

### YURI HAYASHI ISAYAMA

### UM ESTUDO DE GUIAS DE ONDA SEGMENTADOS EM ÓPTICA INTEGRADA

Campinas 2014



### Universidade Estadual de Campinas Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

### YURI HAYASHI ISAYAMA

#### UM ESTUDO DE GUIAS DE ONDA SEGMENTADOS EM ÓPTICA INTEGRADA

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia Elétrica e Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica, na Área de Concentração de Telecomunicaçoes e Telemática.

Orientador: Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa Co-orientador: Prof. Dr. Marcos Sérgio Gonçalves

Este exemplar corresponde à versão final da tese defendida pelo aluno, e orientada pelo Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa

> Campinas 2014

#### Ficha catalográfica Universidade Estadual de Campinas Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura Rose Meire da Silva - CRB 8/5974

ls18e	Isayama, Yuri Hayashi, 1989- Um estudo de guias de onda segmentados em óptica integrada / Yuri Hayashi Isayama. – Campinas, SP : [s.n.], 2014.
	Orientador: Hugo Enrique Hernández-Figueroa. Coorientador: Marcos Sergio Gonçalves. Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.
	<ol> <li>Guias de onda óticos. 2. Guias de ondas dielétricos. 3. Método dos elementos finitos. 4. Ótica integrada. I. Hernández-Figueroa, Hugo Enrique,1959</li> <li>II. Gonçalves, Marcos Sergio. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.</li> </ol>

#### Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Study of segmented waveguides in integrated optics Palavras-chave em inglês: Optical waveguides Dielectric waveguides Finite element method Integrated optics Área de concentração: Telecomunicações e Telemática Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica Banca examinadora: Hugo Enrique Hernández-Figueroa [Orientador] José Patrocínio da Silva Luciano Prado de Oliveira Data de defesa: 23-05-2014 Programa de Pós-Graduação: Engenharia Elétrica

iv

#### COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

Candidato: Yuri Hayashi Isayama

Data da Defesa: 23 de maio de 2014

Título da Tese: "Um Estudo de Guias de Onda Segmentados em Óptica Integrada"

	(A)
Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figuer	roa (Presidente):
Prof. Dr. José Patrocínio da Silva:	
Prof. Dr. Luciano Prado de Oliveira:	the V.S.

iv

## Resumo

Neste trabalho, foi realizado um estudo abordando os guias de onda periodicamente segmentados, procurando estudar o comportamento de seus modos de propagação através de simulações numéricas baseadas no Método dos Elementos Finitos 3D. É apresentada uma formulação para a análise modal dos guias de onda, de maneira que se possa estudar a influência de variações na geometria dos mesmos (altura, largura e período do núcleo) em suas características de guiamento. É abordado, também, o efeito que os materiais que compõem o guia de onda segmentado tem na relação de dispersão do guia. A análise crítica dos resutados é realizada por meio da Teoria de Modos Acoplados, a qual permite não somente justificar os resultados, como também fazer previsões, ainda que um tanto qualitativas, a respeito do comportamento esperado para estes guias e dos resultados das variações em sua construção. Por fim, alguns exemplos de possíveis configurações de guias de onda segmentados, projetados para operação dentro da faixa das comunicações ópticas, são apresentados, com

Palavras-chave: Guias de Onda Óticos, Guias de Onda Dielétricos, Método dos Elementos Finitos, Ótica integrada.

vi

## Abstract

In this work, a study concerning periodically segmented waveguides was conducted, where the study of the behavior of its propagating modes through numerical simulations based on the 3D Finite Element Method was intended. A formulation for modal analysis of the waveguide is presented, so that it is possible to study the influence of geometry variations (height, width, and period of the core) on its guiding characteristics. It is also addressed the effect of the materials composing the waveguide on its dispersion relation. The critical analysis of the results is developed by means of the Coupled Mode Theory, which allows us not only to explain the results, but also make predictions, even though qualitative, concerning the expected behavior of the waveguides, and about the results of variations on the waveguide's construction. Finally, some examples of possible configurations of segmented waveguides, designed for operation within the optical communication band, are presented, with the objective of facilitating the design of such structures.

Key-words: Optical Waveguides, Dielectric Waveguides, Finite Element Method, Integrated Optics.

viii

# Sumário

1	1 Introdução		1	
	1.1 Histórico $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$		1	
	1.2 Motivação		4	
	1.3 Objetivos do Trabalho .		5	
	1.4 Estrutura da Dissertação		6	
<b>2</b>	2 Metodologia e Modelagem	dos Guias Segmentados	7	
	2.1 Análise Modal dos Guias	de Onda Segmentados	7	
	2.2 Derivação da Formulação	para o Método dos Elementos Finitos	10	
	2.3 A Teoria dos Modos Acop	plados - Coupled Mode Theory $(CMT)$	14	
3	3 Estudo do Comportamento	o dos Guias de Onda Segmentados	19	
	3.1 Características dos Modo	s dos Guias de Onda Segmentados	19	
	3.2 Efeitos de Variações na G	eometria dos Guias de Onda Segmentados	26	
	3.2.1 Variações Transve	rsais do Núcleo	27	
	3.2.2 Variações no Duty	<i><sup>v</sup> Cycle</i>	32	
	3.3 Efeitos de Variações na C	composição Material dos Guias de Onda Segmentados .	34	
	3.4 Fenômeno do Deslocamen	to dos Modos do Núcleo	39	
<b>4</b>	4 Guias de Onda Segmentad	os para Aplicação em Comunicações Ópticas	43	
	<ul><li>4.1 Projeto de um Guia de On</li><li>4.2 Efeitos de Variações na </li></ul>	ida Segmentado para Aplicação em Comunicações Ópticas Geometria e Composição Material dos Guias de Onda	43	
	Segmentados		46	
	4.2.1 Variações Transve	rsais do Núcleo	47	
	4.2.2 Variações no Duty	<i>v Cycle</i> e no Período de Grade	53	
	4.2.3 Variações na Com	posição Material do Guia SWG	57	
	4.3 Fenômeno do Deslocamer	nto dos Modos do Núcleo	61	
<b>5</b>	5 Conclusões e Consideraçõe	s Finais	65	
Bi	Bibliografia	Bibliografia 69		

À minha querida família

# Agradecimentos

Aos meus colegas de laboratório, em especial, Roger, Ruth, Iury e Adriano, pela troca de conhecimento e momentos de descontração.

Ao Rafael Cano, amigo leal de longa data e todas as horas, sempre presente em minhas incursões acadêmicas.

Ao engenheiro Alexandre Müller, pela compreensão e importante apoio na etapa final do mestrado.

Ao professor Marcos Gonçalves, pela co-orientação e valiosas discussões que muito contribuiram não somente para este trabalho, mas também para minha formação.

Ao meu orientador, professor Hugo Figueroa, pela amizade, incentivo, constantes ensinamentos e pela confiança depositada desde a iniciação científica até a conclusão deste trabalho.

À Taisa, pela convivência extremamente parceira e, sobretudo, por me mostrar a imensa sorte que é de tê-la como irmã.

Por fim, aos meus pais, Olga e Wilson, pelo amor incondicional, apoio infindável, incentivo incansável e por serem a estrela que permanece a iluminar o caminho, mesmo quando todas as outras luzes se apagam.

A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê.

Arthur Schopenhauer

# Lista de Figuras

<ul> <li>2.1 Guia de onda contínuo com simetria translacional na direção z</li></ul>	1.1	Exemplo de construção de um guia de onda segmentado	3
<ul> <li>2.2 Variação do índice de refração ao longo da direção de propagação, z, para um guia de onda segmentado de período Λ</li></ul>	2.1	Guia de onda contínuo com simetria translacional na direção $z$	8
<ul> <li>2.3 Caso de acoplamento co-direcional: variação da potência transmitida em cada um dos modos ao longo do guia de onda. Os parâmetros utilizados foram κ = 5L, a<sub>1</sub>(0) = A<sub>1</sub> e a<sub>2</sub>(0) = 0. As curvas azuis e vermelhas representam, respectivamente, os modos a<sub>1</sub> e a<sub>2</sub>. O casamento de fase, utilizado para o caso (a) foi Δβ = 0 e para o caso (b), Δβ = 100</li></ul>	2.2	Variação do índice de refração ao longo da direção de propagação, $z$ , para um guia de onda segmentado de período $\Lambda$	8
<ul> <li>2.4 Caso de acoplamento contra-direcional: variação da potência transmitida em cada um dos modos ao longo do guia de onda. Os parâmetros utilizados foram κ = 1, a<sub>1</sub>(0) = A<sub>1</sub> e a<sub>2</sub>(0) = A<sub>2</sub> = 0. As curvas azuis e vermelhas representam, respectivamente, os modos a<sub>1</sub>, propagante, e a<sub>2</sub>, contra-propagante. O casamento de fase, utilizado para o caso (a) foi Δk<sub>z</sub> = 0 e para o caso (b), Δk<sub>z</sub> = 10L 17</li> <li>3.1 Exemplo de um guia de onda contínuo convencional. O guia de onda SWG pode ser obtido a partir da segmentação do guia de onda representado por esta figura. 20</li> <li>3.2 Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda contínuo com núcleo de seção quadrada e casca superior de ar</li></ul>	2.3	Caso de acoplamento co-direcional: variação da potência transmitida em cada um dos modos ao longo do guia de onda. Os parâmetros utilizados foram $\kappa =$ $5L, a_1(0) = A_1 e a_2(0) = 0$ . As curvas azuis e vermelhas representam, respectiva- mente, os modos $a_1 e a_2$ . O casamento de fase, utilizado para o caso (a) foi $\Delta\beta$ $= 0$ e para o caso (b), $\Delta\beta = 100. \dots \dots$	16
<ul> <li>3.1 Exemplo de um guia de onda contínuo convencional. O guia de onda SWG pode ser obtido a partir da segmentação do guia de onda representado por esta figura. 20</li> <li>3.2 Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda contínuo com núcleo de seção quadrada e casca superior de ar</li></ul>	2.4	Caso de acoplamento contra-direcional: variação da potência transmitida em cada um dos modos ao longo do guia de onda. Os parâmetros utilizados foram $\kappa = 1, a_1(0) = A_1 e a_2(0) = A_2 = 0$ . As curvas azuis e vermelhas representam, respectivamente, os modos $a_1$ , propagante, e $a_2$ , contra-propagante. O casamento de fase, utilizado para o caso (a) foi $\Delta k_z = 0$ e para o caso (b), $\Delta k_z = 10L$	17
<ul> <li>3.2 Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda contínuo com núcleo de seção quadrada e casca superior de ar</li></ul>	3.1	Exemplo de um guia de onda contínuo convencional. O guia de onda SWG pode ser obtido a partir da segmentação do guia de onda representado por esta figura.	20
<ul> <li>3.3 Distribuição espacial das três componentes do campo elétrico do modo quasi-TM para λ = 1.5 μm: (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano y = 1.65 μm - centro do núcleo de Si)</li></ul>	3.2	Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda contínuo com núcleo de seção quadrada e casca superior de ar	91
<ul> <li>dos campos (plano y = 1.65 μm - centro do núcleo de Si)</li></ul>	3.3	Distribuição espacial das três componentes do campo elétrico do modo quasi-TM para $\lambda = 1.5 \ \mu m$ : (a) Perfil transversal dos campos (plano $z = 0$ ). (b) Perfil axial	21
<ul> <li>3.4 Distribuição espacial das três componentes do campo elétrico do modo quasi-TE para λ = 1.5 μm: (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano y = 1.65 μm - centro do núcleo de Si)</li></ul>		dos campos (plano $y = 1.65 \ \mu m$ - centro do núcleo de Si)	22
dos campos (plano $y = 1.65 \ \mu\text{m}$ - centro do núcleo de Si)	3.4	Distribuição espacial das três componentes do campo elétrico do modo quasi-TE para $\lambda = 1.5 \ \mu m$ : (a) Perfil transversal dos campos (plano $z = 0$ ). (b) Perfil axial	
3.5 Célula unitária para o guia SWG simulado. O domínio computacional tem di- mensões $x \times y \times y \times z = 2\mu m \times 2\mu m \times 0.3\mu m$ e os parâmetros da estrutura são: $\Lambda = 0.3\mu m$ $h_{\pi} = 0.4\mu m$ $h_{m} = 1.6\mu m$ DC = $1/\Lambda$ h = 300 nm w = 300 nm		dos campos (plano $y = 1.65 \ \mu m$ - centro do núcleo de Si)	23
$\Lambda \equiv 0.5 \mu m$ , $\rho_{\alpha} \equiv 0.4 \mu m$ , $\rho_{\alpha\alpha} \equiv 1.0 \mu m$ , $10^{-1} \equiv 1/\Lambda$ , $n \equiv 300$ nm, $w \equiv 300$ nm	3.5	Célula unitária para o guia SWG simulado. O domínio computacional tem di- mensões $x \times y \times y \times z = 2\mu m \times 2\mu m \times 0.3\mu m$ e os parâmetros da estrutura são:	
$n_{SiO_2} = 1.44, n_{Si} = 3.476 \text{ e } n_{ar} = 1.0. \dots $		$n_{\rm SiO_2} = 1.44, n_{\rm Si} = 3.476 \text{ e } n_{\rm ar} = 1.0.$ $\dots \dots \dots$	23

3.6	Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda SWG com núcleo de seção quadrada e casca superior	
	de ar	24
3.7	Distribuição espacial das componentes $x, y \in z$ do campo elétrico para o modo quasi-TE do guia de onda SWG: (a) Perfil transversal dos campos (plano $z = 0$ ). (b) Perfil axial dos campos (plano $y = 0.550 \ \mu m$ - centro do núcleo de Si)	25
3.8	Distribuição espacial das componentes $x, y \in z$ do campo elétrico para o modo quasi-TM do guia de onda SWG: (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano y = 0.550 $\mu$ m - centro do núcleo de Si).	25
3.9	Diagrama de bandas típico de um cristal fotônico 1D, formado por dois materiais intercalados: GaAs ( $\varepsilon = 13$ ) e Ar ( $\varepsilon = 1$ ) [1]	27
3.10	Relação de dispersão dos quatro primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros $h = 300$ nm, $w = 300$ nm e DC = 50%	28
3.11	Relação de dispersão dos quatro primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros $h = 300$ nm, $w = 600$ nm e DC = 50%	29
3.12	Relação de dispersão dos quatro primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros $h = 600$ nm, $w = 300$ nm e DC = 50%	30
3.13	Perfil transversal do modo de segunda ordem quasi-TM no plano $z = 0$ para o guia de dimensões $h = 300$ nm, $w = 600$ nm e DC = 50%	31
3.14	Perfil transversal do modo de terceira ordem quasi-TM no plano $z = 0$ para o guia de dimensões $h = 300$ nm, $w = 600$ nm e DC = 50%	32
3.15	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia SWG com $h=w=300 \text{ nm}, \Lambda = 0.3 \mu \text{m} \text{ e } duty cycle variável (30\%, 50\% e 80\%).$	33
3.16	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia SWG com $h=w=300 \text{ nm}, \Lambda = 0.3 \mu \text{m} \text{ e } duty cycle variável (30\%, 50\% e 80\%).$	34
3.17	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia SWG com $w=300 \text{ nm}, \Lambda = 0.3 \mu \text{m}$ e DC = 50% para dois valores de <i>h</i> diferentes (450 nm e 600 nm) e com dois núcleos diferentes, um de silício e outro de nitreto de silício	
2 1 2	$(n_{Si} = 3.476 e n_S i_3 N_4 = 1.99)$	35
3.10	com casca superior de SiO <sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = 50% para diferentes valores	26
0.10		30
3.19	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia de onda SWG com casca superior de SiO <sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = $80\%$ para diferentes valores	07
		37
3.20	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia de onda SWG com casca superior de SiO <sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = $50\%$ para diferentes	0.5
	valores de $h \in w$	38
3.21	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia de onda SWG com casca superior de SiO <sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = $80\%$ para diferentes	
	valores de $h \in w$	39

3.22	Perfil transversal do modo fundamental quasi-TE (componentes $E_x \in E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 80% e para $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .	41
3.23	Perfil transversal do modo fundamental quasi-TE (componentes $E_x \in E_y$ ) para	
	um guia de onda SWG com DC = 50% e para $k_z = 10 \mu \text{m}^{-1}$ .	41
3.24	Perfil transversal do modo fundamental quasi-TE (componentes $E_x \in E_y$ ) para	
	um guia de onda SWG com DC = $30\%$ e para $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .	41
3.25	Perfil transversal do modo fundamental quasi-TM (componentes $\mathbf{E}_x \in \mathbf{E}_y$ ) para	
	um guia de onda SWG com DC = 80% e para $k_z = 10 \mu \text{m}^{-1}$ .	42
3.26	Perfil transversal do modo fundamental quasi-TM (componentes $E_x \in E_y$ ) para	
	um guia de onda SWG com DC = 50% e para $k_z = 10 \mu \text{m}^{-1}$	42
3.27	Perfil transversal do modo fundamental quasi-TM (componentes $E_x \in E_y$ ) para	10
	um guia de onda SWG com DC = 30% e para $k_z = 10 \mu \text{m}^{-1}$	42
4.1	Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda	
	SWG com parâmetros $h = 300$ nm, $w = 1500$ nm e DC = 50%	44
4.2	Componentes $E_x$ , $E_y$ e $E_z$ de campo elétrico do modo fundamental quasi-TE do	
	guia de onda SWG projetado ( $h = 300$ nm, $w = 1500$ nm, $\Lambda = 300$ nm e DC =	
	50%) para $k_z=9\mu m^{-1}$ e $\lambda = 1.500 \ \mu m.$	45
4.3	Componentes $\mathbf{E}_x$ , $\mathbf{E}_y$ e $\mathbf{E}_z$ de campo elétrico do modo de segunda ordem (quasi-	
	TE) do guia de onda SWG projetado ( $h$ = 300 nm, $w$ = 1500 nm, $\Lambda$ = 300 nm	
	e DC = 50%) para $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ e $\lambda = 1.300 \ \mu m$ .	45
4.4	Componentes $E_x$ , $E_y \in E_z$ de campo elétrico do modo de terceira ordem (quasi-	
	TM) do guia de onda SWG projetado ( $h = 300 \text{ nm}, w = 1500 \text{ nm}, \Lambda = 300 \text{ nm}$	1.0
4 5	e DC = 50%) para $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ e $\lambda = 1.200 \ \mu m$ .	46
4.5	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para um guia de onda $CUUC$	4 🗁
4 C	SWG com parametros $h = 100$ nm, $w = 2000$ nm e DC = 50%	47
4.0	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para um guia de onda SWC com parâmetros $h = 100 \text{ pm}$ eu $= 2500 \text{ pm}$ o DC $= 50\%$	19
47	SwG com parametros $n = 100$ mm, $w = 2500$ mm e DC = 50%	40
4.1	SWC com parâmetros $h = 200 \text{ pm} \cdot w = 1500 \text{ pm} \circ DC = 50\%$	10
48	Belação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda	45
1.0	SWG com parâmetros $h = 200$ nm. $w = 2000$ nm e DC = 50%.	50
4.9	Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda	00
	SWG com parâmetros $h = 200$ nm, $w = 2500$ nm e DC = 50%	51
4.10	Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda	
	SWG com parâmetros $h = 300$ nm, $w = 1000$ nm e DC = 50%	52
4.11	Comparação entre a componente de campo elétrico $\mathbf{E}_x$ para três configurações	
	diferentes de guia de onda SWG: (a) $h = 100$ nm, $w = 2000$ nm e DC = 50%;	
	(b) $h = 200 \text{ nm}, w = 1500 \text{ nm} \text{ e DC} = 50\%$ ; (c) $h = 300 \text{ nm}, w = 1000 \text{ nm} \text{ e}$	
	DC = 50%.	52
4.12	Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia de onda SWG $$	
	com $h = 200$ nm, $w = 1500$ nm, $\Lambda = 0.3 \mu$ m e três valores de DC: 30% (curva	
	azul), 50% (curva vermelha) e 80% (curva verde). $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	54

