a(z) \right] - \left[\frac{db(z)}{dz} + i\beta_T b(z) \right] \bar{c} = iK_{TT}a(z) + iK_{BT}b(z)$$

$$\frac{da(z)}{dz} + \bar{c} \frac{db(z)}{dz} = -i(\beta_T + K_{TT})a(z) - i(\bar{c}\beta_T + K_{BT})b(z) \quad (\text{B.29})$$

Parte 2: Representação dos campos $E^{(2)}$, $H^{(2)}$ e da permissividade $\varepsilon^{(2)}$, através dos modos do guia inferior (B), com o guia de onda superior isolado do guia de onda inferior e o modo propagando em $-\hat{z}$.

$$\varepsilon_{(x,y,z)}^{(2)} = \varepsilon_{(x,y)}^{(B)} \quad (\text{B.30})$$

$$E_{(x,y,z)}^{(2)} = (E_i^B - \hat{z}E_z^B) e^{(i\beta_B z)} \quad (\text{B.31})$$

$$H_{(x,y,z)}^{(2)} = (-H_i^B + \hat{z}H_z^B) e^{(i\beta_B z)} \quad (\text{B.32})$$

Nas equações acima, β_B é a constante de propagação do guia 2.

Os campos $E^{(1)}$ e $H^{(1)}$, como também a permissividade $\epsilon^{(1)}$ são obtidos de modo análogo à Parte 1.

$$\mathcal{E}_{(x,y,z)}^{(1)} = \mathcal{E}_{(x,y,z)} \quad (\text{B.33})$$

$$E_{(x,y,z)}^{(1)} = a(z) \left(E_t^T + \hat{z} \frac{\mathcal{E}^T}{\epsilon} E_z^T \right) + b(z) \left(E_t^B + \hat{z} \frac{\mathcal{E}^B}{\epsilon} E_z^B \right) \quad (\text{B.34})$$

$$H_{(x,y,z)}^{(1)} = a(z) \left(H_t^T + \hat{z} H_z^T \right) + b(z) \left(H_t^B + \hat{z} H_z^B \right) \quad (\text{B.35})$$

Considerando o lado esquerdo da equação (B.5)

$$LE = \frac{\partial}{\partial z} \iint \left(E^{(1)} \times H^{(2)} - E^{(2)} \times H^{(1)} \right) \cdot \hat{z} dx dy \quad (\text{B.36})$$

Substituindo as equações (B.31), (B.32), (B.34) e (B.35) na equação (B.36), dividindo por $4e^{(i\beta_B z)}$ e em seguida simplificando, obtém-se:

$$LE = - \left(\frac{db(z)}{dz} + i\beta_B b(z) \right) \frac{1}{2} \iint E_t^B \times H_t^B \cdot \hat{z} dx dy - \frac{1}{2} \left(\frac{da(z)}{dz} + i\beta_B a(z) \right) \frac{1}{2} \iint \left(E_t^B \times H_t^T + E_t^T \times H_t^B \right) \cdot \hat{z} dx dy \quad (\text{B.37})$$

Substituindo a equação (B.23) (integral de sobreposição) na equação (B.37), obtém-se:

$$LE = - \left[\frac{db(z)}{dz} + i\beta_B b(z) \right] - \left[\frac{da(z)}{dz} + i\beta_B a(z) \right] \bar{c} \quad (\text{B.38})$$

$$\text{onde: } \bar{c} = \frac{C_{TB} + C_{BT}}{2}$$

Considerando o lado direito da equação (B.3)

$$LD = -i\omega \iint (\varepsilon_{(x,y,z)}^{(2)} - \varepsilon_{(x,y,z)}^{(1)}) E^{(1)} \cdot E^{(2)} dx dy \quad (B.39)$$