4.13	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG	
	com $h = 200$ nm, $w = 1500$ nm, $\Lambda = 200$ nm e DC = 50%	55
4.14	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG	
	com $h = 200$ nm, $w = 1500$ nm, $\Lambda = 400$ nm e DC = 50%	55
4.15	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG	
	com $h = 200$ nm, $w = 1500$ nm, $\Lambda = 500$ nm e DC = 50%	56
4.16	Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para o guia SWG	
	$com h = 200 \text{ nm}, w = 1000 \text{ nm}, \Lambda = 200 \text{ nm e DC} = 30\%$	58
4.17	Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para o guia SWG	~ ~
4.4.0	$\operatorname{com} h = 200 \operatorname{nm}, w = 1000 \operatorname{nm}, \Lambda = 200 \operatorname{nm} \operatorname{e} \operatorname{DC} = 50\%.$	59
4.18	Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para o guia SWG	50
1.10	$\operatorname{com} h = 200 \operatorname{nm}, w = 1000 \operatorname{nm}, \Lambda = 200 \operatorname{nm} \operatorname{e} \operatorname{DC} = 80\%$	59
4.19	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG	<u>co</u>
4.90	$com h = 200 \text{ nm}, w = 500 \text{ nm}, \Lambda = 200 \text{ nm} \text{ e DC} = 30\%$	60
4.20	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG	60
4 91	$com h = 200 \text{ hm}, w = 500 \text{ hm}, \Lambda = 200 \text{ hm} \text{ e DC} = 50\%$	00
4.21	Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com $h = 200 \text{ pm}$ $u = 500 \text{ pm}$ $A = 200 \text{ pm}$ $a DC = 80\%$	61
4 99	Com $n = 200$ mm, $w = 500$ mm, $A = 200$ mm e DC = $80/0$	01
4.22	Distribuição das componentes $x, y \in \mathbb{Z}$ do campo electrico para o modo fundamentar quasi TE para um comprimento de onda de operação de $\lambda = 1550$ nm . As	
	dimensões do guia do núcleo de silício são: $h = w = 500 \text{ nm}$ $\Lambda = 300 \text{ nm}$ e DC	
	= 20%	63
4.23	Distribuição das componentes $x, y \in z$ do campo elétrico para o modo fundamental	00
1.20	guasi-TE para um comprimento de onda de operação de $\lambda = 1550$ nm. As	
	dimensões do guia do núcleo de silício são: $h = w = 500$ nm. $\Lambda = 300$ nm e DC	
	= 30%	63
4.24	Distribuição das componentes $x, y \in z$ do campo elétrico para o modo fundamental	
	quasi-TE para um comprimento de onda de operação de $\lambda = 1550$ nm. As	
	dimensões do guia do núcleo de silício são: $h = w = 500$ nm, $\Lambda = 300$ nm e DC	
	= 50%	63
4.25	Distribuição das componentes $x,y$ e $z$ do campo elétrico para o modo fundamental	
	quasi-TE para um comprimento de onda de operação de $\lambda$ = 1550 nm. As	
	dimensões do guia do núcleo de silício são: $h=w=500$ nm, $\Lambda=300$ nm e DC	
	= 60%	64
4.26	Distribuição das componentes $x, y \in z$ do campo elétrico para o modo fundamental	
	quasi-TE para um comprimento de onda de operação de $\lambda = 1550$ nm. As	
	dimensões do guia do núcleo de silício são: $h = w = 500$ nm, $\Lambda = 300$ nm e DC	
	= 80%.	64
4.27	Distribuição das componentes $x, y \in z$ do campo elétrico para o modo fundamental	
	quasi-TE para um comprimento de onda de operação de $\lambda = 1380$ nm. As	
	dimensoes do guia do núcleo de silício são: $h = 200$ nm, $w = 500$ nm, $\Lambda = 300$	~ •
	nm e $DC = 30\%$ .	64

# Lista de Tabelas

3.1	Deslocamentos em frequência devido à variação do $duty cycle$ para o guia de onda	
	SWG com $h = w = 300$ nm e $\Lambda = 0.3 \mu$ m. Todos os deslocamentos em frequência	
	foram tomados em relação ao caso $k_z = 10 \ \mu m^{-1}$	33
3.2	Deslocamentos em frequência devido à variação da geometria e à característica do	
	material da casca superior para o modo fundamental quasi-TE do guia de onda	
	SWG com $\Lambda = 0.3 \mu m$ . Todos os deslocamentos em frequência foram tomados em	
	relação ao caso $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$	38
3.3	Deslocamentos em frequência devido à variação da geometria e à característica do	
	material da casca superior para o modo fundamental quasi-TM do guia de onda	
	SWG com $\Lambda = 0.3 \mu m$ . Todos os deslocamentos em frequência foram tomados em	
	relação ao caso $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$	39
4.1	Deslocamentos em frequência, para o modo fundamental, oriundos da variação da	
	altura e largura do núcleo de um guia de onda SWG com $DC = 50\%$ e $\Lambda = 0.3\mu$ m.	
	Os deslocamentos em frequência apresentados referem-se ao caso de $k_z = 9 \ \mu \text{m}^{-1}$ .	50
4.2	Deslocamento do ponto de velocidade de grupo nula para diferentes períodos de	
	segmentação do guia SWG com $h = 200$ nm, $w = 1500$ nm e DC = 50%	56

# Lista de Acrônimos e Notação

SOI	Silicon-on-Insulator
SWG	Subwavelength Grating
3DFEM	3D Finite Element Method - Método dos Elementos Finitos 3D
PEC	Perfect Electric Conductor - Condutor Elétrico Perfeito
PMC	Perfect Magnetic Conductor - Condutor Magnético Perfeito
CMT	Coupled Mode Theory - Teoria de Modos Acoplados
DC	Duty Cycle

1D, 2D, 3D	dimensões espaciais
x, y, z	coordenadas cartesianas
r	vetor posição
$\Lambda$	período de grade
$E_m$	componente $m$ do campo elétrico
$\mathbf{H}_m$	componente $m$ do campo magnético
В	densidade de fluxo magnético
D	densidade de fluxo elétrico
$\epsilon$	permissividade elétrica
$\mu$	permeabilidade magnética
$\omega$	frequência angular da onda eletromagnética
$\lambda$	comprimento de onda
n	índice de refraçao
$n_{\rm eff}$	índice de refração efetivo
с	velocidade da luz no vácuo

#### l Capítulo

## Introdução

### 1.1 Histórico

As telecomunicações foram uma área altamente beneficiada pelos avanços ocorridos no campo da tecnologia óptica. O advento das fibras ópticas possibilitou a realização de transmissão de informações a taxas e distâncias mais altas do que em qualquer outro momento da história. A banda de frequência disponibilizada pelos dispositivos ópticos é incontestavelmente maior do que aquela fornecida por qualquer outra tecnologia disponível atualmente. Neste contexto, surge uma grande motivação para se compreender e controlar a luz. Para tanto, se faz necessário não somente o entendimento acerca do comportamento da luz, mas também das propriedades ópticas dos materiais, de maneira a se alcançar o primeiro objetivo. Por "controlar a luz", entende-se que há o desejo de se criar mecanismos para realizar, quando conveniente, o guiamento através de estruturas e/ou o aprisionamento da luz nas mesmas.

Existem diversas maneiras de se realizar o confinamento da luz em um material ou uma estrutura, de modo a se estabelecer guiamento de luz. Uma destas formas corresponde à realização do guiamento a partir do índice de refração dos materiais que compõem o guia de onda e do fenômeno da reflexão interna total. Neste mecanismo, a luz permanece confinada em um material que possui índice de refração maior do que os materiais em seu entorno. Os guias de onda periodicamente segmentados se enquadram nesta classe descrita de guiamento de onda.

O conceito de se realizar guiamento de luz através de uma estrutura que não fosse contínua, mas que apresentasse uma periodicidade, é razoavelmente antigo. Esta concepção se iniciou nos anos 1972 e 1973, com os estudos de Dabby *et. al.* [2] e Stoll *et. al.* [3].Dabby *et al.* [2] realizou uma modelagem teórica de um guia de onda dielétrico com paredes corrugadas procurando modos de Bloch-Floquet que satisfizessem a equação de onda. Nesta análise, verificou-se a existência de uma banda proibida no seu diagrama de dispersão, ou seja, foi constatado que existe uma faixa de comprimentos de onda na qual não é possível existir modos de propagação. Este fato sugeriu a possibilidade de se utilizar estes guias com perturbações periódicas em sua geometria como filtros e para aplicações envolvendo casamento de fase, como conversão de frequência. Stoll e Yariv [3] abordaram o mesmo tipo de guia de onda a partir da teoria de modos acoplados e observaram que a interação entre os modos propagantes e contra-propagantes do guia se dava através do espalhamento de Bragg. Os estudos iniciais consideravam um guia de onda com uma modulação nas paredes do núcleo, ou seja, o guia de onda em si não apresentava segmentação, mas apenas uma perturbação periódica. Foi na década de 1990 que os guias periódicos obtiveram uma maior atenção e se iniciaram os estudos sobre guias de onda que apresentavam, de fato, segmentação. Nesta década, foram realizados vários estudos teóricos [4–13] que contribuíram largamente para a caracterização dos modos comportados pelos guias segmentados. Foram, ainda, apresentados trabalhos caracterizando perdas por espalhamento em guias de onda planares [14], além de ter sido proposta a possibilidade de se utilizar os guias segmentados como cavidades ópticas [5]. Os trabalhos, porém, não se limitaram apenas a estudos teóricos. Concomitantemente ao avanço da teoria, foram apresentados resultados experimentais, reportando desde a fabricação e caracterização dos guias de onda [13,15,16] até aplicações mais avançadas, como conversores de frequência [9,17], conversores de modo [18], processos paramétricos [10] e sensoriamento [19].

Com o desenvolvimento da plataforma Silicon-on-Insulator (SOI), as aplicações ópticas em silício cresceram imensamente, devido ao alto grau de confinamento da luz conferido por este material, dado seu elevado índice de refração. Este grande confinamento da luz permite uma redução bastante significativa das dimensões dos dispositivos ópticos, o que corresponde a uma característica muito atrativa no contexto atual da óptica integrada. Outro aspecto atrativo referente à tecnologia SOI é a sua compatibilidade com os processos de fabricação CMOS. A microeletrônica já é um campo maduro e a fabricação de dispositivos já está consolidada. Com isso, existe uma grande disponibilidade de infraestrutura para fabricação de dispositivos CMOS e, logo, o aproveitamento destes recursos para realizar a fabricação de componentes ópticos representa uma grande economia de recursos. Entretanto, a plataforma SOI não apresenta apenas vantagens. O elevado índice de refração do silício é uma de suas maiores vantagens, mas por outro lado, trás consigo uma desvantagem: perdas por espalhamento nas interfaces entre silício e outro material oriundas das imperfeições no processo de fabricação da estrutura [14]. Existem duas maneiras básicas de se abordar este problema: alterar a maneira como a luz se distribui na estrutura ou alterar o processo de fabricação em si. A primeira solução pode ser obtida através da utilização de estruturas de dimensões bastante reduzidas [14], reduzindo a intensidade de campo nas interfaces de silício e, pois, reduzindo as perdas por espalhamento. Como exemplo da segunda abordagem, cita-se a redução das perdas pelo avanço do processo de fabricação. Recentemente, novas técnicas foram propostas para reduzir drasticamente as imperfeições ou a rugosidade das paredes verticais das estruturas fabricadas em plataforma SOI, através de, por exemplo, processos de oxidação seletiva, conforme reportado por Cardenas et al. [20].

A possibilidade de se superar as dificuldades relacionadas a perdas nas estruturas de silício [21] foi um fator crucial para o sucesso deste material dentro do campo da óptica integrada. Com o desenvolvimento da plataforma SOI, os estudos dos guias de onda periódicos foram novamente impulsionados a partir dos anos 2000. Por guias periódicos, deve-se entender não somente os guias periodicamente segmentados, mas também outros arranjos periódicos capazes de realizar guiamento, como arranjos de pilares de silício por exemplo. As aplicações desenvolvidas, bem como os experimentos reportados, foram diversas: desde a constatação de grande birrefringência dos guias [22, 23], compreendendo adaptadores de modos [24–27], acopladores [28–30], acopladores entre fibra e chip [30–37], filtros [38], cruzamentos de guias com baixa interferência [39–42], sensores [35,43–45], cavidades ressonantes [46] até portas lógicas [47]. Os trabalhos acerca dos guias periódicos também se desenvolveram no campo teórico, concentrando-se mais na caracterização das perdas de propagação apresentadas por estas estruturas [48,49] e no estudo da estrutura de bandas apresentada pelos guias [50].

Nos últimos anos, o guia de onda periódico que recebeu mais atenção foi o guia segmentado apresentado por Bock *et al.* [51], que recebeu o nome de *Subwavelength Grating* (SWG) *Waveguide*. Este tipo de guia de onda é construído de maneira que seu período seja menor do que o comprimento de onda de operação. O objetivo deste arranjo é frustrar o fenômeno da difração, obedecendo à relação [30]

$$\Lambda < \Lambda_{\rm Bragg} = \frac{\lambda}{2n_{\rm eff}},\tag{1.1}$$

onde  $\Lambda$  é o período da grade,  $\Lambda_{\text{Bragg}}$  é o período da grade de Bragg de primeira ordem,  $\lambda$ é o comprimento de onda no espaço livre e n<sub>eff</sub> é o índice efetivo do modo propagando no guia de onda. Enquanto a periodicidade do guia SWG satisfizer a equação (1.1), não haverá espalhamento de luz devido à reflexão de Bragg e, logo, a luz poderá se propagar sem sofrer os efeitos de difração e nem se acoplar a modos de radiação. O guia de onda segmentado aqui estudado está esquematizado na figura 1.1. O guia ilustrado é formado por um substrato de dióxido de silício (SiO<sub>2</sub>), pelo guia segmentado de silício (Si) propriamente dito e por um revestimento superior, que será chamado deste ponto em diante de casca superior. A casca superior pode ser composta por ar ou dióxido de silício, como representado na figura 1.1, ou por qualquer outro material conveniente à aplicação.

Algumas características interessantes dos guias de onda SWG surgem de suas peculiaridades construtivas. Basicamente, o guia é composto por blocos de silício intercalados com outro material de índice de refração menor, o qual pode ser simplesmente ar ou outro material conveniente. Esta construção sugere que as características do guia devem seguir um comportamento que seja uma mistura dos dois, ou mais, materiais que o compõem. No caso do índice de refração efetivo do guia SWG, esta concepção já havia sido proposta e constatada teoricamente por Ortega *et al.* [12]e também experimentalmente por Bock *et al.* [51].



Figura 1.1: Exemplo de construção de um guia de onda segmentado.

Este conceito pode, ainda, ser extrapolado além do índice de refração. Como o silício possui um elevado coeficiente termo-óptico  $(dn_{\rm Si}/dT = 1.8 \times 10^{-4} K^{-1})$  [52], a funcionalidade e desempenho do dispositivo construído neste material são altamente dependentes da temperatura de operação. Novamente, por construção, é possível intercalar o silício com um outro material que possua coeficiente termo-óptico negativo e que seja capaz de neutralizar a variação efetiva do índice de refração do guia com a temperatura, conforme apresentado em [52–55].

Finalmente, outro fator que pode, ainda, ser manipulado construtivamente é o índice de refração não-linear do guia de onda SWG. Ao intercalar o silício com ar, a não-linearidade do guia SWG deve ser menor do que a não-linearidade de um guia de silício contínuo. Um exemplo de aplicação deste conceito é na construção de uma chave totalmente óptica baseada em um interferômetro de Mach-Zehnder, no qual um dos braços é formado por um guia contínuo é maior do que o do guia SWG, a mudança de fase devido ao efeito Kerr óptico será maior no braço do guia contínuo. Projetando o comprimento dos braços adequadamente de modo que a diferença de fase entre as ondas que se propagam nos dois braços for igual a um múltiplo ímpar de  $\pi$ , é possível se conseguir chaveamento completo na saída do interferômetro. Este dispositivo foi proposto e fabricado por Glesk *et al.*, conforme apresentado em [56].

### 1.2 Motivação

A plataforma SOI é de grande interesse para o campo da óptica integrada devido ao elevado índice de refração apresentado pelo silício. Esta característica material confere às estruturas construídas em silício uma maior capacidade de confinar a luz em seu interior e permite a redução das dimensões dos dispositivos ópticos fabricados na plataforma SOI. Desta forma, tem-se uma possibilidade bastante maior de realizar a integração dos dispositivos ópticos nos chips. Por outro lado, apesar do elevado índice de refração ser uma característica positiva da tecnologia SOI, ela também introduz problemas práticos. Devido a imperfeições no processo de fabricação de dispositivos, as paredes verticais destes podem apresentar alta rugosidade. O resultado é a ocorrência de espalhamento da luz quando o campo elétrico se concentra nesta região de interface entre o silício e outro material (ar, dióxido de silício, etc.). O alto índice de refração do silício, neste caso, agrava o cenário e intensifica o espalhamento [14]. Uma das maneiras para se reduzir as perdas por espalhamento nas paredes verticais é reduzir ao máximo o campo presente nas interfaces e, para isso, pode-se valer do fenômeno de deslocamento do modo do guia de onda SWG: os modos de mais baixa ordem deste guia de onda tendem a se localizar fora do núcleo do mesmo, diminuindo o campo elétrico nas interfaces de silício [51].

Outro ponto de interesse dos guias de onda SWG corresponde às suas características construtivas e a possibilidade de se intercalar diferentes materiais na fabricação do guia. Atualmente, não existe uma gama muito vasta de índices de refração diferentes que possam ser utilizados no projeto de dispositivos ópticos. Com isso, do ponto de vista do projetista, o índice de refração não constitui um parâmetro flexível de projeto. Ao intercalar dois materiais, lembrando-se sempre de respeitar a equação (1.1), o guia de onda SWG comporta-se como um guia de onda contínuo, mas com índice efetivo menor do que o de um guia de onda contínuo com núcleo de silício [31, 51]. Portanto, os guias SWG podem representar uma solução à limitação de diferentes materiais que podem ser utilizados na construção de dispositivos ópticos, transformando, de fato, o índice de refração em um grau de liberdade adicional no momento do projeto. A adequada construção dos guias SWG permite, com certas restrições, realizar o controle das suas características ópticas e esta é a maior motivação para o estudo destas estruturas.

Apesar dos guias de onda segmentados terem sido foco de vários estudos, em especial os guias SWG, tais estudos tiveram seus esforços mais voltados ao desenvolvimento de aplicações para os guias e não tanto para sua modelagem. A motivação deste trabalho está voltada para a investigação de seu comportamento.

### 1.3 Objetivos do Trabalho

O objetivo deste trabalho é o estudo de guias de onda ópticos segmentados com ênfase nos guias com período inferior ao comprimento de onda de operação. A partir de uma maior compreensão dos principais parâmetros de projeto dos guias de onda, deseja-se obter um entendimento de como otimizar determinadas características destas estruturas, visando a, finalmente, permitir a produção de dispositivos ópticos com desempenho tão bom quanto ou até superior que o dos dispositivos atuais utilizados em óptica integrada. Especificamente, os objetivos do trabalho são:

- Estudo inicial dos parâmetros de projeto dos guias de onda segmentados:
  - Análise modal dos guias de onda segmentados;
  - Análise dos efeitos causados por variações nas dimensões do guia de onda;
  - Análise dos efeitos dos materiais envolvidos na construção do guia de onda.

Esta etapa inicial objetiva a obtenção de um entendimento básico acerca do comportamento dos guias de onda segmentados. Procurou-se compreender como é realizado o guiamento da luz por estas estruturas, bem como o formato da relação de dispersão de seus modos, além de, mais adiante, entender os impactos que as variações construtivas (tanto na geometria como na própria composição material do guia) causavam na relação de dispersão.

- Projeto e estudo de um guia de onda segmentado voltado para aplicação em comunicações ópticas
  - Projeto de um guia de onda cujos modos de ordem mais baixa operem na banda de comunicações ópticas;
  - Análise modal do guia projetado e estudo dos efeitos causados por variações nas dimensões do novo guia;
  - Verificação do efeito de deslocamento do modo com a segmentação do guia.

Visto que a motivação do trabalho é explorar estruturas para serem utilizadas em aplicações de óptica integrada e em comunicações ópticas, faz-se necessário um estudo mais cauteloso do comportamento dos guias segmentados capazes de operar dentro da banda de comunicações ópticas. Além disso, o trabalho objetiva fornecer informações úteis acerca do comportamento destes guias de onda, de maneira que possam ser de utilidade no momento do projeto de guias de onda segmentados.

### 1.4 Estrutura da Dissertação

Esta dissertação está dividida em quatro capítulos, além deste capítulo introdutório.

No capítulo 2, é apresentada a metodologia utilizada nos estudos dos guias de onda segmentados. Primeiramente, é descrita a metodologia para a realização da análise modal dos guias. Em seguida, deriva-se a equação geral para o problema de autovalores a ser resolvido e, depois, apresenta-se como tal equação foi adaptada para utilização do Método dos Elementos Finitos 3D (3D *Finite Element Method* – 3DFEM). Por fim, uma breve descrição da teoria de modos acoplados (*Coupled Mode Theory* - CMT) é realizada, a qual servirá de base para o entendimento dos fenômenos observados ao longo da dissertação.

No capítulo 3, são mostrados os resultados iniciais de simulação e uma caracterização do comportamento básico de um guia de onda contínuo e do guia de onda segmentado, evidenciando, entre outros, o fenômeno do deslocamento do modo no guia segmentado. Uma análise inicial referente às características da relação de dispersão dos modos destes guias é realizada. São apresentados também os estudos referentes aos efeitos das variações dos parâmetros construtivos do guia: tanto variações geométricas como variações nos materiais envolvidos na construção destas estruturas.

No capítulo 4, são apresentados os resultados referentes ao projeto do guia de onda segmentado para aplicações em comunicações ópticas. As análises realizadas no capítulo 3 são repetidas para o guia de onda projetado: efeitos da variação da geometria e dos materiais que compõem o guia. O fenômeno do deslocamento do modo é evidenciado com um cuidado maior neste capítulo. As principais diferenças entre as estruturas estudadas nos capítulos 3 e 4 são apontadas e analisadas.

No capítulo 5, encontram-se as conclusões e as considerações finais do trabalho, além de temas de trabalhos futuros.

#### | Capítulo ⊿

# Metodologia e Modelagem dos Guias Segmentados

A compreensão do comportamento de propriedades básicas dos guias de onda segmentados é fundamental para o desenvolvimento de projetos de dispositivos baseados nestas estruturas. Uma maneira de se obter conhecimento acerca do funcionamento dos guias é realizar uma análise modal dos mesmos. Em geral, são poucos os problemas de eletromagnetismo que podem ser completamente descritos analiticamente. Com isso, para o estudo dos guias segmentados, foi adotada uma abordagem numérica para se realizar a análise modal e verificar as características apresentadas pelos modos que se propagam nestas estruturas.