Substituindo as equações (B.30), (B.31), (B.33) e (B.34) na equação (B.39), dividindo por $4e^{(i\beta_B z)}$ e em seguida simplificando, obtém-se:

$$LD = i\frac{\omega}{4} \iint \Delta \varepsilon^B \left[\left(E_t^T \cdot E_t^B - \frac{\varepsilon^T}{\varepsilon} E_z^T E_z^B \right) a(z) + \left(E_t^B \cdot E_t^B - \frac{\varepsilon^B}{\varepsilon} E_z^B E_z^B \right) b(z) \right] dx dy \quad (B.40)$$

onde: $\Delta \varepsilon^B = \varepsilon - \varepsilon^B$

Substituindo a equação (B.27) na equação (B.40), obtém-se:

$$LD = iK_{TB}a(z) + iK_{BB}b(z) \quad (B.41)$$

Igualando as equações (B.38) e (B.41), resulta em:

$$-\left[\frac{db(z)}{dz} + i\beta_B b(z) \right] - \left[\frac{da(z)}{dz} + i\beta_B a(z) \right] \bar{c} = iK_{TB}a(z) + iK_{BB}b(z)$$

$$\bar{c} \frac{da(z)}{dz} + \frac{db(z)}{dz} = -i(\bar{c}\beta_B + K_{TB})a(z) - i(\beta_B + K_{BB})b(z) \quad (B.42)$$

Manipulando as equações (B.22) e (B.35) obtém-se o sistema de equações de modo acoplado que é dado por:

$$\begin{cases} \frac{da(z)}{dz} = -i\gamma_T a(z) - i\kappa_{TB} b(z) \\ \frac{db(z)}{dz} = -i\kappa_{BT} a(z) - i\gamma_B b(z) \end{cases} \quad (B.43)$$

onde:

$$\gamma_T = \beta_T + [K_{TT} + (\beta_T - \beta_B)\bar{c}^2 - K_{TB}\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\gamma_B = \beta_B + [K_{BB} + (\beta_B - \beta_T)\bar{c}^2 - K_{BT}\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\kappa_{TB} = [K_{BT} + (\beta_T - \beta_B - K_{BB})\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

$$\kappa_{BT} = [K_{TB} + (\beta_B - \beta_T - K_{TT})\bar{c}] \frac{1}{1 - \bar{c}^2}$$

As amplitudes locais $a(z)$ e $b(z)$ dos campos, variam rapidamente com z . Uma maneira de eliminar esta rápida oscilação, pode ser feita introduzindo amplitudes que dependem de z da seguinte forma:

$$a(z) = A(z)e^{(-i\gamma_T z)} \quad (\text{B.44})$$

$$b(z) = B(z)e^{(-i\gamma_B z)} \quad (\text{B.45})$$

Substituindo as equações (B.44) e (B.45) na (B.43), obtém-se:

$$\begin{cases} \frac{dA(z)}{dz} = -i\kappa_{TB}e^{i2\Delta z}B(z) \\ \frac{dB(z)}{dz} = -i\kappa_{BT}e^{-i2\Delta z}A(z) \end{cases} \quad (\text{B.46})$$

$$\text{onde: } \Delta = \frac{\gamma_T - \gamma_B}{2}.$$

A solução do sistema da equação (B.46), aplicando as condições de contorno $A(0)=1$ e $B(0)=0$, resulta nas expressões a seguir:

$$A(z) = \left[\cos(Pz) - i \frac{\Delta}{P} \sin(Pz) \right] e^{i\Delta z} \quad (\text{B.47})$$

e

$$B(z) = -i \frac{K_{BT}}{P} \sin(Pz) e^{-i\Delta z} \quad (\text{B.48})$$

onde: $P = \sqrt{K_{TB}K_{BT} + \Delta^2}$

Portanto, o fluxo de potência nos dois guias é dado por:

$$P_T(z) = A(z)A^*(z) = \cos^2(Pz) + \left(\frac{\Delta}{P}\right)^2 \sin^2(Pz) \quad (\text{B.49})$$

e

$$P_B(z) = B(z)B^*(z) = \left(\frac{K_{BT}}{P}\right)^2 \sin^2(Pz) \quad (\text{B.50})$$

Apêndice C

Método de Propagação de Feixe formulado em Diferenças Finitas (Finite Difference Beam Propagation Method – FD-BPM)

O método de propagação de feixe por diferenças finitas (FD-BPM) é uma ferramenta eficiente para modelagem da propagação em estruturas que possuem variação longitudinal [40]. Este método resolve a equação de onda escalar pela propagação incremental ao longo do comprimento de um guia de onda. Há uma grande quantidade de algoritmos para este método cuja descrição comum pode ser definida como: a condição inicial é uma distribuição conhecida de um campo óptico transversal no plano $z = z_0$. Este geralmente é um campo escalar, podendo ser também um campo vetorial. A propagação da luz é paraxial ao eixo $+z$. Na análise de óptica geométrica de guias de onda a aproximação paraxial considera que os raios guiados têm caminhos cujas direções são aproximadamente paralelas ao eixo do guia de onda, ou seja, o ângulo θ definido na FIGURA C.1 é muito pequeno.

FIGURA C.1: Propagação paraxial.

No entanto, o método convencional possui várias desvantagens devido à aproximação paraxial da equação de Helmholtz. A desvantagem mais significativa vem da limitação do ângulo de propagação [40]. Esta limitação deu origem a várias técnicas voltadas para correção deste problema, entre estas encontra-se o método baseado em aproximantes de Padé proposto por Hadley [40].

Neste trabalho, os aproximantes de Padé serão combinados com diferenças finitas para a solução da equação de Helmholtz. A expansão dessa equação na forma discreta será implementada utilizando os esquemas implícitos de Crank-Nicholson (CN). O algoritmo calcula o campo propagante através de uma distribuição de índice de refração realizando pequenos passos de propagação na direção z . A distribuição inicial de campo é considerada um campo escalar, representado pela equação escalar bidimensional de Helmholtz:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2(x, z)) E = 0, \quad (C.1)$$

onde $n(x, z)$ é o perfil de índice de refração, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ é o número de onda, λ_0 o comprimento de onda. A solução da equação (C.1) é do tipo:

$$E(x, z) = \psi(x, z) e^{-ik_0 n_0 z}. \quad (C.2)$$

Substituindo a equação (C.2) na equação (C.1) resulta em:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} + \psi P = 0, \quad (C.3)$$

onde $k = k_0 n_0$, n_0 o índice de refração de referência, e P é o operador diferencial transversal dado por:

$$P = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 (n^2 - n_0^2). \quad (C.4)$$

A equação (C.3) pode ser separada em dois termos,

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + i(\sqrt{P+k^2} - k)\right)\left(\frac{\partial}{\partial z} - i(\sqrt{P+k^2} + k)\right)\psi = 0, \quad (\text{C.5})$$

Comparando a equação (C.5) com a solução clássica de polinômios da forma: $(x-a)(x-b)=0$, e considerando apenas um sentido de propagação, a mesma pode ser rescrita na forma unidirecional dada por [41]-[43]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -i(\sqrt{P+k^2} - k)\psi. \quad (\text{C.6})$$

A equação (C.6) é equivalente à equação de Helmholtz, porém, sem aproximações. Entretanto, a mesma não pode ser resolvida explicitamente devido à presença da raiz quadrada. Para contornar este problema, utilizou-se os polinômios aproximantes de Padé. O termo envolvendo a raiz quadrada em (C.6) pode ser expresso da seguinte forma [41]:

$$\sqrt{P+k^2} - k = \frac{N_m(P)}{D_n(P)}. \quad (\text{C.7})$$

onde $N_m(P)$ e $D_n(P)$ são polinômios em P de ordem m e n para o numerador e o denominador, respectivamente. Esses polinômios são denominados aproximantes de Padé [40].

Utilizando-se da aproximação que contém as séries de Padé para a expansão da equação (C.7) [40]:

$$\sqrt{P+k^2} - k = \sum_{m=1}^n \frac{A_{m,n} \frac{P}{k}}{1 + B_{m,n} \frac{P}{k^2}}, \quad (\text{C.8})$$

onde n é o número de termos nas séries de Padé cujos coeficientes são dados por:

$$A_{m,n} = \frac{2}{2n+1} \sin^2\left(\frac{m\pi}{2n+1}\right) \text{ e } B_{m,n} = \cos^2\left(\frac{m\pi}{2n+1}\right) \quad (\text{C.9})$$

Com isso, obtém-se os aproximantes de Padé para a raiz quadrada, os quais são listados na TABELA C.1.