### 2.1 Análise Modal dos Guias de Onda Segmentados

A primeira etapa do estudo correspondeu à análise modal dos guias de onda segmentados, mas antes de iniciar a modelagem do guia segmentado, algumas considerações devem ser feitas a respeito dos guias contínuos. Uma estrutura que apresenta simetria translacional contínua é invariante a translações em uma determinada direção (ou em todas elas). Um guia de onda contínuo, como o representado na figura 2.1, apresenta simetria translacional na direção z, uma vez que as características do guia se conservam ao longo de z, pois  $\varepsilon(z) = \varepsilon(z + R)$ , qualquer que seja o valor de R. Um guia com este tipo de simetria apresenta modos da forma [1]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}(x, y)e^{jk_z z},\tag{2.1}$$

onde **E** é o campo elétrico,  $\mathbf{r} = \alpha \hat{x} + y \hat{y} + z \hat{z}$  o vetor posição, **A** o perfil transversal do modo e  $k_z$  o número de onda.



Figura 2.1: Guia de onda contínuo com simetria translacional na direção z

Um guia de onda com segmentação periódica, por outro lado, não apresenta a simetria translacional contínua do guia da figura 2.1. As características do guia segmentado variam ao longo da direção de propagação, z, conforme se observou na figura 1.1. Entretanto, a variação destas características não é simplesmente aleatória, mas obedece a uma periodicidade:os materiais que compõem o guia de onda segmentado são intercalados de forma que o índice de refração do arranjo seja uma função periódica na direção z, conforme ilustra a figura 2.2. Assim, pode-se verificar que o guia de onda segmentado apresenta simetria translacional discreta, uma vez que o índice de refração, bem como suas outras propriedades, é uma função periódica de z. Ou seja,  $\varepsilon(z) = \varepsilon(z + \Lambda)$ , sendo  $\Lambda$  igual ao período de segmentação do guia.



Figura 2.2: Variação do índice de refração ao longo da direção de propagação, z, para um guia de onda segmentado de período $\Lambda$ 

Pelo teorema de Bloch-Floquet, os guias de onda segmentados devem comportar modos do tipo [1,57]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}(\mathbf{r})e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}},\tag{2.2}$$

sendo  $\mathbf{u} = \mathbf{u}(\mathbf{r} + \mathbf{R})$  uma função periódica para todos os vetores de rede  $\mathbf{R}$  (múltiplos inteiros de  $\Lambda$ ) e  $\mathbf{k}$  o vetor de onda.

O teorema de Bloch-Floquet, atrávés da equação (2.2), nos auxiliou a desvendar como será a forma dos modos que se propagam no guia de onda da figura 1.1, para um meio sem perdas e não magnético. Para uma investigação mais detalhada a respeito da função periódica  $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ , nos valemos das equações de Maxwell. Em especial, estamos interessados na Lei de Faraday, equação 2.3, e na Lei de Ampère, equação 2.4, além das relações constitutivas:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r})}{\partial t}$$
(2.3)

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r})}{\partial t} + \mathbf{J}(\mathbf{r})$$
(2.4)

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) \tag{2.5}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0(\mathbf{r})\mathbf{H}(\mathbf{r}),\tag{2.6}$$

onde  $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{D}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ ,  $\varepsilon(\mathbf{r}) \in \mu_0$  são, respectivamente, a densidade de fluxo magnético, densidade de fluxo elétrico, corrente superficial impressa, permissividade elétrica do meio e permeabilidade magnética no vácuo. Algumas observações a respeito das equações (2.3)-(2.6): assume-se que os materiais envolvidos neste estudo são não-magnéticos, os materiais são isotrópicos e homogêneos e sua permissividade elétrica corresponde a uma constante (função do vetor posição  $\mathbf{r}$ ) e assumese, por fim, a inexistência de fontes de corrente impressas, isto é,  $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = 0$ .

Combinando as equações (2.3)-(2.6), é possível escrever uma equação apenas para o campo elétrico, a equação de onda:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}), \qquad (2.7)$$

sendo  $\omega$  a frequência angular da onda eletromagnética e *c* a velocidade da luz no vácuo. Toda onda eletromagnética deve satisfazer a equação de onda (2.7) e, logo, os modos do guia de onda segmentado não são exceção. Se substituirmos a equação (2.2) na equação de onda, é possível se obter a relação de dispersão para o guia segmentado, isto é, determinar qual a relação de dependência entre o vetor de onda **k** dos diversos modos e as suas respectivas frequências de operação no guia de onda,  $\omega$ . A obtenção da relação de dispersão corresponde à análise modal do guia de onda.

Para a análise modal desenvolvida neste trabalho, foi utilizada uma abordagem numérica, empregando o Método dos Elementos Finitos 3D (3D *Finite Element Method* - 3DFEM). Apesar de ser computacionalmente mais oneroso, se fez necessário lançar mão de uma abordagem 3D para o estudo dos guias segmentados. A própria natureza da simetria do guia impede a simplificação deste problema para o caso de uma estrutura 2D e, logo, se faz necessário lançar mão de uma abordagem 3D.

A equação (2.7) pode ser adequadamente transformada em um problema de autovalores generalizado, conforme apresentado na seção 2.2 e, utilizando o 3DFEM, a relação de dispersão é obtida numericamente. Uma vez de posse desta ferramenta numérica, a análise modal consistiu da observação dos efeitos de alterações na geometria e composição do guia segmentado na relação de dispersão. Para uma análise mais completa, as três dimensões do guia de onda foram variadas: altura, largura e comprimento do guia de onda. Este último parâmetro engloba tanto o período de grade ( $\Lambda$ ) como o chamado *duty-cycle*, o qual corresponde à proporção do período de grade composta por silício.

Além das variações na geometria, também foi de interesse do estudo a forma como os materiais que compõem o guia de onda influenciam na sua relação de dispersão. Neste caso, são duas as possibilidades: alterar a composição do núcleo do guia (buscar um material alternativo ao silício) ou alterar o meterial que realiza o revestimento superior do guia (casca superior). Devido a restrições quanto ao processo de fabricação, a casca inferior do guia de onda não pode ser diferente de  $SiO_2$ , não correspondendo a um parâmetro de projeto do guia e, logo, não foi um alvo deste estudo.

O último ponto de atenção da análise modal se referiu aos modos de ordem superior. Este interesse reside no fato de se desejar, a princípio, que um guia opere na condição monomodo, isto é, situação na qual apenas um modo do guia corresponde a uma solução propagante da equação de onda (2.7). Com isso, evita-se o surgimento de perdas decorrentes de interação intermodal . Neste contexto, procurou-se verificar se as variações impostas tanto à geometria do guia quanto aos materiais que o compõem podem afetar os modos de ordem superior, fazendo com que a janela de operação monomodo fosse reduzida.

### 2.2 Derivação da Formulação para o Método dos Elementos Finitos

A análise dos modos propagantes nos guias de onda segmentados pode ser realizada a partir da resolução de um problema de autovalores. Assim, se a equação (2.7) for transformada em problema de autovalores generalizado, podemos lançar mão do 3DFEM para encontrar os autovalores e autovetores de interesse.

A equação de onda para o campo elétrico no domínio da frequência e o campo elétrico em estruturas periódicas, conforme visto em 2.1, podem ser escritos segundo as equações (2.7) e (2.2). Substituindo (2.2) em (2.7), obtém-se a equação mestra para o problema de autovalores [58]. O rotacional de (2.2) é dado por:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) - \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times \nabla e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \left[\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}\right].$$
(2.8)

Tomando-se o rotacional de (2.8), tem-se

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \nabla \times e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \left[\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}\right] =$$
  
=  $e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \nabla \times \left[\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}\right] +$   
+  $e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \left[\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}\right] \times j\mathbf{k}.$  (2.9)

Substituindo, então, a equação (2.9) em (2.7), obtemos a equação mestra para o problema de autovalores generalizado:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{u} (\mathbf{r}) + \nabla \times [\mathbf{u} (\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}] + [\nabla \times \mathbf{u} (\mathbf{r})] \times j\mathbf{k} + [\mathbf{u} (\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}] \times j\mathbf{k} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon (\mathbf{r}) \mathbf{u} (\mathbf{r}).$$
(2.10)

Observando a equação (2.10), verificamos que  $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$  e  $\mathbf{u}(\mathbf{r})$  tratam-se, respectivamente, do autovalor e do autovetor associados a um determinado modo. Para um dado vetor de onda  $\mathbf{k}$ , o qual define o modo de interesse, podemos determinar tanto a sua frequência,  $\omega$ , como a distribuição de campo elétrico,  $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ , associadas.

A integral dos resíduos ponderados de (2.10) será, então,

$$\iiint_{V} \left\{ \nabla \times \nabla \times \mathbf{u} \left( \mathbf{r} \right) + \nabla \times \left[ \mathbf{u} \left( \mathbf{r} \right) \times j \mathbf{k} \right] + \left[ \nabla \times \mathbf{u} \left( \mathbf{r} \right) \right] \times j \mathbf{k} + \left[ \mathbf{u} \left( \mathbf{r} \right) \times j \mathbf{k} \right] \times j \mathbf{k} \right\} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{r}) dV = \\ = \iiint_{V} \left( \frac{\omega}{c} \right)^{2} \varepsilon \left( \mathbf{r} \right) \mathbf{u} \left( \mathbf{r} \right) dV, \qquad (2.11)$$

onde  $\mathbf{w}(\mathbf{r})$  corresponde às funções vetoriais de ponderação. A equação (2.11) ainda requer uma certa manipulação para se adequar ao 3DFEM, pois não devem existir derivadas de segunda ordem. A equação deve ser transformada em uma equação integro-diferencial, apenas com derivadas de primeira ordem [59]. Para realizar tal enfraquecimento, nos valemos do primeiro teorema vetorial de Green e do teorema de Gauss:
$$\iiint_{V} \left[ u \left( \nabla \times \mathbf{a} \right) \cdot \left( \nabla \times \mathbf{b} \right) - \mathbf{a} \cdot \left( \nabla \times u \nabla \times \mathbf{b} \right) \right] dV =$$
$$= \oiint_{S} u \left( \mathbf{a} \times \nabla \times \mathbf{b} \right) \cdot \hat{n} \, dS \tag{2.12}$$

$$\iiint_{V} \nabla \cdot \mathbf{f} \, dV = \oiint_{S} \mathbf{f} \cdot \hat{n} \, dS. \tag{2.13}$$

Aplicando, então, (2.12) ao primeiro termo do lado esquerdo da equação (2.11), obtém-se

$$\iiint_{V} \nabla \times \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{w}(\mathbf{r}) = \iiint_{V} \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) \, dV - - \oint_{S} \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times \nabla \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \hat{n} \, dS, \qquad (2.14)$$

onde S é a superfície do domínio computacional e  $\hat{n}$  é o versor normal a esta superfície.

Para adequar o segundo termo do lado esquerdo de (2.11), utilizamos a identidade vetorial  $\nabla \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = \mathbf{b} \cdot \nabla \times \mathbf{a} - \mathbf{a} \cdot \nabla \times \mathbf{b}$ :

$$\nabla \cdot \left\{ \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \right\} = [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \cdot \nabla \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) - \mathbf{w}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})]. \quad (2.15)$$

Aplicando o teorema de Gauss ao lado esquerdo de (2.15):

$$\iiint_{V} \nabla \cdot \left\{ \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \right\} dV = \oiint_{S} \left\{ \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \right\} \cdot \hat{n} \, dS.$$
(2.16)

Para o segundo termo do lado esquerdo de (2.11), tem-se, então

$$\iiint_{V} \nabla \times [\mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}] \cdot \mathbf{w}(\mathbf{r}) dV = - \iiint_{V} [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \cdot \nabla \mathbf{w}(\mathbf{r}) dV + + \oint_{S} \{\mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r})]\} \cdot \hat{n} \, dS.$$
(2.17)

Utilizando a identidade vetorial  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \times \mathbf{C} = \mathbf{C} \cdot \mathbf{A} \times \mathbf{B}$ , reescrevemos o terceiro e o quarto termos de (2.11) como

$$\iiint_{V} [\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \times j\mathbf{k} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{r}) dV = \iiint_{V} \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [\nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \cdot j\mathbf{k} =$$
$$= \iiint_{V} j\mathbf{k} \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) \ dV$$
(2.18)

$$\iiint_{V} [\mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}] \times j\mathbf{k} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{r}) dV = \iiint_{V} \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [\mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k}] \cdot j\mathbf{k} \, dV =$$
$$= \iiint_{V} j\mathbf{k} \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k} \, dV.$$
(2.19)

Finalmente, utilizando as equações (2.14), (2.17), (2.18) e (2.19), a equação (2.11) torna-se

$$\iiint_{V} \left\{ \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) - \mathbf{u}(\mathbf{r}) \times j\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) + \\ + j\mathbf{k} \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) \cdot \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) + \mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{w}(\mathbf{r}) \right\} dV \\ + \oiint_{S} \left\{ \mathbf{w}(\mathbf{r}) \times [j\mathbf{k} \times \mathbf{u}(\mathbf{r}) - \nabla \times \mathbf{u}(\mathbf{r})] \right\} \cdot \hat{n} \, dS = \\ = \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} \iiint_{V} \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{u}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{w}(\mathbf{r}) dV.$$
(2.20)

Como foi utilizada uma abordagem numérica para resolver a equação (2.20), se fez necessário realizar o truncamento do domínio computacional e, para tanto, três condições de contorno foram consideradas: Condutores Elétricos Perfeitos (*Perfect Electric Conductors* - PECs), Condutores Magnéticos Perfeitos (*Perfect Magnetic Conductors* - PMCs) e condições de contorno periódicas. Para PECs e PMCs, ambos o campo elétrico e magnético tangenciais devem ser nulos nas fronteiras do domínio e, portanto, o resultado da integral de superfície de (2.20) também é nulo.

No caso de estruturas que apresentam periodicidade, conforme sugere o teorema de Bloch-Floquet [1,57], não é necessário simular a estrutura inteira, mas apenas a célula unitária que se repete. Para adotar esta simplificação, empregam-se condições de contorno periódicas, nas quais é imposto que tanto o campo elétrico como o campo magnético em duas superfícies paralelas na fronteira do domínio sejam exatamente iguais, atendendo à equação (2.2). Como resultado desta imposição para os campos, a integral de superfície em (2.20) se anula, como no caso de PECs e PMCs. Isso ocorre pelo fato dos versores normais em duas superfícies paralelas na fronteira do domínio apresentarem sinais opostos. Desta forma, como os campos são idênticos nestas superfícies, o resultado da integral será zero.

Vale citar, ainda, a existência de outro tipo de condição de contorno que pode ser empregada em estudos numéricos, chamada *Perfectly Matched Layer* (PML). Esta condição de contorno tenta simular um domínio computacional "infinito". No caso do problema de autovalores, a PML pode remover possíveis modos ressonantes indesejados, que surgem do próprio domínio computacional truncado [60]. Entretanto, como os modos ressonantes em questão não representaram um obstáculo às simulações, as PMLs não foram implementadas para este estudo.

O último passo é aplicar o Método dos Elementos Finitos à equação (2.20), o que resulta no seguinte problema de autovalores:

$$[K] \{u\} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 [M] \{u\}.$$
(2.21)

As matrizes elementares, realcionadas às matrizes globais, são dadas por [58]:

$$\begin{split} \left[\mathbf{K}^{\mathbf{e}}\right]_{\mathbf{m},\mathbf{n}} &= \iiint_{V_{e}} \left[ \nabla \times \mathbf{W}_{m}^{e} \cdot \nabla \times \mathbf{W}_{n}^{e} - \mathbf{j}\mathbf{k} \times \mathbf{W}_{m}^{e} \cdot \nabla \times \mathbf{W}_{n}^{e} + \\ &+ \mathbf{j}\mathbf{k} \times \mathbf{W}_{n}^{e} \cdot \nabla \times \mathbf{W}_{m}^{e} + \mathbf{k} \times \mathbf{W}_{m}^{e} \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{W}_{n}^{e} \right] \mathbf{dV} \\ &\left[ \mathbf{M}_{\mathbf{m},\mathbf{n}}^{\mathbf{e}} \right] = \iiint_{V_{e}} \mathbf{W}_{m}^{e} \cdot \mathbf{W}_{n}^{e} \mathbf{dV} \qquad , \end{split}$$

onde  $\mathbf{W}_{\xi}^{e}$  corresponde à função de base de Whitney. A função de base associada à aresta  $\xi$ que conecta os nós  $l \in j$  é dada por  $\mathbf{W}_{\xi}^{e} = L_{l}\nabla L_{j} - L_{j}\nabla L_{l}$ , onde  $L_{i,j}$  são funções de base nodais associadas aos nós  $l \in j$ , respectivamente, e  $V_{e}$  corresponde ao volume de um elemento do domínio discretizado. A formulação apresentada permite trabalhar com o vetor de onda completo  $\mathbf{k} = k_{x}\hat{x} + k_{y}\hat{y} + k_{z}\hat{z}$ . Todavia, para realizar a caracterização do guia de onda SWG, apenas a componente  $k_{z}$  foi utilizada, uma vez que a direção z foi adotada como a direção de propagação.

## 2.3 A Teoria dos Modos Acoplados - Coupled Mode Theory (CMT)

A Teoria de Modos Acoplados (*Coupled Mode Theory - CMT*) trata das interações mútuas entre dois, ou mais, modos propagantes [61]. Muitas vezes, se deseja investigar a maneira como dois feixes de luz, seja em guias de onda adjacentes ou no mesmo guia de onda, interagem entre si. O desafio destas investigações reside no fato destas interações serem, muitas vezes, demasiadamente complexas para serem deduzidas analiticamente. Neste contexto, o emprego da CMT simplifica o problema em estudo e permite realizar inferências pertinentes a respeito do comportamento da luz. Podemos exemplificar o funcionamento desta ferramenta com o caso de dois feixes de luz propagando em guias de onda adjacentes.

De maneira formal, o problema pode ser resolvido escrevendo as equações de Maxwell nas diferentes regiões e aplicando condições de contorno apropriadas para determinar os modos do arranjo. Porém, estes modos serão diferentes dos modos dos guias analisados separadamente [57]. A simplificação adotada pela CMT é a seguinte: os modos de cada guia de onda são determinados como se não houvesse o segundo guia. No arranjo em que ambos os guias de onda estão presentes, assume-se que os modos permanecem inalterados, ou seja, o acoplamento entre os modos influencia apenas a amplitude dos mesmos e não sua distribuição transversal dos campos, desde que este acoplamento seja fraco [57,61].

Assim como a CMT pode ser empregada para analisar a interação entre modos de guias distintos, ela pode também ser utilizada para se analisar a interação entre os modos de um mesmo guia de onda. As expressões matemáticas e a teoria apresentada nesta seção servem como base para o entendimento e discussão dos resultados das simulações dos guias de onda segmentados.

#### Formulação

Assumindo uma perturbação  $\Delta \varepsilon(\mathbf{r})$ , a direção de propagação z e decompondo o operador  $\nabla$  em suas componentes transversal e longitudinal, podemos reescrever as equações de Maxwell como

$$\nabla_t \times \mathbf{H} + \hat{z} \times \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{H} = j\omega\varepsilon_0 \left[\varepsilon \mathbf{E} + \Delta\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}\right]$$
$$\nabla_t \times \mathbf{E} + \hat{z} \times \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}.$$

Reagrupando os termos e colocando em forma matricial, tem-se o seguinte problema de autovalores generalizado:

$$\begin{bmatrix} (\omega\varepsilon_0\varepsilon + \omega\varepsilon_0\Delta\varepsilon)\mathbf{E} + j\nabla_t\mathbf{H} \\ -j\nabla_t\mathbf{E} + \omega\mu_0\mathbf{H} \end{bmatrix} = j\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix} -\hat{z}\times\mathbf{H} \\ \hat{z}\times\mathbf{E} \end{bmatrix}.$$
(2.22)

Se a perturbação for pequena, isto é,  $\Delta \varepsilon \ll \varepsilon$ , pode-se dizer que os modos do novo sistema perturbado podem ser escritos como uma combinação linear dos modos do sistema nãoperturbado [61,62]

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(x,y)(z) \\ \mathbf{H}(x,y)(z) \end{bmatrix} = \sum_{n} a_{n} e^{-jk_{z,n}z} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{n}(x,y)(z) \\ \mathbf{H}_{n}(x,y)(z) \end{bmatrix}.$$
(2.23)

Substituindo a expansão (2.23) na equação (2.22), podemos obter equações para os coeficientes a(z) [62]

$$\frac{\partial a_m}{\partial z} = -j \sum_n a_n \kappa_{mn} e^{-j(k_{z,n} - k_{z,m})z}, \qquad (2.24)$$

sendo o coeficiente de acoplamento entre os modos  $m \in n$  dado por

$$\kappa_{mn} = \frac{\omega \varepsilon_0 \iint (\mathbf{E}_i^* \cdot \Delta \varepsilon \cdot \mathbf{E}_j) \ dA}{\pm \frac{1}{2} \mathbb{R} \left\{ \iint (\mathbf{E}_m^* \times \mathbf{H}_k) \cdot \hat{z} \ dA} \right\}}.$$
(2.25)

A equação (2.24) mostra que o *m*-ésimo modo de propagação depende das amplitudes dos outros *n* modos que também se propagam na estrutura. O denominador de (2.25) corresponde à potência óptica total transmitida no guia de onda através do modo  $\begin{bmatrix} \mathbf{E}_m \\ \mathbf{H}_m \end{bmatrix}$ . O sinal de  $\pm$  diferencia o coeficiente de acoplamento para modos co-propagantes e modos contra-propagantes, lembrando que existem modos que se propagam na direção  $-\hat{z}$  e na direção  $+\hat{z}$ .

#### Acoplamento entre Dois Modos: Co-direcional

Considerando na análise o acoplamento entre apenas dois modos e que estes se propagam na mesma direção (acomplamento co-direcional), o sistema de equações dado por (2.24) é simplificado para um sistema de apenas duas equações diferenciais [57,61]:

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} = -j\kappa_{12}a_2e^{-j(k_{z,2}-k_{z,1})z} \tag{2.26a}$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} = -j\kappa_{21}a_1e^{-j(k_{z,2}-k_{z,1})z}.$$
(2.26b)

Como o acoplamento é co-direcional,  $k_{z,1}, k_{z,2} > 0$ . Seja  $\Delta k_z = k_{z,2} - k_{z,1}$ , as soluções do sistema de equações diferenciais (2.26) tem a forma [61]

$$a_1(z) = \left[\alpha_1 e^{jqz} + \alpha_2 e^{-jqz}\right] e^{-j\Delta k_z z}$$
(2.27a)

$$a_2(z) = \left[\beta_1 e^{jqz} + \beta_2 e^{-jqz}\right] e^{j\Delta k_z z}, \qquad (2.27b)$$

onde q é um parâmetro desconhecido a ser determinado e as constantes  $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1 e \beta_2$  satisfazem as seguintes condições de contorno iniciais:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = a_1(0) \tag{2.28a}$$

$$\beta_1 + \beta_2 = a_2(0). \tag{2.28b}$$

Substituindo (2.27) em (2.26), aplicando as condições de contorno iniciais dadas por (2.28) e assumindo  $\kappa = \kappa_{12} = \kappa_{21}$ , obtém-se

$$a_1(z) = \left\{ \left[ \cos(qz) + j\frac{\Delta k_z}{q}\sin(qz) \right] a_1(0) - j\frac{\kappa}{q}\sin(qz)a_2(0) \right\} e^{-j\Delta k_z z}$$
(2.29a)

$$a_2(z) = \left\{ -j\frac{\kappa}{q}\sin(qz)a_1(0) + \left[\cos(qz) - j\frac{\Delta k_z}{q}\sin(qz)\right]a_2(0)\right\}e^{j\Delta k_z z}$$
(2.29b)

$$q = \sqrt{\kappa^2 + \Delta k_z^2}.$$
 (2.30)

A figura 2.3 mostra a troca de energia entre os modos ao longo da propagação da luz pelo guia de onda. Nota-se que a influência de um modo em outro está diretamente ligada ao seu casamento de fase, ou seja, quanto mais próximos estiverem seus vetores de onda  $(k_z)$ , maior será a energia trocada entre os modos.



Figura 2.3: Caso de acoplamento co-direcional: variação da potência transmitida em cada um dos modos ao longo do guia de onda. Os parâmetros utilizados foram  $\kappa = 5L$ ,  $a_1(0) = A_1$  e  $a_2(0) = 0$ . As curvas azuis e vermelhas representam, respectivamente, os modos  $a_1$  e  $a_2$ . O casamento de fase, utilizado para o caso (a) foi  $\Delta\beta = 0$  e para o caso (b),  $\Delta\beta = 100$ .

#### Acoplamento entre Dois Modos: Contra-direcional

No caso do acoplamento entre dois modos contra-direcionais, isto é,  $k_{z,2} > 0$ ,  $k_{z,1} < 0$  e  $\Delta k_z = k_{z,1} + k_{z,1}$ , o sistema de equações diferenciais a ser resolvido é [62]

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} = -j\kappa_{12}a_2e^{-j\Delta k_z z} \tag{2.31a}$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} = j\kappa_{21}a_1e^{j\Delta k_z z},\tag{2.31b}$$

e, com condições de contorno iniciais  $a_1(0) = A_1$  e  $a_2(L) = A_2 = 0$ , a solução analítica de (2.31) será

$$a_1(z) = \frac{e^{\frac{-j\Delta k_z z}{2}} \left\{ \left[ g \cosh\left(\frac{1}{2}g(L-z)\right) - j\Delta k_z \sinh\left(\frac{1}{2}g(L-z)\right) \right] A_1 + 2je^{\frac{-j\Delta k_z L}{2}} \sinh\left(\frac{gz}{2}\right) A_2 \kappa_{12} \right\}}{g \cosh\left(\frac{gL}{2}\right) - j\Delta k_z \sinh\left(\frac{gL}{2}\right)}$$
(2.32a)

$$a_{2}(z) = \frac{e^{\frac{j\Delta k_{z}z}{2}} \left[ e^{\frac{-j\Delta k_{z}L}{2}} \left( g\cosh\left(\frac{gz}{2}\right) - j\Delta k_{z}\sinh\left(\frac{gz}{2}\right) \right) A_{2} + 2j\sinh\left(\frac{1}{2}g(L-z)\right) A_{1}\kappa_{12} \right]}{g\cosh\left(\frac{gL}{2}\right) - j\Delta k_{z}\sinh\left(\frac{gL}{2}\right)},$$

$$(2.32b)$$

onde  $g^2 = -\Delta k_z^2 + 4\kappa_{12}^2$ .

A figura 2.4 mostra o acomplamento entre os modos contra-propagantes para dois casos:  $\Delta k_z = 0$  e  $\Delta k_z = 10$ L. Verifica-se que no caso em que se obtém casamento de fase, ocorre grande acoplamento e a energia passa do modo propagante (curva em azul) para o modo contrapropagante (curva em vermelho). Na situação em que o descasamento de fase é grande, a energia trocada entre os modos é pequena.



Figura 2.4: Caso de acoplamento contra-direcional: variação da potência transmitida em cada um dos modos ao longo do guia de onda. Os parâmetros utilizados foram  $\kappa = 1$ ,  $a_1(0) = A_1$ e  $a_2(0) = A_2 = 0$ . As curvas azuis e vermelhas representam, respectivamente, os modos  $a_1$ , propagante, e  $a_2$ , contra-propagante. O casamento de fase, utilizado para o caso (a) foi  $\Delta k_z =$ 0 e para o caso (b),  $\Delta k_z = 10$ L.

#### Perturbação de um Modo

Quando uma perturbação não promove o acoplamento entre dois modos, o coeficiente de acoplamento  $\kappa_{12} = \kappa_{21} = 0$  e, então, cada modo do guia de onda satisfaz uma equação que independe dos outros modos [62]:

$$\frac{\partial a_n}{\partial z} = -ja_n \kappa_{11}. \tag{2.33}$$

A solução desta equação é, então, dada por

$$a_n(z) = e^{-j\kappa_{11}z} (2.34)$$

Substituindo a solução (2.36) na equação (2.23), verifica-se que a componente z dos vetores de onda dos modos serão alterados:

$$k_{z,n} = k_{z,n} + \kappa_{11} = k_{z,n} + \Delta k_z, \qquad (2.35)$$

com variação da componente z do vetor de onda e da frequência do modo dadas pelas equações [1, 62]

$$\Delta k_z = \frac{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2}{2k_z} \frac{\iint \mathbf{E}^* \cdot \Delta \varepsilon \cdot \mathbf{E} \, dx dy}{\iint \mathbf{E}_t^* \cdot \mathbf{E}_t \, dx dy}$$
(2.36a)

$$\Delta \omega = -\frac{\omega}{2} \frac{\iiint \mathbf{E}^* \cdot \Delta \varepsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E} \, dr^3}{\iiint \mathbf{E}^* \cdot \varepsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E} \, dr^3}.$$
(2.36b)

As equações (2.36) podem ser aplicadas a perturbações, desde que não haja uma grande variação na constante dielétrica. Um exemplo no qual as equações (2.36) não podem ser empregadas é o caso de um pequeno deslocamento da fronteira entre dois materiais com constantes dielétricas  $\varepsilon_1$  e  $\varepsilon_2$  muito diferentes. O pequeno deslocamento da fronteira de  $\varepsilon_1$  para  $\varepsilon_2$ , digamos de  $\Delta h$ , caracteriza uma perturbação, mas o alto contraste entre os materiais invalida as equações (2.36), exigindo um outro tratamento a esta perturbação. Nestes casos, a variação da frequência dos modos propagantes é expressa por [63]

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \frac{\iint \left[ (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) |\mathbf{E}_{||}(\mathbf{r})|^2 - \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2}\right) |\varepsilon \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r})|^2 \right] \Delta h \ dr^2}{\iiint \mathbf{E}^* \cdot \varepsilon(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E} \ dr^3},$$
(2.37)

onde  $\mathbf{E}_{\parallel}$  é a componente do campo elétrico paralela à superfície e  $\mathbf{E}_{\perp}$  a componente perpendicular à superfície sob deslocamento. A equação (2.37) assume que o deslocamento da fronteira,  $\Delta h$ , é pequena em relação à extensão transversal do material sob deslocamento. Para deslocamentos comparáveis à extensão transversal do material, uma análise mais complexa foi realizada por Johnson *et al.* [64].

# Capítulo

# Estudo do Comportamento dos Guias de Onda Segmentados

Neste capítulo, serão apresentados os primeiros resultados de simulação do trabalho utilizando a formulação descrita na seção 2.2. As simulações preliminares buscaram obter um entendimento a respeito da distribuição do campo elétrico dos modos dos guias de onda SWG e como este tipo de guia de onda se comporta quando comparado a um guia de onda contínuo. Faz parte, também, desta etapa do estudo a análise da influência de alterações nos parâmetros geométricos de construção do guia de onda em sua relação de dispersão, bem como a influência de alterações na sua composição material. Por fim, foi realizada uma verificação qualitativa do fenômeno de deslocamento dos modos do núcleo do guia de onda SWG.

## 3.1 Características dos Modos dos Guias de Onda Segmentados

Antes de iniciar a apresentação das características relativas ao comportamento dos guias de onda SWG, convém se realizar uma breve apresentação de um guia de onda contínuo convencional, para que se possa estabelecer um ponto de referência para posteriores comparações.

O guia de onda contínuo a ser estudado pode ser visto na figura 3.1. A diferença deste guia de onda para o guia SWG é apenas a composição de seu núcleo, porção mais escura da figura 3.1: o guia SWG corresponde a um guia contínuo cujo núcleo sofreu segmentação periódica, com período inferior ao comprimento de onda de operação, ou seja,  $\Lambda < \lambda$ .

Aplicando a formulação de 3DFEM apresentada na seção 2.2, para cada valor de constante de propagação,  $k_z$ , obtém-se a autofrequência e a distribuição espacial do campo elétrico correspondentes, autovalor e autovetor, respectivamente, do problema da equação (2.21). O gráfico da frequência em função da constante de propagação, ou relação de dispersão, bem como a distribuição do campo elétrico para os modos de primeira ordem podem ser vistos nas figuras 3.2 a 3.4. O guia simulado tem as seguintes características: núcleo de silício com seção transversal quadrada, de lado 300 nm, casca inferior de SiO<sub>2</sub> e casca superior de ar.

Na figura 3.2, estão representadas as relações de dispersão para os primeiros dois modos propagantes. Observa-se que para ambos os modos, a frequência de operação e a constante de



Figura 3.1: Exemplo de um guia de onda contínuo convencional. O guia de onda SWG pode ser obtido a partir da segmentação do guia de onda representado por esta figura.

propagação para um guia contínuo segue uma relação linear dentro do intervalo  $6\mu m^{-1} < k_z < 11\mu m^{-1}$ . Com isso, conclui-se que a velocidade de grupo dos modos propagantes, definida como  $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_z}$ , é uma constante para este intervalo. A escolha deste intervalo de simulação para  $k_z$  foi baseada na região de interesse da relação de dispersão dos guias de onda segmentados.

As figuras 3.3 e 3.4 mostram a distribuição espacial das três componentes do campo elétrico para os dois primeiros modos propagantes. Dado que nenhum dos modos é puramente Transversal Elétrico (TE) ou Transversal Magnético (TM), pois ambos os modos correspondentes às figuras 3.3 e 3.4 apresentam todas as componentes de campo elétrico não-nulas. Com isso, adotamos uma nomenclatura conforme [51], na qual um modo é chamado quasi-TE caso a componente predominante do campo elétrico seja a componente  $E_x$ , ou quasi-TM, caso a componente predominante seja a  $E_y$ .

Como a componente de campo elétrico na direção y é predominante, o modo da figura 3.3 será chamado de quasi-TM e, por sua vez, como o modo da figura 3.4 apresenta componente predominante de campo elétrico na direção x, este modo será chamado de quasi-TE. Nota-se que, a componente predominante do modo além de ficar bastante concentrada dentro do núcleo do guia de onda, também está presente nas cascas inferior e superior, próxima à interface de silício. A presença de campo elétrico na interface dos materiais que compõem o guia de onda pode ser uma possível fonte de perdas, por conta de espalhamento nas paredes de silício, oriundo da rugosidade associada ao processo de fabricação das estruturas. Esta rugosidade é pior no caso das paredes verticais [20] e, como pode-se observar pela figura 3.3, a presença de campo elétrico próximo às interfaces verticais sugerem que este modo deve apresentar mais perdas desta natureza.

Uma vez compreendido o funcionamento básico do guia de onda contínuo, o estudo pode prosseguir para a análise das características do guia de onda SWG. Conforme explicado na seção 2.1, não se faz necessário simular um guia segmentado inteiro, mas apenas a pequena célula unitária do guia de onda que se repete periodicamente. Esta célula unitária está representada na figura 3.5. Para as simulações iniciais, o domínio computacional teve dimensões  $x \times y \times z = 2\mu m \times 2\mu m \times 0.3\mu m$  e condições de contorno periódicas foram aplicadas nos planos z = 0 e  $z = 0.3\mu m$ . Para esta simulação, foi adotado um período de grade  $\Lambda = 0.3\mu m$ , altura



Figura 3.2: Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda contínuo com núcleo de seção quadrada e casca superior de ar.

do substrato  $h_{\rm s} = 0.4\mu$ m, casca superior  $h_{\rm uc} = 1.6\mu$ m, h = 300 nm e w = 300 nm.O guia SWG simulado foi composto de um substrato de dióxido de silício, SiO<sub>2</sub>, com índice de refração  $n_{\rm SiO_2} = 1.44$ , núcleo de silício, Si, com índice de refração  $n_{\rm Si} = 3.476$  e casca superior de ar, cujo índice de refração é  $n_{\rm ar} = 1.0$ . Define-se como o *duty cycle* do guia SWG o inverso do período da grade, ou DC =  $1/\Lambda$ . Para esta simulação, assumiu-se DC = 50%. Finalmente, a malha utilizada para esta simulação apresentou aproximadamente 20.000 arestas e 14.000 elementos tetraédricos, sendo que refinamentos maiores da malha não promoveram alterações significativas nos resultados da simulação. Uma observação adicional a respeito das malhas é a implementação das condições de contorno periódicas: para que os campos nas superfícies paralelas da fronteira do domínio computacional sejam idênticos, é estritamente necessário que as malhas destas superfícies também o sejam, caso contrário a integral de superfície da equação (2.20) não se anula, conforme desejado. Para tanto, pode-se adotar estritamente nas superfícies da fronteira do domínio em que serão aplicadas condições de contorno periódicas, malhas triangulares estruturadas.

A figura 3.6 mostra a relação de dispersão para os dois primeiros modos propagantes do guia de onda SWG e as figuras 3.7 e 3.8 apresentam a distribuição espacial dos mesmos. São várias as observações a serem feitas, então, estas serão divididas entre as comparações com o



Figura 3.3: Distribuição espacial das três componentes do campo elétrico do modo quasi-TM para  $\lambda = 1.5 \ \mu m$ : (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano  $y = 1.65 \ \mu m$  - centro do núcleo de Si).

guia contínuo e a investigação das razões das diferenças entre estes tipos de guia de onda.

Comparando os guias de onda contínuo e segmentado, a primeira característica marcante observada é a relação de dispersão do guia segmentado: ao contrário do que se tem na figura 3.2, onde, para o intervalo de  $k_z$  em análise, a relação de dispersão para os modos quasi-TE e quasi-TM são lineares, no caso do guia de onda SWG, figura 3.6, a relação tem duas regiões: uma linear e outra com aspecto parabólico. Na primeira região, quando  $k_z$  está entre 7.5  $\mu m^{-1}$ e 9.0  $\mu$ m<sup>-1</sup>, a relação de dispersão para ambos os modos é aproximadamente linear, ou seja, a velocidade de grupo é constante e espera-se que o guia SWG se comporte como um guia de onda contínuo. Além deste fato, se ambos os guias de onda apresentam relação de dispersão linear e as frequências de operação para o guia SWG são maiores, conclui-se que a segmentação do guia age no sentido de diminuir o índice de refração efetivo exergado pela luz. Com isso, ao segmentar o guia, "cria-se"um material "virtual"cujo índice de refração resultante é uma mistura daqueles que compõem o guia de onda:  $n_{SiO_2} < n_{eff} < n_{Si}$ . Na segunda região, na qual a velocidade de grupo reduz a zero e chega a se tornar negativa, o comportamento do guia SWG já não é de uma estrutura contínua e será analisada mais adiante. Com relação à distribuição do campo elétrico no espaço, nota-se que no guia contínuo (figuras 3.3 e 3.4) a componente preferencial de campo elétrico ( $E_x$  para o modo quasi-TE e  $E_y$  para o modo quasi-TM) fica bastante concentrada no núcleo do guia e também próximo às interfaces de silício-ar e silício-óxido de silício. Já no caso do guia SWG (figuras 3.7 e 3.8), o campo elétrico se concentra preferencialmente nas regiões de ar e óxido de silício, ou seja, observa-se um fenômeno de deslocamento do modo do núcleo



Figura 3.4: Distribuição espacial das três componentes do campo elétrico do modo quasi-TE para  $\lambda = 1.5 \ \mu m$ : (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano  $y = 1.65 \ \mu m$  - centro do núcleo de Si).



Figura 3.5: Célula unitária para o guia SWG simulado. O domínio computacional tem dimensões  $x \times y \times y \times z = 2\mu m \times 2\mu m \times 0.3\mu m$  e os parâmetros da estrutura são:  $\Lambda = 0.3\mu m$ ,  $h_s = 0.4\mu m$ ,  $h_{uc} = 1.6\mu m$ , DC =  $1/\Lambda$ , h = 300 nm, w = 300 nm, n<sub>SiO2</sub> = 1.44, n<sub>Si</sub> = 3.476 e n<sub>ar</sub> = 1.0.



Figura 3.6: Relação de dispersão referente aos dois primeiros modos propagantes (quasi-TE e quasi-TM) do guia de onda SWG com núcleo de seção quadrada e casca superior de ar.

do guia de onda. A parte (b) das figuras 3.3, 3.4, 3.7 e 3.8 mostra o perfil axial do campo elétrico para os guias contínuo e SWG no plano que passa pelo centro do núcleo dos guias. Verifica-se que para o guia contínuo, o campo é bastante intenso, enquanto no guia SWG, por outro lado, a intensidade do mesmo é consideravelmente mais reduzida. Observando, ainda, a distribuição das componentes de campo ao longo da direção de propagação, verifica-se que para o guia contínuo, a intensidade do campo permanece aproximadamente constante ao longo de z. Entretanto, isto não se observa no guia segmentado: o campo elétrico fica mais concentrado na região de alto íncide de refração, no núcleo do guia de onda. O deslocamento dos modos será analisada com mais detalhe na seção 3.4, onde se apresentará a influência da variação do *duty cycle*.

Analisando, agora, as razões das diferenças entre os guias contínuo e SWG, podemos nos utilizar da teoria de cristais fotônicos [1] e da CMT, apresentada na seção 2.3. Devido á simetria translacional discreta do guia de onda SWG, seus modos devem ser modos de Bloch, os quais apresentam uma característica peculiar: o modo de Bloch com vetor de onda  $k_z$  e o modo de Bloch com vetor de onda  $k_z + m \frac{2\pi}{\Lambda}$ , onde m é um inteiro, não apresentam diferenças do ponto de vista físico e, portanto, formam um conjunto degenerado [1,57]. Com isso, as frequências dos modos devem ser periódicas com  $k_z$ :  $\omega(k_z) = \omega (k_z + m 2\pi/\Lambda)$ . Assim, a região  $-\pi/\Lambda < k_z <$ 



Figura 3.7: Distribuição espacial das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo quasi-TE do guia de onda SWG: (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano  $y = 0.550 \ \mu m$  - centro do núcleo de Si).



Figura 3.8: Distribuição espacial das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo quasi-TM do guia de onda SWG: (a) Perfil transversal dos campos (plano z = 0). (b) Perfil axial dos campos (plano  $y = 0.550 \ \mu m$  - centro do núcleo de Si).

 $\pi/\Lambda$  (ou alternativamente,  $0 < k_z < 2\pi/\Lambda$ ) contém apenas vetores de onda não redundantes e é denominada zona de Brillouin [1,57]. Este comportamento é semelhante ao caso de um cristal

fotônico 1D, cujo diagrama de bandas característico pode ser visto na figura 3.9. Um cristal fotônico 1D corresponde a uma estrutura periódica em uma dimensão. Contudo, diferentemente do guia SWG, o cristal apresenta simetria translacional contínua nas outras duas dimensões, ou seja, pode ser imaginado como uma sobreposição intercalada de camadas infinitas de dois materiais. Apesar desta diferença construtiva, comparando as figuras 3.6 e 3.9, pode-se observar uma semelhança entre a periodicidade da relação de dispersão de ambos. Nos dois casos, a velocidade de grupo do modo propagante é constante em uma faixa, diminui progressivamente até se tornar zero e inverte de sinal depois disso.