TABELA C.1: Aproximantes de Padé em termos do operador diferencial P para a Equação de Helmholtz.

Ordem	$\frac{N_m(P)}{D_n(P)}$
(1,0)	$\frac{P}{2k}$
(1,1)	$\frac{\frac{P}{2k}}{1 + \frac{P}{4k^2}}$
(2,2)	$\frac{\frac{P}{2k} + \frac{P^2}{4k^3}}{1 + \frac{3P}{4k^2} + \frac{P^2}{16k^4}}$

Quanto maior a ordem do aproximante, melhor a precisão dos resultados. Entretanto, o esforço computacional aumenta consideravelmente com o aumento da ordem do aproximante, o que inviabiliza a utilização de ordens mais elevadas. De acordo, com uma análise comparativa que teve a finalidade de avaliar a precisão entre os aproximantes de Padé de ordem (1,0), (1,1) e (2,2), observou-se que o aproximante de Padé de ordem (1,1) é o aproximante que melhor satisfaz os requisitos deste trabalho. Já que apresentou uma precisão maior do que a aproximação paraxial ou Padé (1,0) e uma precisão equivalente ao do Padé (2,2), sendo que o Padé (2,2) exige um esforço computacional bem superior.

A solução da Equação de Helmholtz com aproximantes de Padé de ordem (1,1) são obtidas substituindo os termos da TABELA C.1 na equação (C.6), como mostrado a seguir.

Expansão da Equação de Onda para o Padé (1,1) utilizando o esquema Crank-Nicholson.

Da TABELA C.1, para aproximação de ordem (1,1), tem-se:

$$N_m(P) = \frac{P}{2k} \text{ para o numerador, e}$$

$$D_n(P) = 1 + \frac{P}{4k^2} \text{ para o denominador.}$$

Substituindo os termos acima na equação (C.6), obtém-se:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -i \left(\frac{\frac{P}{2k}}{1 + \frac{P}{4k^2}} \right) \psi. \quad (\text{C.14})$$

Reescrevendo a equação (C.14) em diferenças finitas, resulta:

$$\frac{\psi_p^{m+1} - \psi_p^m}{\Delta z} = -i \left(\frac{\frac{P}{2k}}{1 + \frac{P}{4k^2}} \right) \left(\frac{\psi_p^{m+1} + \psi_p^m}{2} \right). \quad (\text{C.15})$$

Considerando a equação (C.15) para o termo de $P\psi$ centrado em p , e agrupando os termos, tem-se:

$$P\psi_p = \frac{1}{\Delta x^2} (\psi_{p-1} + \psi_p + \psi_{p+1}), \quad (\text{C.16})$$

onde

$$v_p = k_0^2 \Delta x^2 (n_p^2 - n_0^2) - 2$$

Substituindo a equação (C.16) na equação (C.15), e depois reagrupando os termos em $m+1$ do lado esquerdo da equação e em m do direito, tem-se:

$$\begin{aligned} (\gamma_a + \gamma_b) \psi_{p-1}^{m+1} + (1 + (\gamma_a + \gamma_b) v_p^{m+1/2}) \psi_p^{m+1} + (\gamma_a + \gamma_b) \psi_{p+1}^{m+1} = \\ (\gamma_a - \gamma_b) \psi_{p-1}^m + (1 + (\gamma_a - \gamma_b) v_p^{m+1/2}) \psi_p^m + (\gamma_a - \gamma_b) \psi_{p+1}^m \end{aligned} \quad (C.17)$$

onde

$$v_p^{m+1/2} = -2 + k_0^2 \Delta x^2 \left((n_p^{m+1/2})^2 - n_0^2 \right),$$

$$(n_p^{m+1/2})^2 = \frac{\left((n_p^{m+1})^2 + (n_p^m)^2 \right)}{2},$$

$$\gamma_a = \frac{1}{4k^2 \Delta x^2},$$

$$\gamma_b = i \frac{\Delta z}{4k \Delta x^2}.$$

A equação (C.17) consiste de um sistema do tipo $A\psi = \psi_0$, onde a matriz A é tridiagonal. Neste caso, o vetor ψ_0 representa o chute inicial na posição m e ψ a solução na posição $m+1$.