Este comportamento da relação de dispersão pode ser entendido com auxílio da CMT. Um guia de onda contínuo apresenta modos propagantes e contra-propagantes. Se considerarmos a segmentação periódica do guia SWG como uma perturbação na permissividade elétrica do núcleo de um guia contínuo, temos o caso descrito pelas equações (2.31), sendo que o acoplamento entre estes dois modos se dá conforme as equações (2.32). Conforme estas equações, sabe-se que a transferência de energia do modo propagante para o modo contra-propagante é maior quanto maior for o casamento de fase, ou seja,  $k_{z,1}$  próximo de  $k_{z,2}$ . Para baixas frequências, o descasamento de fase é grande e a energia permanece no modo propagante, justificando o comportamento linear da relação de dispersão. Conforme a frequência de operação aumenta, aumenta também o casamento de fase e a energia começa a se acoplar no modo contra-propagante. Como resultado, tem-se a interação entre duas ondas se propagando em sentidos opostos e a relação de dispersão se altera no sentido de reduzir a velocidade de grupo. No limite em que os dois modos em questão tem a mesma energia, forma-se uma onda estacionária e a velocidade de grupo, então, se anula. Aumentando ainda mais a frequência, o modo contra-propagante passa a apresentar maior energia e a velocidade de grupo torna-se negativa (o envelope de luz está, neste momento, se propagando na direção  $-\hat{z}$ ).

De maneira alternativa, pode-se pensar no acoplamento entre os modos propagante e contrapropagante como resultado da grade de Bragg: enquanto o período de segmentação é pequeno o suficiente, quando comparado ao comprimento de onda de operação do guia SWG, a condição (1.1) é respeitada. Conforme aumenta-se a frequência de operação (ou diminui-se o comprimento de onda), o período da grade de Bragg de primeira ordem é reduzido, de forma que começa a se manifestar o fenômeno da difração e a luz espalhada pode se acoplar no modo contrapropagante. Quando  $\Lambda = \Lambda_{Bragg}$ , a grade consegue refletir a luz incidente, formando uma espécie de interferômetro. A consequência é o desenvolvimento de uma onda estacionária na estrutura, o que justifica o ponto do gráfico da figura 3.6 em que se tem  $\frac{\partial \omega}{\partial k} = 0$  (velocidade de grupo nula).

## 3.2 Efeitos de Variações na Geometria dos Guias de Onda Segmentados

Depois de descrever o comportamento básico do guia de onda SWG, apresentando a relação de dispersão de seus dois primeiros modos propagantes e justificando as características da mesma, além de comparar ao guia de onda de núcleo contínuo, o próximo passo na investigação destas estruturas é a verificação das influências de variações em suas características construti-



Figura 3.9: Diagrama de bandas típico de um cristal fotônico 1D, formado por dois materiais intercalados: GaAs ( $\varepsilon = 13$ ) e Ar ( $\varepsilon = 1$ ) [1].

vas na relação de dispersão. Nesta seção, serão apresentados os resultados das simulações que fornecem informações acerca das influências das alterações na geometria do guia.

#### 3.2.1 Variações Transversais do Núcleo

Para os estudos dos efeitos das variações na altura e na largura do núcleo do guia de onda, foram simulados guias de onda como o da figura 3.5, para dois valores de h e w: 300 nm e 600 nm. Para estas simulações, o período da grade,  $\Lambda$ , foi mantido constante e igual a 0.15  $\mu$ m, DC = 50%,  $h_s = 0.4\mu$ m (SiO<sub>2</sub>),  $h_{uc} = 1.6\mu$ m (Ar),  $n_{Si} = 3.476$  e  $n_{SiO_2} = 1.44$ . O índice de refração dos materias, em teoria, varia com o comprimento de onda de operação. Pode ser utilizada a equação de Sellmeier [57] para corrigir os valores de índice de refração. Cada simulação, conforme mostrado na seção 2.2, consiste em encontrar um autovalor (frequência de operação  $\omega$ ) para um dado vetor de onda. Após encontrado o autovalor, o índice de refração dos materiais pode ser corrigido em função dele e a simulação refeita. O erro dos autovalores oriundo desta aproximação foi bastante pequeno para a faixa de comprimentos de onda simulados nos testes preliminares (erros percentuais nos autovalores sempre menores que 1%) e decidiu-se que aproximar o valor do índice de refração para a faixa de comprimentos de onda estudados não introduz erros significativos no estudo, sendo que a equação de Sellmeier não foi aplicada nos resultados deste capítulo.

Foram simuladas três configurações de guia de onda:

• h = 300 nm e w = 300 nm (caso referência para comparações);

- h = 300 nm e w = 600 nm;
- h = 600 nm e w = 300 nm.

Os resultados podem ser visualizados nas figuras 3.10 a 3.12. Não foi simulado o caso h = 600 nm e w = 600 nm pois se desejava investigar quais os efeitos individuas de cada dimensão na relação de dispersão do guia SWG e alterando ambas as dimensões simultaneamente não seria possível fazê-lo. A nomenclatura atribuída aos modos seguiu o modelo apresentado em [51], no qual um modo é dito "quasi-TE"se a componente principal de campo elétrico é a componente  $E_x$  ou "quasi-TM"se esta componente for a  $E_y$ . Esta filosofia foi seguida para nomear também os modos de ordem superior.



Figura 3.10: Relação de dispersão dos quatro primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 300 nm, w = 300 nm e DC = 50%.

O caso descrito pela figura 3.10 foi tomado como o caso referência para as comparações. Nesta figura, nota-se, uma vez mais, o comportamento descrito na seção 3.1: a relação de dispersão apresenta uma região de velocidade de grupo constante e outra na qual esta é variável (diminui até se anular e torna-se negativa após este ponto). Verifica-se também uma região compreendida entre aproximadamente 1000 nm e 910 nm onde não existe nenhum modo propagante, semelhante à banda proibida fotônica dos cristais fotônicos 1D. Na configuração da figura 3.10, apesar do núcleo ser quadrado, os modos fundamental quasi-TE e fundamental quasi-TM não são degenerados. Isso se deve ao fato da casca superior de ar quebrar a perfeita simetria da estrutura. Conforme ilustrado pelas figuras 3.7 e 3.8, o modo quasi-TE apresenta uma grande



Figura 3.11: Relação de dispersão dos quatro primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 300 nm, w = 600 nm e DC = 50%.

quantidade de campo elétrico concentrada na região de ar, enquanto o modo quasi-TM apresenta boa parte de sua energia localizada na região do substrato. De fato, lembrando da CMT, as equações (2.36) sugerem que um modo cuja energia encontra-se mais concentrada em uma região de maior permissividade elétrica tende a apresentar uma menor frequência, como é o caso aqui avaliado.

A figura 3.11 mostra a relação de dispersão do guia de onda SWG com núcleo h = 300 nm e w = 600 nm. O formato das curvas não se altera muito em relação ao caso da figura 3.10, mas a faixa de comprimentos de onda de operação se alterou, de modo que o guia trabalha em comprimentos de onda maiores. Pode ser apontada como a maior diferença as curvas dos modos fundamental quasi-TE e fundamental quasi-TM: o aumento da largura do núcleo impacta consideravelmente mais a polarização TE em relação à TM, de maneira que além do modo quasi-TE se tornar o modo fundamental do guia, a distância entre as curvas de dispersão dos dois primeiros modos propagantes aumenta significativamente. De maneira quantitativa, ao aumentar w de 300 nm para 600 nm e considerando o ponto  $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ , pode-se observar um deslocamento em frequência de 52.74 THz para o modo fundamental quasi-TE e 15.86 THz para o modo fundamental quasi-TM. Esta diferença pode ser explicada a partir da equação (2.37). A polarização TE apresenta campo elétrico concentrado na região lateral do núcleo de silício,



Figura 3.12: Relação de dispersão dos quatro primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 600 nm, w = 300 nm e DC = 50%.

enquanto a polarização TM apresenta campo mais concentrado nas partes superior e inferior do núcleo (como visto nas figuras 3.7 e 3.8). Como a variação da dimensão do núcleo se dá na direção x, o numerador de (2.37) é consideravelmente maior no caso do modo quasi-TE e, logo, este deve sofrer maior influência deste tipo de alteração construtiva do guia de onda.

Com relação aos modos de ordem superior, o fato observado para os modos fundamentais não se repete, pois os modos superiores quasi-TM apresentaram maior deslocamento em frequência. Isso pode ser entendido pelas figuras 3.13 e 3.14, que mostram o perfil transversal dos modos de segunda e terceira ordem quasi-TM, respectivamente, no plano z = 0 e  $\lambda = 1000$  nm. A distribuição do campo elétrico no espaço para estes modos é diferente dos modos fundamentais, pois ambas as componentes  $E_x$  e  $E_y$  são igualmente significativas. Voltando a atenção para a componente  $E_y$  dos modos de ordem superior, temos uma repetição do padrão do modo fundamental quasi-TM ao longo da direção x. Apesar da nomenclatura utilizada estar adequada para os modos fundamentais, ela deve ser utilizada com cautela para os modos de ordem superior, a fim de evitar previsões equivocadas a respeito do comportamento dos mesmos.

Na figura 3.12 está representada a relação de dispersão para o guia de onda SWG com núcleo h = 600 nm e w = 300 nm. Novamente, o mesmo comportamento descrito na seção 3.1 é observado para este caso, sendo que as mesmas três regiões de operação continuam a existir:

uma região linear, outra região de baixa velocidade de grupo e uma terceira região na qual a velocidade de grupo é negativa. Entretanto, quando comparado ao caso referência, constata-se uma grande diferença na distância entre as curvas de dispersão dos modos fundamental quasi-TE e fundamental quasi-TM. O que ocorre nesta configuração de guia é o dual do caso anterior (w = 600 nm): a polarização TM volta a corresponder ao modo fundamental do guia e sua relação de dispersão encontra-se em frequências muito inferiores ao modo fundamental quasi-TE. Nota-se, ainda, que para esta estrutura, o modo quasi-TM de segunda ordem, na região de menores comprimentos de onda, apresenta frequência menor do que o modo fundamental quasi-TE. Ou seja, concluimos que a variação da altura do guia de onda afeta mais a polarização TM: ao aumentar a altura do núcleo, h, de 300 nm para 600 nm, verificamos um deslocamento em frequência de 11.55 THz para o modo quasi-TE e 45.48 THz para a polarização TM, tomando como referência  $k_z = 9\mu m^{-1}$ . O mesmo raciocínio baseado na CMT pode ser aplicado aqui, com auxílio da equação (2.37). O campo elétrico se concentra prioritariamente nas regiões imediatamente superior e inferior do núcleo de silício para a polarização TM, o que não ocorre no caso do modo quasi-TE. Com isso, ao variar a altura do guia, o numerador de (2.37) é muito maior para a polarização TM e, logo, o deslocamento em frequência da curva de dispersão para este modo deve seguir a mesma tendência, exatamente como o observado na simulação.



Figura 3.13: Perfil transversal do modo de segunda ordem quasi-TM no plano z = 0 para o guia de dimensões h = 300 nm, w = 600 nm e DC = 50%.

Uma última observação cabível aos três casos até agora apresentados diz respeito ao ponto em que se tem a velocidade de grupo igual a zero. Apesar das alterações nas dimensões transversais do guia de onda, estas não contribuem tanto para o acoplamento entre os modos propagante e contra-propagante. Este acoplamento está intimamente ligado à condição de Bragg dada pela equação (1.1), pois enquanto esta é satisfeita, não se tem espalhamento da luz propagante e



Figura 3.14: Perfil transversal do modo de terceira ordem quasi-TM no plano z = 0 para o guia de dimensões h = 300 nm, w = 600 nm e DC = 50%.

o modo propagante não se acopla ao modo contra-propagante. Assim, este fato sugere que a maneira mais eficaz de se mover o ponto em que  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0$  é alterando o período da grade, ou a segmentação do guia SWG, o que foi objeto de estudo da próxima seção.

#### 3.2.2 Variações no Duty Cycle

Outro parâmetro geométrico importante para o guia de onda SWG refere-se às dimensões da grade. São duas as possibilidade de alteração das características da grade: variar o *duty cycle*, ou a porcentagem de silício na célula unitária, ou alterar o próprio período da grade. Para o estudo inicial do comportamento dos guias de onda SWG, escolheu-se verificar apenas a influência da variação do *duty cycle*. Os efeitos da variação do período da grade foram realizados para o guia de onda projetado para comunicações ópticas e será apresentado no próximo capítulo.

As simulações foram realizadas para um guia de onda cujo núcleo de silício tem as seguintes dimensões: h = w = 300 nm e  $\Lambda = 0.3\mu$ m. Os resultados podem ser vistos nas figuras 3.15 e 3.16. A figura 3.15 mostra a relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE, enquanto a figura 3.16 mostra, por sua vez, a relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM. Verificamos a possibilidade de se obter grandes deslocamentos em frequência na curva de dispersão com a alteração do duty cycle do guia, conforme apresentado na tabela 3.1. Os deslocamentos em frequência apresentados tomam como base os pontos das curvas de dispersão ads figuras 3.15 e 3.16 em que se tem  $k_z = 10 \ \mu m^{-1}$ . Para a polarização TE, os deslocamentos em frequência são consideravelmente maiores em relação à polarização TM. Isso pode ser entendido lembrando das figuras 3.7 e 3.8 e da equação (2.37): a concentração de campo elétrico é maior ao longo da direção z para a polarização TE e, assim, deduz-se que os efeitos da variação do duty cycle será maior para esta polarização, como foi constatado de fato. Outro aspecto interessante de se ressaltar na relação de dispersão do guia com *duty cycle* maior é o formato mais linear da curva. Podemos imaginar que o guia com maior *duty cycle* é bastante semelhante ao guia de núcleo contínuo e, logo, deve apresentar características também semelhantes. Quanto menor a proporção de silício na célula periódica da grade, mais evidente fica a curvatura da relação de dispersão e, maior deve ser o acoplamento entre os modos propagante e contra-propagante.



Figura 3.15: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia SWG com h=w=300 nm,  $\Lambda = 0.3\mu$ m e duty cycle variável (30%, 50% e 80%).

VARIAÇÃO DE DC	DESLOCAMENTO DA CURVA [THz]	
	Modo quasi-TE	Modo quasi-TM
$30\% \rightarrow 50\%$	30.31	30.01
$50\% \rightarrow 80\%$	46.50	38.22

Tabela 3.1: Deslocamentos em frequência devido à variação do duty cycle para o guia de onda SWG com h = w = 300 nm e  $\Lambda = 0.3 \mu$ m. Todos os deslocamentos em frequência foram tomados em relação ao caso  $k_z = 10 \ \mu \text{m}^{-1}$ 



Figura 3.16: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia SWG com h=w=300 nm,  $\Lambda = 0.3\mu$ m e duty cycle variável (30%, 50% e 80%).

## 3.3 Efeitos de Variações na Composição Material dos Guias de Onda Segmentados

Outro parâmetro de projeto importante para um guia de onda corresponde ao material que compõe o mesmo. Apesar do índice de refração não representar uma variável com muita liberdade dentro da plataforma SOI [51], ainda assim é interessante observar os efeitos de variações neste para que a análise seja o mais completa possível. São duas as regiões que podem ter o seu material manipulado: o próprio núcleo do guia de onda e a casca superior. Como o substrato é, em geral, composto por dióxido de silício, SiO<sub>2</sub>, este material não foi alterado para as simulações.

Primeiramente, foi alterado o material que compõe o núcleo do guia de onda SWG. Foram testados dois materiais com índice de refração bastante diferentes: silício ( $n_{\rm Si} = 3.476$ ) e nitreto de silício ( $n_{\rm Si}_3N_4 = 1.99$ ), para os quais duas configurações de guia de onda foram simuladas. Ambas as estruturas apresentam w = 300 nm, DC = 50% e  $\Lambda = 0.3\mu$ m, mas a primeira tem h = 450 nm e a segunda, h = 600 nm. Os resultados estão apresentados na figura 3.17. As curvas de dispersão dizem respeito ao primeiro modo propagante, que no caso em questão foi o modo fundamental quasi-TM.

A primeira observação a ser colocada é o grande descolcamento em frequência da curva de dispersão com a diminuição do índice de refração do núcleo. Quantitativamente, este deslocamento foi de aproximadamente 83.3 THz, para uma diminuição de índice de refração de 42.8%.



Figura 3.17: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia SWG com  $w=300 \text{ nm}, \Lambda = 0.3 \mu \text{m} \text{ e DC} = 50\%$  para dois valores de *h* diferentes (450 nm e 600 nm) e com dois núcleos diferentes, um de silício e outro de nitreto de silício (n<sub>si</sub> = 3.476 e n<sub>si3</sub>N<sub>4</sub> = 1.99).

O aumento da frequência de operação do guia de onda com núcleo de menor índice de refração pode ser entendido pelas equações (2.36). A variação da frequência de operação depende da quantidade de campo elétrico contida na região perturbada, que no caso corresponde ao núcleo do guia de onda. Como  $\Delta \varepsilon$  foi negativo (diminuição do índice de refração), o valor  $\Delta \omega$  é positivo e espera-se um aumento na frequência de operação. Por conta deste grande deslocamento sofrido pela relação de dispersão para frequências maiores, ou seja, para comprimentos de onda menores, para o caso específico das comunicações ópticas é questionável a utilização de guias de baixo contraste, pois as estruturas teriam que ter dimensões consideravelmente maiores, conforme pode-se concluir da seção 3.2, para que a relação de dispersão compreendesse a janela de comunicações ópticas. A aplicação de baixo contraste pode ser mais interessante em outras áreas, nas quais o comprimento de onda de operação não precise estar próximo de 1550 nm.

Seguindo o estudo, foi alterado o material que compõe a casca superior do guia de onda. Para tanto, foi utilizado dióxido de silício  $(n_{SiO_2} = 1.44)$  no lugar de ar  $(n_{ar} = 1.0)$ . Os casos simulados para o guia com casca superior de ar foram repetidos: variação na altura, largura e *duty cycle* do núcleo. Os resultados correspondem às figuras 3.18 a 3.20. Cada gráfico mostra a relação de dispersão para o modo fundamental quasi-TE (figuras 3.18 e 3.19) e para o modo fundamental quasi-TM (figuras 3.20 e 3.21) para diferentes configurações de *h* e *w*.



Figura 3.18: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia de onda SWG com casca superior de SiO<sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = 50% para diferentes valores de  $h \in w$ .

A primeira observação a ser feita é a redução da frequência de operação com a introdução da casca superior de SiO<sub>2</sub>, conforme pode ser constatado comparando as figuras 3.10 e 3.18 para a polarização TE e as figuras 3.10 e 3.20 para a polarização TM. As análises realizadas para as variações da geometria do guia, realizadas para o caso da casca superior de ar, continuam válidas para justificar o comportamento das curvas de dispersão em relação a estas variações. Assim como no caso da alteração do material que compõe o núcleo do guia de onda, os resultados da substituição do ar por dióxido de silício podem ser compreendidos se aplicando a equação (2.36). A presença de campo elétrico na região da casca superior (região perturbada) sugere que a alteração do material nesta porção do guia de onda modificará a sua frequência de operação. De fato, a integral no numerador de (2.36) resultará em um valor positivo, pois  $\Delta \varepsilon > 0$ . Consequentemente, o valor de  $\Delta \omega$  será negativo, conforme constatado nos resultados da simulação. Os deslocamentos em frequência para os dois modos fundamentais estão organizados nas tabelas 3.2 e 3.3.

Das figuras 3.18 e 3.20, temos os seguintes deslocamentos em frequência para o caso das variações geométricas transversais, levando em consideração o ponto  $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ : 35.64 THz para o modo quasi-TE e 12.70 THz para o modo quasi-TM , com w variando de 300 nm a 600 nm, h = 300 nm e DC = 50%. Ao variar h de 300 nm a 600 nm, mantendo constante w



Figura 3.19: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia de onda SWG com casca superior de SiO<sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = 80% para diferentes valores de h e w.

= 300 nm e DC = 50%, a polarização TE sofreu um deslocamento de 12.88 THz, enquanto a polarização TM sofreu um deslocamento de 35.52 THz. Comparando os deslocamentos obtidos para o guia com casca superior de SiO<sub>2</sub> e para o guia com casca superior de ar, verificamos que estes são maiores para o caso da casca superior de ar: para a polarização TE, obteve-se 52.74 THz de deslocamento para variação de w e 11.55 THz para variação de h, enquanto para a polarização TM, obteve-se 15.86 THz para variação de w e 45.48 THz para variação de h. Voltando à equação (2.37), observa-se que a variação na frequência do modo,  $\Delta \omega$ , depende do contraste de índice de refração entre o núcleo do guia de onda e a casca superior, que está representado pelas quantidades  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$  e  $\frac{1}{\varepsilon_1} - \frac{1}{\varepsilon_2}$ . Quanto maior for este contraste de índice de refração, maior deverá ser o deslocamento em frequência da relação de dispersão do modo, justificando a diferença nos deslocamentos em frequência nos dois casos de casca superior de diferentes materiais.

Outra observação a respeito dos resultados das tabelas 3.2 e 3.3 refere-se aos deslocamentos em frequência para variações em h e w com diferentes valores de *duty cycle*. Quanto maior o *duty cycle*, maior é o deslocamento em frequência para o aumento das dimensões transversais do núcleo. Para entender este fato, podemos voltar a analisar a distribuição de campo elétrico no guia de onda com núcleo contínuo. Este guia pode ser imaginado como um guia SWG com



Figura 3.20: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia de onda SWG com casca superior de SiO<sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = 50% para diferentes valores de  $h \in w$ .

	DESLOCAMENTO DA CURVA [THz]		
VARIAÇÃO DE DC	h = 300  nm:	w = 300  nm:	
	$w = 300 \text{ nm} \rightarrow 600 \text{ nm}$	$h = 300 \text{ nm} \rightarrow 600 \text{ nm}$	
DC = 50%	52.75	11.55	
DC = 80%	37.06	16.26	

Tabela 3.2: Deslocamentos em frequência devido à variação da geometria e à característica do material da casca superior para o modo fundamental quasi-TE do guia de onda SWG com  $\Lambda = 0.3 \mu m$ . Todos os deslocamentos em frequência foram tomados em relação ao caso  $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ 

DC = 100%. Pelas figuras 3.3 e 3.4, temos que o campo elétrico fica bastante concentrado na região do núcleo e próximo deste, em relação ao caso do guia com maior segmentação (*duty cycle* menor). Com isso, é esperado que as variações geométricas transversais influenciem mais o guia com *duty cycle* maior.



Figura 3.21: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TM para um guia de onda SWG com casca superior de SiO<sub>2</sub> e núcleo de Si com DC = 80% para diferentes valores de h e w.

	DESLOCAMENTO DA CURVA [THz]		
VARIAÇÃO DE DC	h = 300  nm:	w = 300  nm:	
	$w = 300 \text{ nm} \rightarrow 600 \text{ nm}$	$h = 300 \text{ nm} \rightarrow 600 \text{ nm}$	
DC = 50%	15.86	45.48	
DC = 80%	16.67	37.27	

Tabela 3.3: Deslocamentos em frequência devido à variação da geometria e à característica do material da casca superior para o modo fundamental quasi-TM do guia de onda SWG com  $\Lambda = 0.3 \mu m$ . Todos os deslocamentos em frequência foram tomados em relação ao caso  $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ 

### 3.4 Fenômeno do Deslocamento dos Modos do Núcleo

O último aspecto a ser apresentado neste capítulo corresponde ao fenômeno do deslocamento do modo do núcleo do guia de onda SWG. Foram realizadas simulações com um guia de onda SWG composto por três materiais, núcleo de Si e cascas inferior e superior de SiO<sub>2</sub> e ar, respectivamente, e dimensões h = w = 300 nm e  $\Lambda = 0.3\mu$ m. Três valores diferentes de *duty cycle* foram analisados: 30%, 50% e 80%. O perfil transversal dos modos correspondem às figuras 3.22 a 3.27. Todas as simulações foram realizadas para o mesmo vetor de onda  $k_z = 10 \ \mu m^{-1}$ . Adicionalmente aos resultados desta seção, podemos voltar às figuras 3.3 e 3.4, que mostram o perfil transversal dos modos do guia contínuo e que podem representar o caso DC = 100%.

Primeiramente, observa-se que no caso do guia contínuo (figuras 3.3 e 3.4) o campo elétrico está concentrado tanto na região do núcleo quanto em suas proximidades. Ao redizir o *duty cycle* para 80%, conforme ilustram as figuras 3.22 e 3.25, a concentração do campo elétrico passa a se dar na região do núcleo, muito mais do que no seu entorno. Se reduzirmos ainda mais o *duty cycle*, para 50% ou 30% (figuras 3.23 a 3.27), fica evidente que a energia do modo se desloca para fora do núcleo de silício e passa a ficar mais concentrado nas paredes laterais deste, para a polarização TE, ou nas interfaces superior e inferior, para a polarização TM.

Um aspecto interessante a ser notado é a assimetria do modo na direção vertical. Em todos os casos apresentados, a distribuição do campo elétrico é maior na porção inferior do guia de onda. Isso ocorre devido à simetria do guia de onda: apesar de ser geometricamente simétrico, o guia de onda SWG apresentado nesta seção tem as cascas superior e inferior compostas de materiais diferentes ( $n_{ar} < n_{SiO_2}$ ). Esta assimetria na composição material do guia faz com que os modos fundamental quasi-TE e fundamental quasi-TM não componham um conjunto de modos degenerados. Visto que nos modos de menor frequência, a luz tende a se concentrar nas regiões de alta constante dielétrica [1], espera-se que o campo elétrico fique, portanto, mais localizado na região próxima ao dióxido de silício. De fato, esta hipótese pode ser confirmada, ficando mais evidente em especial nas figuras 3.24 e 3.27.



Figura 3.22: Perfil transversal do modo fundamental quasi-TE (componentes  $E_x \in E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 80% e para  $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .



Figura 3.23: Perfil transversal do modo fundamental quasi-TE (componentes  $E_x \in E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 50% e para  $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .



Figura 3.24: Perfil transversal do modo fundamental quasi-TE (componentes  $E_x \in E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 30% e para  $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .



Figura 3.25: Perfil transversal do modo fundamental quasi-TM (componentes  $E_x e E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 80% e para  $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .



Figura 3.26: Perfil transversal do modo fundamental quasi-TM (componentes  $E_x e E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 50% e para  $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .



Figura 3.27: Perfil transversal do modo fundamental quasi-TM (componentes  $E_x e E_y$ ) para um guia de onda SWG com DC = 30% e para  $k_z = 10 \mu m^{-1}$ .

## Capítulo

# Guias de Onda Segmentados para Aplicação em Comunicações Ópticas

As simulações e análises apresentadas no capítulo 3 tiveram como objetivo principal investigar o funcionamento e o comportamento dos guias de onda SWG, sem uma grande preocupação acerca da região do espectro na qual as análises estavam sendo realizadas. A segmentação dos guias deu origem a características interessantes do ponto de vista de óptica integrada, tais como a existência de uma região linear na relação de dispersão, onde o guia se comporta como um guia contínuo com menor índice efetivo, ou a existência de uma região de baixíssima velocidade de grupo, ou ainda o deslocamento do modo do núcleo. Houve, então, uma motivação para se projetar e analisar estas estruturas dentro da banda de comunicações ópticas, o que corresponde ao objetivo principal dos estudos apresentados neste capítulo.

## 4.1 Projeto de um Guia de Onda Segmentado para Aplicação em Comunicações Ópticas

Para aplicações no campo das comunicações ópticas, o interesse principal está concentrado em estruturas e dispositivos capazes de operar dentro das bandas S (1460 nm a 1530 nm), C (1530 nm a 1565 nm) e L (1565 nm a 1625 nm). Assim, para permitir a utilização dos guias de onda segmentados dentro da faixa de comunicações ópticas, se faz necessário reprojetar o guia SWG proposto no capítulo 3 de maneira que sua região linear se situe dentro das bandas de comunicações ópticas, caso se deseje utilizar a característica de guia contínuo, ou de maneira que a região de baixa velocidade de grupo fique contida nesta mesma região do espectro, caso seja esta a característica a ser explorada. Das figuras 3.10 a 3.12, concluiu-se que o aumento das dimensões h e w leva a uma diminuição da frequência (ou aumento do comprimento de onda) de operação. Logo, seria possível escolher dimensões maiores tanto para a altura como para a largura do núcleo. Porém, levamos em consideração as possíveis dificuldades na fabricação de guias com núcleo muito mais alto que sua largura e, por conta deste fato, priorizamos o aumento da largura do núcleo em relação à altura. Outra motivação para se adotar este tipo de configuração foi o trabalho publicado por Bauters *et al.* [65], no qual é reportado um guia de onda com alta razão w/h com perdas de curvatura extremamente baixas. O guia inicialmente projetado, seguindo os parâmetros da figura 3.5, possui dimensões h = 300 nm, w = 1500 nm,  $\Lambda = 300 \text{ nm}$  e DC = 50%. O núcleo é formado por silício, a casca superior de ar e substrato de dióxido de silício. O domínio computacional simulado apresenta dimensões  $x, y, z = 4 \ \mu\text{m} \times 4 \ \mu\text{m} \times 0.3 \ \mu\text{m}$ . A figura 4.1 mostra a relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes deste guia de onda e as figuras 4.2 a 4.4 ilustram a distribuição do campo elétrico de cada um deles. Apesar da variação do índice de refração dos materiais com o comprimento de onda de operação produzir diferenças pequenas nos resultados, optamos por aplicar a equação de Sellmeier [57] às simulações apresentadas neste capítulo.



Figura 4.1: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 300 nm, w = 1500 nm e DC = 50%.

Com relação à distribuição de campo elétrico dos modos, nota-se que o modo fundamental quasi-TE (representado na figura 4.2) é bastante semelhante ao do guia continuo simulado no capítulo 3, figura 3.3, onde se verifica uma maior concentração da componente  $E_x$  do campo na região do núcleo e próximo às paredes laterais deste. Diferentemente do caso representado na figura 3.7, o modo fundamental quasi-TE deste novo guia projetado encontra-se mais localizado dentro do núcleo e, logo, uma primeira observação é que o aumento das dimensões do núcleo do guia contribuem para manter a luz mais confinada na região de alto índice de refração. Em relação aos modos de ordem superior, podemos dizer que o modo de segunda ordem (figura 4.3) tem uma distribuição de campo  $E_x$  semelhante à de um modo quasi-TE, enquanto para o modo de terceira ordem (figura 4.4) a distribuição de  $E_y$  o faz mais semelhante a um modo do tipo quasi-TM.



Figura 4.2: Componentes  $E_x$ ,  $E_y$  e  $E_z$  de campo elétrico do modo fundamental quasi-TE do guia de onda SWG projetado (h = 300 nm, w = 1500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 50%) para  $k_z=9\mu m^{-1}$  e  $\lambda = 1.500 \ \mu m$ .



Figura 4.3: Componentes  $E_x$ ,  $E_y$  e  $E_z$  de campo elétrico do modo de segunda ordem (quasi-TE) do guia de onda SWG projetado ( $h = 300 \text{ nm}, w = 1500 \text{ nm}, \Lambda = 300 \text{ nm}$  e DC = 50%) para  $k_z = 9 \ \mu \text{m}^{-1}$  e  $\lambda = 1.300 \ \mu \text{m}$ .

Nos referindo, então, à relação de dispersão dos modos, apresentada na figura 4.1, podemos fazer as mesmas observações feitas no capítulo anterior. A curva de dispersão de cada modo pode ser dividida em três regiões: uma região linear, na qual o guia se comporta como um guia contínuo (6  $\mu$ m<sup>-1</sup> <  $k_z$  < 7.5  $\mu$ m<sup>-1</sup>); uma região de baixa velocidade de grupo,  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z}$  (7.5  $\mu$ m<sup>-1</sup> <  $k_z$  < 11.5  $\mu$ m<sup>-1</sup>); e uma região na qual a energia se acopla no modo contra-propagante do guia de onda e a velocidade de grupo inverte de sinal, ou  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z}$  ( $k_z$  > 11.5  $\mu$ m<sup>-1</sup>. A escolha das maiores



Figura 4.4: Componentes  $E_x$ ,  $E_y$  e  $E_z$  de campo elétrico do modo de terceira ordem (quasi-TM) do guia de onda SWG projetado ( $h = 300 \text{ nm}, w = 1500 \text{ nm}, \Lambda = 300 \text{ nm}$  e DC = 50%) para  $k_z = 9 \ \mu \text{m}^{-1}$  e  $\lambda = 1.200 \ \mu \text{m}$ .

dimensões para o núcleo deslocaram a relação de dispersão de todos os modos representados para a região de interesse para a faixa das comunicações ópticas, em geral, entre 1460 nm a 1625 nm, e, assim, tem-se possibilidade de se utilizar as características interessantes dos guias SWG dentro desta importante banda.

## 4.2 Efeitos de Variações na Geometria e Composição Material dos Guias de Onda Segmentados

Após o projeto inicial de um guia de onda segmentado capaz de operar dentro da banda de interesse para as comunicações ópticas, repetimos os estudos realizados no capítulo 3 nesta nova configuração para verificar se existe alguma alteração nas características do guia ou nos deslocamentos em frequência sofridos pela relação de dispersão. Um parâmetro adicional analisado nestes estudos foi a variação do período de grade. No capítulo anterior, apenas as variações no *dutyc cycle* do guia de onda haviam sido analisadas e, conforme sugere a equação (1.1) e a Teoria de Modos Acoplados, a variação do período da grade de Bragg deve ter influência no comportamento da estrutura, principalmente no momento em que se tem eficiente troca de energia entre os modos do guia. Vale ressaltar que mais do que confirmar o comportamento do guia de onda SWG, procurou-se nas simulações desta seção fazer com que as variações nos parâmetros construtivos do guia permitissem que a relação de dispersão pudesse ser deslocada ao longo de toda a faixa de comprimentos de onda de interesse para as comunicações ópticas, auxiliando futuramente, com isso, nos projetos deste tipo de guia de onda.

#### 4.2.1 Variações Transversais do Núcleo

Para as simulações, foram utilizados os seguintes parâmetros: domínio computacional  $x \times y \times z = 4\mu m \times 4\mu m \times 0.3\mu m$ ;  $\Lambda = 0.3\mu m$ ; DC = 50%; núcleo de sílício ( $n_{Si} = 3.476$ ), substrato de dióxido de silício ( $n_{SiO_2} = 1.44$ ) e casca superior de ar ( $n_{ar} = 1.0$ ). As figuras 4.5 a 4.10 apresentam as relações de dispersão referentes às diferentes geometrias utilizadas. A figura 4.1, apresentada anteriormente, também corresponde a um resultado deste conjunto de simulações, ilustrando o caso em que se tem a região de baixa velocidade de grupo do guia concentrada próximo de 1550 nm. A organização das figuras difere daquela utilizada na apresentação dos resultados do capítulo 3, pois no caso atual, procurou-se manter os comprimentos de onda de operação dentro do intervalo de interesse das comumincações ópticas e, para tanto, padronizar as simulações como foi feito anteriormente levava a deslocamentos das curvas excessivamente grandes, removendo-as do escopo de comprimentos de onda da análise.



Figura 4.5: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 100 nm, w = 2000 nm e DC = 50%.

As observações e comentários do capítulo 3 a respeito do comportamento do guia nos diferentes regimes da relação de dispersão (linear, baixa velociade de grupo e velocidade de grupo negativa) continuam válidos para os resultados deste capítulo. Primeiramente, dado a geometria da seção transversal do guia de onda, temos como modo fundamental do guia de onda, em todas as simulações apresentadas nesta seção, o modo quasi-TE. Nas figuras 4.5 e 4.6, as quais representam um guia com núcleo de 100 nm de altura, notamos a existência de uma faixa de


Figura 4.6: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 100 nm, w = 2500 nm e DC = 50%.

comprimentos de onda, entre 1600 nm e aproximadamente 1400 nm (para o caso w = 2000 nm) e entre 1610 nm e 1370 nm (para o caso w = 2500 nm), na qual se tem propagação monomodo, pois o segundo modo propagante encontra-se abaixo de seu corte. O mesmo pode ser observado na figura 4.7, para a faixa entre 1780 nm e 1410 nm. Assim, a primeira conclusão é que é possível projetar o guia SWG para operação monomodo dentro das bandas de comunicações ópticas.

Aumentando a altura do núcleo para 200 nm, temos os resultados mostrados nas figuras 4.7 a 4.9. No primeiro destes casos (figura 4.7), nota-se a propagação monomodo. Já nos outros dois casos (figuras 4.8 e 4.9), dentro da banda de comunicações ópticas, já existe mais de um modo capaz de se propagar. Além disso, os dois primeiros modos propagantes apresentam curvas de dispersão bastante próximas em frequência. Na configuração da figura 4.8, para a faixa de interesse, o modo fundamental quasi-TE já não se apresenta na região linear da curva. Começa a ser observada a redução da velocidade de grupo do modo. Este fato fica ainda mais evidente na figura 4.9. Com isso, verificou-se a possibilidade de se controlar a velocidade de grupo em um guia SWG.

Se continuarmos a aumentar a altura do núcleo, obtemos as relações de dispersão mostradas nas figuras 4.10 e 4.1. Nestas configurações, buscamos anular a velocidade de grupo dentro da banda de comunicações ópticas. Quando  $v_g = 0$ , tem-se um estado de guiamento no qual observamos uma onda estacionária no interior do guia de onda. Este tipo de onda é chamada



Figura 4.7: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 200 nm, w = 1500 nm e DC = 50%.

de luz lenta e possui várias aplicações na área de óptica não linear. Para o guia com h = 300nm, w = 1000 nm e DC = 50%, isso se observa em  $\lambda_{v_q=0} = 1380$  nm, enquanto para o guia com h = 300, w = 1500 nm e DC = 50%, obtivemos  $\lambda_{v_q=0} = 1400$  nm. Logo, constata-se também a possibilidade de se utilizar o guia SWG para geração de luz lenta dentro da faixa de comunicações ópticas. Uma observação a ser feita a respeito das figuras 4.10 e 4.1 é a distância em frequência verificada entre os dois primeiros modos propagantes. Na configuração de guia representada pela figura 4.10 esta distância é bastante evidente. Voltando à CMT, equação (2.29) e figura 2.3, lembramos que a transferência de energia entre dois modos co-propagantes está intimamente ligada ao casamento de fase entre eles,  $\Delta k_z$ . Quanto maior o casamento de fase, ou quanto menor o valor de  $\Delta k_z$ , maior é a troca de energia entre os modos ao longo da distância em que eles interagem. Por outro lado, o que se observa na figura 4.10 é exatamente o oposto: a grande distância entre as curvas de dispersão dos modos significa que para uma mesma frequência de operação, os modos apresentam  $k_z$  bastante diferente. Com isso, a quantidade  $\Delta k_z$  deve ser igualmente grande e, portanto, a troca de energia entre o modo fundamental e o segundo modo propagante do guia de onda deve ser pequena, conforme exemplifica a figura 2.3. A conclusão desse fato corresponde à possibilidade de uma vez acoplada no modo fundamental, será difícil que a energia da luz, ao longo de sua propagação, seja transferida para outro modo.

Para auxiliar as comparações com os resultados do capítulo 3, os deslocamentos em frequência



Figura 4.8: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 200 nm, w = 2000 nm e DC = 50%.

para as variações dos parâmetros de projeto do guia de onda  $(h \in w)$ , foram organizados na tabela 4.1. Como o objetivo principal das simulações do capítulo 3 foi um pouco diferente daquele referente às simulações deste capítulo, as variações nos valores dos parâmetros de projeto não foram iguais. Devido a este fato, é conveniente comparar os deslocamentos das curvas de dispersão em unidades de frequência por comprimento da variação.

	DESLOCAMENTO DA CURVA [THz]		
VARIAÇÃO DE $w$	h = 100  nm	h = 200  nm	h = 300  nm
$w = 1000 \text{ nm} \rightarrow 1500 \text{ nm}$			7.81
$w = 1500 \text{ nm} \rightarrow 2000 \text{ nm}$		3.58	
$w = 2000 \text{ nm} \rightarrow 2500 \text{ nm}$	1.91	5.57	

Tabela 4.1: Deslocamentos em frequência, para o modo fundamental, oriundos da variação da altura e largura do núcleo de um guia de onda SWG com DC = 50% e  $\Lambda$  = 0.3 $\mu$ m. Os deslocamentos em frequência apresentados referem-se ao caso de  $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ .

Inicialmente, a tabela 4.1 nos permite verificar que para alturas de núcleo maiores, os deslocamentos resultantes do aumento de w são também maiores. Para tentar entender este resultado, nos referimos à figura 4.11: nela, estão ilustradas as componentes  $E_x$  para três configurações diferentes de núcleo. Observamos que ao aumentar a altura do núcleo do guia SWG, surge uma



Figura 4.9: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 200 nm, w = 2500 nm e DC = 50%.

maior concentração de campo elétrico próximo às paredes laterais do núcleo. Isto fica bastante evidente comparando as partes (a) e (c) da figura 4.11. De acordo com a equação (2.37), a variação na frequência do modo será maior quanto maior forem as componentes de campo próximas à região em que se tem a perturbação. Como desejamos comparar os efeitos da variação da largura do núcleo do guia para diferentes alturas do mesmo, o deslocamento da fronteira descrito na equação (2.37) se dá exatamente na direção onde o guia com maior altura apresenta maior concentração de campo elétrico que os demais. Portanto, conforme foi constatado pelas simulações, guias com maior altura devem apresentar maiores deslocamentos em frequência da relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE. De fato, voltando à tabela 4.1, observamos que o deslocamento da relação de dispersão, para o caso  $k_z = 9 \ \mu m^{-1}$ , foi maior no caso do guia de onda com  $h = 300 \ nm$  (7.81 THz).

Comparando os deslocamentos da relação de dispersão aqui obtidos com aqueles do capítulo 3, temos o seguinte cenário: mantendo h = 300 nm e DC = 50%, ao variar w de 300 nm a 600 nm, obtivemos um deslocamento de 52.74 THz para o modo fundamental quasi-TE, ou seja,  $\frac{\Delta f}{\Delta w} = 175.8$  GHz/nm; mantendo h = 300 nm e variando w desde 1000 nm a 1500 nm, obtivemos um deslocamento de 7.81 THz para o mesmo modo fundamental quasi-TE, ou ainda,  $\frac{\Delta f}{\Delta w} = 15.62$  GHz/nm; com h = 200 nm e h = 100 nm, os resultados são, respectivamente,  $\frac{\Delta f}{\Delta w} = 7.16$  GHz/nm e  $\frac{\Delta f}{\Delta w} = 11.14$  GHz/nm, para variações de w entre 1500 nm e 2000 nm.



Figura 4.10: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para um guia de onda SWG com parâmetros h = 300 nm, w = 1000 nm e DC = 50%.



Figura 4.11: Comparação entre a componente de campo elétrico  $E_x$  para três configurações diferentes de guia de onda SWG: (a) h = 100 nm, w = 2000 nm e DC = 50%; (b) h = 200 nm, w = 1500 nm e DC = 50%; (c) h = 300 nm, w = 1000 nm e DC = 50%.

Concluimos, com isso, que aumentar a largura do núcleo pode fonecer grandes deslocamentos das curvas de dispersão, mas esta relação entre o aumento da dimensão e o deslocamento em frequência não é linear.

#### 4.2.2 Variações no Duty Cycle e no Período de Grade

Dentre os parâmetros geométricos de projeto do guia de onda SWG, faltam ser analisadas as variações na direção z. Conforme citado anteriormente, são duas as possibilidades para este tipo de estruturas: manipular o *duty cycle* ou o período de segmentação do guia. Esta seção trata exatamente destes parâmetros de projeto.

Iniciando a análise pelas simulações referentes às variações no duty cycle, podemos ver os resultados na figura 4.12. São representadas as curvas de dispersão para o modo fundamental quasi-TE para três valores diferentes de *duty cycle*, seguindo o padrão da análise do capítulo 3: 30%, 50% e 80%. Ao aumentar DC de 30% a 50%, o guia apresentou um comportamento mais semelhante ao guia contínuo, devido ao aumento da região linear da relação de dispersão. Ao aumentar DC de 50% a 80%, o guia voltou a apresentar fortemente sua característica periódica, isto é, sua relação de dispersão voltou a apresentar uma característica similar a uma parábola. Aparentemente, este resultado difere dos resultados apresentados na seção 3.2.2. Se compararmos as curvas referentes a DC = 50% e DC = 80% tanto na figura 3.15 como na figura 4.12, constatamos que os pontos nos quais se tem  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0$  seguem um mesmo padrão. A aparente diferença se deve ao fato do aumento das dimensões do núcleo ter reduzido a frequência de corte do modo fundamental e a janela de simulação foi maior (o maior valor de  $k_z$  simulado foi 13  $\mu m^{-1}$ ). Porém, os resultados obtidos neste capítulo continuam coerentes com aqueles obtidos anteriormente. A conclusão mais importante a que se chega com estes resultados é a possibilidade de não somente reduzir a frequência de operação do guia aumentando o duty cycle, como também o aumento da faixa em que o guia SWG pode operar comportando-se como um guia contínuo, se esta for a característica de interesse.

Um aspecto não analisado no capítulo 3 foi a variação do período de grade do guia de onda SWG. Se nos referirmos à equação (1.1), vemos que a alteração do período de segmentação do guia de onda interfere na condição de Bragg para que não se manifeste o fenômeno da difração. Com isto, é alterado o limite no qual o guia SWG apresentará características de guiamento semelhantes às de um guia contínuo. Como o comprimento de onda para o qual a grade começa a gerar espalhamento será diferente, o acoplamento entre os modos propagante e contra-propagante também deve ser deslocado em frequência e, portanto, espera-se que o principal aspecto do guia de onda influenciado por esta alteração construtiva seja o ponto em que a curva de dispersão apresenta velocidade de grupo nula.

Para estudar, então, o comportamento do guia de onda SWG com a variação do seu período de segmentação, foi simulado um guia com dimensões h = 200 nm, w = 1500 nm e DC = 50% para três configurações diferentes de A: 200 nm, 400 nm e 500 nm. A relação de dispersão para os dois primeiros modos propagantes está representada nas figuras 4.13 a 4.15. Conforme o esperado, nas três figuras nota-se que o ponto  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0$  se dá em diferentes comprimentos de onda.

Os deslocamentos do ponto de velocidade de grupo nula com a variação do período da grade podem ser compreendidos pela análise da interação entre os modos propagante e contrapropagante. O ponto  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0$  ocorre no momento em que a energia está igualmente dividida entre os modos propagante e contra-propagante, onde se tem como resultado de sua interação, uma onda estacionária. De acordo com (1.1), o período da primeira grade de Bragg depende



Figura 4.12: Relação de dispersão do modo fundamental quasi-TE para um guia de onda SWG com h = 200 nm, w = 1500 nm,  $\Lambda = 0.3 \mu$ m e três valores de DC: 30% (curva azul), 50% (curva vermelha) e 80% (curva verde).

do comprimento de onda de operação e do índice efetivo  $(k_z = n_{eff} \frac{\omega}{c})$ . Reduzindo período de segmentação do guia, a equação (1.1) somente será violada para menores valores de  $\Lambda_{Bragg}$ . Portanto, com a redução de  $\Lambda$  observar-se-á o fenômeno da difração para menores comprimentos de onda e maiores valores de neff (ou equivalentemente,  $k_z$ ) e, com isso, o ponto  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0$  deve ser observado para menores frequências. Por outro lado, ao aumentar o o valor de  $\Lambda$ , o efeito contrário deve ser observado: teremos velocidade de grupo nula para maiores comprimentos de onda.

Na figura 4.13, a menor velocidade de grupo para o modo fundamental se observa para o par  $k_z = 18 \ \mu \text{m}^{-1}$  e  $\lambda = 997$  nm, enquanto nas figuras 4.14 e 4.15, o mesmo se observa para os pares  $k_z = 8.5 \ \mu \text{m}^{-1}$  e  $\lambda = 1637$  nm e  $k_z = 6.7 \ \mu \text{m}^{-1}$  e  $\lambda = 1925$  nm, respectivamente. O caso intermediário de  $\Lambda = 300$  nm já havia sido mostrado na figura 4.7, onde se obteve o par  $k_z = 12 \ \mu \text{m}^{-1}$  e  $\lambda = 1270$  nm. Como foi previsto, o aumento do período,  $\lambda$ , contribuiu para deslocar o ponto de velocidade de grupo nula para frequências maiores e, consequentemente, menores valores de  $k_z$ . Os deslocamentos em frequência oriundos destas variações no parâmetro de projeto  $\Lambda$  estão detalhados na tabela 4.2. Diferentemente das variações em h e w, as alterações do período da grade geram grandes deslocamentos em frequência da curva de dispersão. Vale a ressalva de que tais deslocamentos se dão em "direções"distintas: o objetivo de variar a altura/largura do núcleo corresponde a alterar a frequencia de operação do guia de



Figura 4.13: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 1500 nm,  $\Lambda = 200$  nm e DC = 50%.



Figura 4.14: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 1500 nm,  $\Lambda = 400$  nm e DC = 50%.



Figura 4.15: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 1500 nm,  $\Lambda = 500$  nm e DC = 50%.

onda (deslocamento "vertical" da curva), enquanto o objetivo de variar  $\Lambda$  é alterar o ponto de velocidade de grupo nula (deslocamento "horizontal da curva).

VARIAÇÃO DE A	DESLOCAMENTO DO PONTO $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0: \ \Delta \lambda_{v_g=0} \ [\text{nm}]$
$200 \text{ nm} \rightarrow 300 \text{ nm}$	273
$300 \text{ nm} \rightarrow 400 \text{ nm}$	367
$400~\mathrm{nm} \rightarrow 500~\mathrm{nm}$	288

Tabela 4.2: Deslocamento do ponto de velocidade de grupo nula para diferentes períodos de segmentação do guia SWG com h = 200 nm, w = 1500 nm e DC = 50%.

Devido ao deslocamento "horizontal" da relação de dispersão do guia de onda, conferido pela variação do período da grade, é possivel utilizar este parâmetro de projeto para controlar a faixa em que o guia de onda se comporta como um guia de onda contínuo, conforme ilustra a figura 4.13, na qual a região linear da curva de dispersão se extende desde 1800 nm até aproximadamente 1350 nm para o modo fundamental, ou seja, compreendendo toda a faixa das bandas S, C e L. Alternativamente, caso seja de interesse, também pode-se projetar o guia para que dentro da banda de comunicações ópticas ele apresente a característica de baixa velocidade de grupo, conforme pode ser constatado nas figuras 4.7 e 4.14, nas quais a região de baixa velocidade de grupo é deslocada para as bandas de comunicações ópticas.

#### 4.2.3 Variações na Composição Material do Guia SWG

O próximo passo no projeto dos guias de onda SWG é verificar como a substituição do material que compõe a casca superior do guia pode beneficiar determinadas características de interesse destas estruturas. Para tanto, foi adotada nas simulações uma casca superior de dióxido de silício (SiO<sub>2</sub>) como alternativa ao ar. Foram escolhidas duas geometrias (h, w) para o núcleo do guia SWG: (h = 200 nm, w = 1000 nm) e (h = 200 nm, w = 500 nm). Para ambos os pares (h, w), foram simulados três duty cycles diferentes: 30%, 50% e 80%. A relação de dispersão para os primeiros modos propagantes está representada nas figuras 4.16 a 4.21.

Primeiramente, o conjunto de simulações realizadas evidencia que a utilização de um material com maior índice de refração compondo a casca superior do guia de onda resulta em um deslocamento da relação de dispersão para comprimentos de onda maiores, conforme sugere a equação (2.36) e como foi explorado no capítulo 3. A maior vantagem desta substituição de material corresponde à possibilidade de se reduzir as dimensões do guia de onda e, ainda assim, manter sua região de operação dentro das bandas de comunicações ópticas. Como exemplo deste fato, podemos comparar as relações de dispersão das figuras 4.8 e 4.17. Ambos os guias referentes a estas figuras apresentam as mesmas dimensões, com exceção da largura do núcleo, a qual é w = 2000 nm para a relação de dispersão da figura 4.8, enquanto vale w = 1000 nm para a relação de dispersão da figura 4.17. Mesmo com a metade da largura de núcleo, o segundo guia SWG ainda é capaz de operar em comprimentos de onda maiores do que o primeiro.

Todos os guias apresentados nesta seção podem realizar guiamento dentro da faixa de comunicações ópticas. Os guias com largura de núcleo w = 500 nm (figuras 4.19, 4.20 e 4.21) podem operar na faixa entre 1600 nm a 1400 nm, aproximadamente, dentro da região linear de sua relação de dispersão. Ou seja, o guia de onda SWG neste modo de operação terá as características de um guia de onda continuo, porém, funcionará como se seu núcleo apresentasse um índice de refração menor que o do silício. Desta maneira, pode-se dizer que uma vantagem na sua aplicação em dispositivos de óptica integrada é o surgimento da possibilidade de se manipular um novo grau de liberdade: o índice de refração. O fato do índice de refração das estruturas que compõem um dispositivo óptico ser um parâmetro de projeto com pouca flexibilidade justifica o interesse nas estruturas SWG, uma vez que o índice de refração pode ser manipulado e projetado localmente, aumentando a liberdade de projeto dos dispositivos.

No caso dos guias de onda com maior largura de núcleo (w = 1000 nm), a região linear da relação de dispersão se desloca para frequências mais baixas (ou comprimentos de onda maiores). O resultado disso é a aproximação da região de velocidade de grupo variável para dentro das bandas de comunicações ópticas. A importância técnica desta região da relação de dispersão está na possibilidade de se obter uma baixa velocidade de grupo, ou "luz lenta", característica de grande interesse para o campo da óptica não-linear. Este fenômeno pode ser verificado de duas maneiras básicas: através do próprio material que compõe o guia de onda ou através da estrutura do guia de onda [66]. A primeira pode ser obtida a partir de um material com índice de refração dependente da frequência, em especial em regiões do espectro próximas a ressonâncias do material. No segundo modo de geração de luz lenta, altera-se a propagação dos pulsos de luz através da modulação espacial das características ópticas da estrutura, sendo que uma vantagem deste modo de geração é o aumento da intensidade de campo elétrico dentro da região onde se obtém a baixa velocidade de grupo, diferentemente da luz lenta gerada por material [66]. Exemplos típicos de aplicação destes conceitos são as chaves ópticas [67,68], das quais a maioria se baseia em variações de fase,  $\Delta \varphi$ , da forma  $\Delta \varphi = \Delta kL$ , sendo L o comprimento de interação e  $\Delta k$  a variação do vetor de onda, parâmetro chave para a atuação da chave. Quando a estrutura apresenta características de baixa velocidade de grupo, pequenas variações do índice de refração podem gerar grandes  $\Delta k$ , sendo de grande interesse para chaveamentos ópticos [68]. Os guias referentes às figuras 4.16 e 4.17 operam em regime de velocidade de grupo reduzida (região não-linear da relação de dispersão) dentro da banda de comunicações ópticas. O guia de onda da figura 4.18 foi projetado para apresentar  $\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 0$  em aproximadamente  $\lambda = 1500$  nm, ou seja, é possível obter baixíssimas velocidades de grupo para o modo fundamental do guia SWG em comprimentos de onda de grande interesse para o campo da óptica integrada.



Figura 4.16: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 1000 nm,  $\Lambda = 200$  nm e DC = 30%.

Uma observação importante é que os resultados apresentados até este ponto mostram que ao segmentar o núcleo de silício, intercalando-o com um material de menor índice de refração fazem com que o guia funcione de modo semelhante a um guia contínuo com núcleo com menor índice de refração. Conforme reportado em [52, 52–54], ao intercalar materiais com diferentes coeficientes termo-ópticos, as características termo-ópticas do guia SWG também se aproximam daquelas de um guia contínuo, com um coeficiente termo-óptico "médio". Isto sugere que se um material altamente não-linear for utilizado juntamente com o silício, seria possível formar um guia de onda com um índice de refração não-linear relativamente maior do que o do silício, fazendo com que, em adição ao fenômeno de luz lenta observado, os guias de onda SWG sejam ferramentas interessantes na construção de dispositivos de óptica não-linear.



Figura 4.17: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 1000 nm,  $\Lambda = 200$  nm e DC = 50%.



Figura 4.18: Relação de dispersão dos três primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 1000 nm,  $\Lambda = 200$  nm e DC = 80%.



Figura 4.19: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 500 nm,  $\Lambda = 200$  nm e DC = 30%.



Figura 4.20: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com h = 200 nm, w = 500 nm,  $\Lambda = 200$  nm e DC = 50%.



Figura 4.21: Relação de dispersão dos dois primeiros modos propagantes para o guia SWG com  $h = 200 \text{ nm}, w = 500 \text{ nm}, \Lambda = 200 \text{ nm} \text{ e DC} = 80\%.$ 

### 4.3 Fenômeno do Deslocamento dos Modos do Núcleo

O objetivo desta seção é realizar uma constatação qualitativa do fenômeno do deslocamento dos modos para um guia de onda SWG projetado para operar dentro da região do espectro referente às comunicações ópticas. Para tanto, foi escolhida a seguinte construção de guia de onda SWG: h = w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm, cascas superior e inferior de SiO<sub>2</sub> e núcleo de Si. Esta simplificação da estrutura foi escolhida para que o núcleo do guia de onda fosse simétrico. Com isso, os modos fundamentais (polarização TE e TM) são degenerados basta analisar um deles apenas.

Foram realizadas cinco simulações, para cinco valores diferentes de duty cycle: 20%, 30%, 50%, 60% e 80%. Em todas elas, buscou-se verificar o comportamento do modo fundamental quasi-TE para o mesmo comprimento de onda,  $\lambda = 1550$  nm. A altura do núcleo foi escolhida com tamanho maior do que aquelas até então apresentadas para se garantir que em todas as configurações e no comprimento de onda escolhido, o modo de interesse estivesse acima do corte e pudesse ser observado adequadamente. As figuras 4.22 a 4.26 mostram o perfil transversal do modo fundamental quasi-TE no plano z = 0. O modo quasi-TE apresenta a componente  $E_x$  como principal componente de campo elétrico e, de fato, as figuras mostram a predominância desta componente sobre as outras. Por isso, voltaremos nossa atenção prioritariamente para esta componente durante a análise.

Na figura 4.22, fica bastante evidente a menor concentração de campo elétrico dentro da região do núcleo do guia SWG. Uma pequena parcela do campo concentra-se dentro do núcleo,

enquanto a maior parte de  $E_x$  se localiza próximo das paredes verticais do núcleo, mas na região de SiO<sub>2</sub>. Nota-se uma significativa quantidade de campo elétrico já distante do núcleo de Si. A figura 4.23 apresenta um cenário semelhante, com boa parte da energia externa e distante do núcleo. O cenário começa a se alterar a partir de DC = 50% (figura 4.24) e pode se notar uma grande difereça já para DC = 60%, onde o campo elétrico passa a se concentrar bem mais próximo à região de silício. Nota-se um crescimento da concentração de  $E_x$  na região central do núcleo, além da concentração de  $E_z$  também dentro do núcleo. A maior localização do modo dentro do núcleo fica mais evidente na figura 4.26, na qual as três componentes de campo elétrico se concentram quase que na sua totalidade dentro da região do núcleo.

Comparando com os resultados da seção 3.4 (figuras 3.22 a 3.24), nota-se uma diferença principalmente nos campos  $E_y$ . A principal diferença entre os dois conjuntos de simulação corresponde às dimensões do núcleo do guia: nas simulações da seção 3.4, tem-se h = w = 300 nm, em contraste a h = w = 500 nm dos resultados desta seção. Com o maior núcleo, a componente  $E_y$  do modo fundamental quasi-TE apresentou uma distribuição espacial de energia bastante distinta. Uma outra evidência de que as dimensões do núcleo provocaram estas alterações nos campos é o resultado apresentado na figura 4.27, onde é mostrado o perfil transversal do modo fundamental quasi-TE para um guia com h = 200 nm, w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 30%. Comparando com as figuras 3.24 e 4.23, verificamos que os campos voltam a se comportar como o guia da seção 3.4 simplesmente com a redução da altura do núcleo. Estas diferenças, no entanto, não impedem a verificação do fenômeno do deslocamento dos modos. Pelo contrário, pode-se verificar o fenômeno igualmente nas componentes de campo elétrico na direção y e z.

Uma vez constatado o fenômeno do deslocamento dos modos, o questionamento seguinte é a respeito da possível aplicação deste fenômeno dentro do campo da óptica integrada. Entre outras possíveis aplicações, destacam-se os sensores ópticos, na qual se utiliza a luz para determinar o índice de refração de um material que se deseja identificar [19, 43, 44]. Existem diferentes mecanismos de funcionamento de sensores ópticos, sendo um exemplo o interferômetro de Mach-Zehnder [19]. Nesta estrutura, o feixe óptico de entrada é dividio em dois: o braço de referência e o braço sensor. É conhecida a potência de referência quando não existe substância a ser medida em contato com o braço sensor do interferômetro. Ao colocar um material diferente sobre o braço sensor, a potência de saída do interferômetro se altera, devido à mudança na propagação da luz neste braço do dispositivo. Portanto, o sensor é capaz de captar a variação no índice efetivo do braço sensor, permitindo a identificação da substância [19]. Neste contexto, aplicando a CMT, podemos concluir que quanto maior a concentração de campo elétrico na região onde a substância de interesse será depositada, melhor será o desempenho do sensor (vide equação 2.36). Então, ao remover a energia do modo do núcleo do guia de onda e colocá-la na região externa a este, é possível, em teoria, melhorar a qualidade do sensor, na medida em que uma pequena variação na casca externa resultará em uma maior variação do índice efetivo. Logo, podemos ver uma das possíveis aplicações do fenômeno do deslocamento apresentado pelos guias de onda SWG.



Figura 4.22: Distribuição das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo fundamental quasi-TE para um comprimento de onda de operação de  $\lambda = 1550$  nm. As dimensões do guia do núcleo de silício são: h = w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 20%.



Figura 4.23: Distribuição das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo fundamental quasi-TE para um comprimento de onda de operação de  $\lambda = 1550$  nm. As dimensões do guia do núcleo de silício são: h = w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 30%.



Figura 4.24: Distribuição das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo fundamental quasi-TE para um comprimento de onda de operação de  $\lambda = 1550$  nm. As dimensões do guia do núcleo de silício são: h = w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 50%.



Figura 4.25: Distribuição das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo fundamental quasi-TE para um comprimento de onda de operação de  $\lambda = 1550$  nm. As dimensões do guia do núcleo de silício são: h = w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 60%.



Figura 4.26: Distribuição das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo fundamental quasi-TE para um comprimento de onda de operação de  $\lambda = 1550$  nm. As dimensões do guia do núcleo de silício são: h = w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 80%.



Figura 4.27: Distribuição das componentes  $x, y \in z$  do campo elétrico para o modo fundamental quasi-TE para um comprimento de onda de operação de  $\lambda = 1380$  nm. As dimensões do guia do núcleo de silício são: h = 200 nm, w = 500 nm,  $\Lambda = 300$  nm e DC = 30%.

# Capítulo

# Conclusões e Considerações Finais

Nesta dissertação, foi apresentado um estudo numérico acerca do comportamento dos modos propagantes dos guias de onda periodicamente segmentados, a partir da utilização do Método dos Elementos Finitos 3D. Foram analisadas as influências da geometria e composição material do guia de onda nas características de guiamento do mesmo com o auxílio da Teoria de Modos Acoplados. Inicialmente, tais análises se restringiram puramente à verificação das características de guiamento da estrutura, sem preocupações maiores com a faixa do espectro estudada. Em seguida, estas foram expandidas para a banda de comunicações ópticas, de modo a dar maiores informações sobre estes guias de onda, bem como fornecer uma base para posteriores projetos, em uma região do espectro de interesse técnico.

O capítulo 2 apresentou a teoria utilizada tanto para a realização das simulações como para as análises dos resultados. A formulação do problema de autovalores à qual o Método dos Elementos Finitos 3D apresentada neste capítulo permitiu a simplificação da simulação, pois se aproveita da simetria apresentada pelos guias de onda SWG: a formulação, juntamente com condições de contorno periódicas, se aproveitam da periodicidade da estrutura para reduzir o domínio computacional a uma única célula unitária, diminuindo, assim, significativamente o esforço computacional da simulação de uma estrutura tridimensional. Vale ressaltar, ainda, a importância de se utilizar um método numérico 3D, pois uma vez que foram analisadas as influências de variações na geometria do guia de onda em todas as três dimensões, este estudo não poderia ter sido adequadamente realizado a partir de uma simulação 2D apenas. Adicionalmente à formulação 3DFEM apresentada, outro assunto deste capítulo é a Teoria de Modos Acoplados. Apresentou-se de maneira breve resultados importantes para as análises feitas nesta dissertação, sobre a interação entre dois modos propagantes (sejam eles co-propagantes ou contra-propagantes) devido a perturbações, bem como a influência de uma perturbação em um único modo. Estes resultados teóricos formaram a base para as análises do comportamento do guia de onda e sua "reação" avariações (ou perturbações) na sua geometria.

No capítulo 3, encontram-se os primeiros resultados, contendo uma análise inicial do comportamento dos guias de onda SWG em seus diferentes modos de operação. A principal contribuição deste capítulo para a dissertação corresponde aos gráficos com a relação de dispersão do guia de onda SWG: constatou-se a existência de uma região linear na curva de dispersão, na qual o guia segmentado tem funcionamento análogo ao de um guia contínuo, mas com um índice efetivo menor; verificou-se, também, a existência de uma região em que se tem baixas velocidades de grupo, resultado da periodicidade da estrutura. Do capítulo 3, foi possível verificar os grandes deslocamentos em frequência sofridos pelas curvas de dispersão ao variar as dimensões do núcleo do guia de onda SWG: conseguiu-se deslocamentos de algumas dezenas de GHz por nm de variação na altura/largura do núcleo. Variações do *duty cycle* também resultaram em deslocamentos semelhantes da curva de dispersão. Os testes da variação do material que compõe o núcleo do guia de onda SWG sugerem que, para a aplicação em óptica integrada, o silício, por ser um material com elevado índice de refração, é o material mais indicado, visto que a redução do índice de refração de sloca a relação de dispersão para comprimentos de onda menores, afastando-a da banda de comunicações ópticas. Para compensar este deslocamento, as dimensões do guia de onda teríam que ser muito maiores, prejudicando a miniaturização dos dispositivos.

O capítulo 4 faz uma apresentação dos guias de onda projetados para a faixa do espectro correspondente às comunicações ópticas. Os gráficos com a relação de dispersão das diversas configurações de guias de onda SWG correspondem à principal contribuição deste capítulo. Estes gráficos fornecem uma informação básica a respeito de qual a geometria mais interessante para o guia SWG dependendo da aplicação desejada, seja ela a operação dentro da região linear da curva de dispersão, como um guia de onda contínuo, seja a operação dentro do regime de luz lenta, ou de baixa velocidade de grupo. Obviamente, os guias apresentados no capítulo 4 representam apenas alguns exemplos de guias capazes de operar dentro da faixa de comunicações ópticas. Outras geometrias alternativas são perfeitamente possíveis. A preocupação tomada nas simulações realizadas foi não utilizar valores grandes de altura do núcleo, visto que a fabricação de tais estruturas pode ser complexa. Uma constatação importante feita neste capítulo diz respeito ao deslocamento das curvas de dispersão com variações na geometria do núcleo. Diferentemente dos casos estudados no capítulo 3, onde as dimensões do núcleo eram menores, o deslocamento em frequência da curva em função da variação da geometria não é tão grande: 7 GHz/nm  $< \frac{\Delta f}{\Delta w} < 15$ GHz/nm, em contraste com deslocamentos próximos de 90 GHz/nm obtidos no capítulo 3. A conclusão a que se chega é que os deslocamentos em frequência não são lineares com a variação da geometria, sendo que estes são maiores quando o núcleo tem dimensões reduzidas. Outro aspecto dos guias SWG constatado nesta dissertação foi o fenômeno do deslocamento dos modos do núcleo do guia. Verificamos qualitativamente uma tendência do campo elétrico se deslocar para fora do núcleo conforme o *duty cycle* é reduzido.

Os resultados apresentados nesta dissertação indicam que os guias de onda SWG possuem uma interessante flexibilidade em relação às suas possíveis aplicações dentro do campo da óptica integrada. Primeiramente, são estruturas pequenas e que conferem ao projetista de dispositivos ópticos a possibilidade de se controlar localmente o índice de refração, se utilizando da região linear da curva de dispersão, inserindo um novo grau de liberdade no projeto de dispositivos. Adicionalmente, é possível utilizar estes guias no campo de óptica não-linear, aplicação motivada principalmente pela possibilidade de se gerar luz lenta, permitindo a amplificação dos efeitos devido ao maior tempo de interação da luz com o meio. Finalmente, o deslocamento do modo pode ser uma característica de interesse para a área de sensores de campo evanescente, dado a possibilidade de se concentrar a maior parte do campo elétrico fora do núcleo do guia de onda e nas regiões onde se deseja realizar o sensoreamento. Esta vasta gama de utilizações faz dos guias de onda SWG uma interessante ferramenta dentro do campo da óptica integrada.

## **Trabalhos Futuros**

Esta dissertação teve como objetivo principal buscar mais informações a respeito do comportamento dos guias de onda SWG. Entretanto, são vários os aspectos que ainda necessitam ser abordados e possibilidades a serem testadas. Como possíveis trabalhos futuros, podemos destacar:

- Realização de simulações de espalhamento para complementar a análise modal;
- Estudo mais aprofundado acerca do fenômeno do deslocamento dos modos do núcleo do guia de onda SWG;
- Investigação dos efeitos de se intercalar com o silício (ou outro material pertinente) um material com características não-lineares, com o objetivo de se amplificar as características não lineares do guia de onda SWG;
- Fabricação dos guias de onda propostos e de dispostivos voltados para aplicações na área de óptica integrada e óptica não-linear, como por exemplo na construção de cavidades ressonantes.

Ressalta-se que estas são apenas algumas sugestões de trabalhos a serem desenvolvidos, dentre uma grande variedade de possibilidades.

## Trabalhos Publicados pelo Autor

- Y. H. Isayama, M. S. Gonçalves, and H. E. Hernández-Figueroa, "Modal Analysis of Subwavelength Grating Waveguides using 3D Finite Element Method", nos anais do 15° Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e 10° Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, João Pessoa, PA, Brasil, Agosto de 2012.
- Y. H. Isayama, M. S. Gonçalves, and H. E. Hernández-Figueroa, "Characterization of subwavelength grating waveguides with 3D finite element method." *In: Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*, 2012 12th International Conference on. IEEE, 2012. p. 133-134.

## Bibliografia

- [1] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic crystals:* molding the flow of light, 2nd ed. Princeton University Press, 2008.
- [2] F. W. Dabby, A. Kestenbaum, and U. C. Paek, "Periodic dielectric waveguides," Opt. Commun., vol. 6, no. 2, pp. 125–130, 1972.
- [3] H. Stoll and A. Yariv, "Coupled-mode analysis of periodic dielectric waveguides," Opt. Commun., vol. 8, no. 1, pp. 5–8, 1973.
- [4] Z. Weissman and A. Hardy, "Modes of periodically segmented waveguides," J. of Lightwave Technol., vol. 11, no. 11, pp. 1831–1838, 1993.
- [5] S. Fan, J. N. Winn, A. Devenyi, J. C. Chen, R. D. Maede, and J. D. Joannopoulos, "Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 12, no. 7, pp. 1267–1272, 1995.
- [6] L. Li and J. J. Burke, "Linear propagation characteristics of periodically segmented waveguides," Opt. Lett., vol. 17, no. 17, pp. 1195–1197, 1992.
- [7] Z. Weissman and I. Hendel, "Analysis of periodically segmented waveguide mode expanders," J. of Lightwave Technol., vol. 13, no. 10, pp. 2053–2058, 1995.
- [8] D. D. Stancil, "Kronig-penney model for periodically segmented waveguides," Appl. Opt., vol. 35, no. 24, pp. 4767–4771, 1996.
- [9] Z. Weissman, A. Hardy, M. Katz, M. Oron, and D. Eger, "Second-harmonic generation in bragg-resonant quasi-phase-matched periodically segmented waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 7, pp. 674–676, 1995.
- [10] M. Sundheimer, P. Ascheri, P. Baldi, and J. Bierlein, "Modeling and experimental observation of parametric processes in segmented ktiopo4 channel waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 12, pp. 1660–1662, 1999.
- [11] D. Ortega, J. M. Aldariz, and J. S. Aitchinson, "Mode engineering of periodically segmented waveguides," in *Integrated Obotonics Research*, 1998.

- [12] D. Ortega, J. M. Aldariz, J. M. Arnold, and J. S. Aitchinson, "Analysis of quasi-modes in periodic segmented waveguides," *J. of Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 2, pp. 369–375, 1999.
- [13] V. Rastogi, V. Mahalakshmi, M. R. Shenoy, and K. Thyagarajan, "Propagation characteristics of a novel complementary-structure planar segmented waveguide," *Opt. Commun.*, vol. 148, pp. 230–235, 1998.
- [14] F. P. Payne and J. P. R. Lacey, "A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides," Opt. Quantum Electron., vol. 26, no. 10, pp. 977–986, 1994.
- [15] D. Nir, Z. Weissman, S. Ruschin, and A. Hardy, "Periodically segmented waveguides in Ti:LiNbO3," Opt. Lett., vol. 19, no. 21, pp. 1732–1734, 1994.
- [16] P. A. et al., "Experiental observation of longitudinal modulation of mode fields in periodically segmented waveguides," *Applied optics*, vol. 38, no. 27, pp. 5734–5737, 1999.
- [17] M. H. Chou, J. Hauden, M. A. Arbore, and M. M. Fejer, "1.5-mm-band wavelength conversion based on difference-frequency generation in linbo3 waveguides with integrated coupling structures," *Opt. Lett.*, vol. 23, no. 13, pp. 1004–1006, 1998.
- [18] F. Dorgeuille, B. Mersali, S. François, G. Hervé-Gruyer, and M. Filoche, "Spot size transformer with a periodically segmented waveguide based on inp," *Opt. Lett.*, vol. 20, no. 6, pp. 581–583, 1995.
- [19] Z. Weissman, E. Brand, I. Tsimberov, D. Brooks, S. Ruschin, and D. Goldberg, "Machzehnder type, evanescent-wave bio-sensor, in ion-exchanged glass, using periodically segmented waveguide," in *Proc. SPIE 3596*, 1999, pp. 210–216.
- [20] J. Cardenas, C. B. Poitras, J. T. Robinson, K. Preston, L. Chen, and M. Lipson, "Low loss etchless silicon photonic waveguides," *Opt. Express*, vol. 17, no. 6, pp. 4752–4757, 2009.
- [21] M. Hochberg, T. Baehr-Jones, C. Walker, J. Witzens, L. C. Gunn, and A. Scherer, "Segmented waveguides in thin silicon-on-insulator," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 22, pp. 1493–1497, 2005.
- [22] S.-H. Yang, M. L. Cooper, P. R. Bandaru, and S. Mookherjea, "Giant birefringence in multi-slotted silicon nanophotonic waveguides," *Opt. Express*, vol. 16, no. 11, pp. 8306– 8316, 2008.
- [23] W. Z. et al., "Giant birefringence of periodic dielectric waveguides," *Photonics Journal*, *IEEE*, vol. 3, no. 3, pp. 512–520, 2011.
- [24] D. Castaldini, P. Bassi, P. Aschieri, S. Tascu, M. D. Micheli, and P. Baldi, "High performance mode adapters based on segmented spe:linbo3 waveguides," *Opt. Express*, vol. 17, pp. 17868–17873, 2009.

- [25] W.Huang, Y. Zhang, and B. Li, "Ultracompact wavelength and polarization splitters in periodic dielectric waveguides," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 1600–1609, 2008.
- [26] P. J. B. et al., "Subwavelength grating mode transformers in silicon slab waveguides," Opt. Express, vol. 17, no. 21, pp. 19120–19133, 2009.
- [27] P. Cheben, D.-X. Xu, S. Janz, and A. Densmore, "Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics," *Opt. Express*, vol. 14, no. 11, pp. 4695–4702, 2006.
- [28] L. Shen, X. Chen, X. Zhang, and L. Pan, "Blue-shifted contra-directional coupling between a periodic and conventional dielectric waveguides," *Opt. Express*, vol. 18, no. 9, pp. 9341– 9350, 2010.
- [29] G.-G. Zheng, H.-P. Li, L.-Y. Jiang, W. Jia, H.-L. Wang, and X.-Y. Li, "Design of an arbitrarily bent beam splitter for optical interconnections based on co-directional coupling mechanism," J. Opt. A: Pure Appl. Opt., vol. 10, p. 125303, 2008.
- [30] I. Molina-Fernandez, R. Halir, A. Ortega-Moñux, L. Zavargo-Peche, S. R. García, A. Maese-Novo, G. W.-P. D. Perez-Galacho, P. Cheben, and D.-X. Xu, "New concepts in silicon component design using subwavelength structures," in *Proc. SPIE 8266*, 2012, p. 82660E.
- [31] P. Cheben, P. J. Bock, J. Schmid, J. Lapointe, S. Janz, D.-X. Xu, A. Densmore, A. Delâge, B. Lamontagne, and T. J. Hall, "Refractive index engineering with subwavelength gratings for efficient michophotonic couplers and planar waveguide multiplexers," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 15, pp. 2526–2528, 2010.
- [32] R. Halir, P. Cheben, J. H. Schmid, R. Ma, D. Bedard, S. Janz, D.-X. Xu, A. Densmore, J. Lapointe, and . Molina-Fernández, "Continuously apodized fiber-to-chip surface grating coupler with refractive index engineered subwavelength structure," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 3243–3245, 2010.
- [33] J. H. S. et al., "Experimental demonstration of coupling to silicon photonic wires using a grating coupler formed by subwavelength structures," in *EOSAM*, 2010.
- [34] X. Chen and H. K. Tsang, "Engineering of silicon-on-insulator waveguide gratings for coupling to optical fibers," in *OptoElectronics and Communications Conference*, 16th, 2011, pp. 845–846.
- [35] J. H. S. et al., "Applications of subwavelength grating structures in silicon-on-insulator waveguides," in *Proc. SPIE 7606*, 2010, p. 76060F.
- [36] S. J. et al., "Engineering light at the sub-wavelength scale using silicon photonics," in *Proc. SPIE 7943*, 2011, p. 79430G.
- [37] X. Chen and H. K. Tsang, "Nanoholes grating couplers for coupling between silicon-oninsulator waveguides and optical fibers," *Photonics Journal, IEEE*, vol. 1, no. 3, pp. 184– 190, 2009.

- [38] D. W. Peters, R. R. Boye, J. R. Wendt, R. A. Kellogg, S. A. Kemme, T. R. Carter, and S. Samora, "Continuously apodized fiber-to-chip surface grating coupler with refractive index engineered subwavelength structure," *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 19, pp. 3201–3203, 2010.
- [39] J. Feng, Q. Li, and S. Fan, "Compact and low cross-talk silicon-on-insulator crossing using a periodic dielectric waveguide," *Opt. Lett.*, vol. 35, pp. 3904–3906, 2010.
- [40] H. Guo, Y. Zhang, and B. Li, "Periodic dielectric waveguide-based cross- and t-connections with a resonant cavity at the junctions," *Opt. Commun.*, vol. 284, no. 9, pp. 2292–2297, 2011.
- [41] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, A. Delâge, D.-X. Xu, S. Janz, A. Densmore, and T. J. Hall, "Subwavelength grating crossings for silicon wire waveguides," *Opt. Express*, vol. 18, no. 15, pp. 16146–16155, 2010.
- [42] P. J. B. et al., "Subwavelength grating: A new type of microphotonic waveguide and implementations to fiber-chip coupling, waveguide crossing and refractive index engineering," in *Group IV Photonics, 7th IEEE International Conference on*, 2010, pp. 31–33.
- [43] J. van Lith, P. V. Lambeck, H. J. W. M. Hoekstra, R. G. Heideman, and R. R. Wijn, "The segmented waveguide sensor: Principle and experiments," *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 1, pp. 355–, 2005.
- [44] Z. Weissmanl., "Evanescent field sensors with periodically segmented waveguides," Appl. Opt., vol. 36, no. 6, pp. 1218–1222, 1997.
- [45] N. Kinrot and M. Nathan, "Investigation of a periodically segmented waveguide fabry-pérot interferometer for use as a chemical/biosensor," J. of Lightwave Technol., vol. 25, no. 5, pp. 2139–2145, 2006.
- [46] Y. Zhang, W. Huang, and B. Li, "Fabry-perot microcavities with controllable wavelengths in periodic dielectric waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 3, pp. 031 110–031 110–3, 2008.
- [47] S. Z. et al., "Ultrasmall optical logic gates based on silicon periodic dielectric waveguides," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 8, no. 1, pp. 32–37, 2010.
- [48] A. Baron, S. Mazoyer, W. Smigaj, and P. Lalanne, "Attenuation coefficient of single-mode periodic waveguides," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 15, pp. 153901–1–153901–5, 2011.
- [49] K.-Y. Lee, C.-N. Chen, and Y.-J. Lin, "Transmission characteristics of various bent periodic dielectric waveguides," Opt. Quant. Electron., vol. 40, no. 9, pp. 633–643, 2008.
- [50] H. Nemec, P. Kuzel, J.-L. Coutaz, and J. Ctyroký, "Transmission properties and band structure of a segmented dielectric waveguide for the terahertz range," *Opt. Commun.*, vol. 273, pp. 99–104, 2007.

- [51] P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, A. Delâge, S. Janz, G. C. Aers, D.-X. Xu, A. Densmore, and T. J. Hall, "Subwavelength grating periodic structures in silicon-on-insulator: a new type of microphotonic waveguide," *Opt. Express*, vol. 18, no. 19, pp. 20251–20262, 2010.
- [52] J. H. Schmid, M. Ibrahim, P. Cheben, J. Lapointe, S. Janz, P. J. Bock, A. Densmore, B. Lamontagne, R. Ma, W. N. Ye, and D.-X. Xu, "Temperature-independent silicon subwavelength grating waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 36, pp. 2110–2112, 2011.
- [53] W. N. Ye, J. Michael, and L. C. Kimerling, "Athermal high-index-contrast waveguide design," *IEEE Phot. Technol. Lett.*, vol. 20, no. 11, pp. 885–887, 2008.
- [54] M. Ibrahim, J. H. Schmid, P. Cheben, J. Lapointe, S. Janz, P. J. Bock, A. Densmore, B. Lamontagne, R. Ma, D.-X. Xu, and W. N. Ye, "Athermal silicon subwavelength grating waveguides," in 8th International Conference on Group IV Photonics, 2011, pp. 258–260.
- [55] J. H. Schimd, M. Ibrahim, P. Cheben, J. Lapointe, S. Janz, P. J. Bock, A. Densmore, R. Ma, W. N. Ye, and D.-X. Xu, "Athermal silicon waveguides using the subwavelength gratting effect," in *Integrated Photonics Research, Silicon and Nanophotonics*, 2011, p. Paper IME3.
- [56] I. Glesk, P. J. Bock, P. Cheben, J. H. Schmid, J. Lapointe, and S. Janz, "All-optical switching using nonlinear subwavelength mach-zehnder on silicon," *Opt. Express*, vol. 19, no. 15, pp. 14031–14039, 2011.
- [57] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, Fundamentals of photonics, 2nd ed. Wiley, 2007.
- [58] M. S. Gonçalves, "Desenvolvimento de métodos numéricos 3d no domínio do tempo por processamento paralelo para a modelagem de componentes ópticos," FAPESP: Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e Computação, Contract No.:06/61063-6, 2009.
- [59] J. Jin, The finite element method in electromagnetics, 2nd ed. Wiley, 2002.
- [60] Y. Tsuji and M. Koshiba, "Finite element beam propagation method with perfectly matched layer boundary conditions for three-dimensional optical waveguides," Int. J. Numer. Model., vol. 13, pp. 115–126, 2000.
- [61] K. Okamoto, Fundamentals of optical waveguides, 2nd ed. Elsevier, 2006.
- [62] G. S. Wiederhecker, "Controle e interação de fônons e fótons em fibras Opticas de cristal fotônico," Ph.D. dissertation, Universidade Estadual de Campinas, 2008.
- [63] S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. A. Skorobogatiy, O. Weisberg, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, "Perturbation theory for maxwell's equations with shifting material boundaries," *Phys. Rev. E.*, vol. 65, no. 6, p. 066611, 2002.
- [64] S. G. J. et al., "Roughness losses and volume-current methods in photonic crystal waveguides," Appl. Phys. B, vol. 81, pp. 283–293, 2005.

- [65] J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. John, D. Dai, M.-C. Tien, J. S. Barton, A. Leinse, R. G. Heideman, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "Ultra-low-loss high-aspect-ratio si3n4 waveguides," *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, pp. 3163–3174, 2011.
- [66] R. W. Boyd, "Material slow light and structural slow light: similarities and differences for nonlinear optics [invited]," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 28, no. 12, pp. A38–A44, 2011.
- [67] D. P. et al., "Investigation of slow light enhanced nonlinear transmission for all-optical regeneration in silicon photonic crystal waveguides at 10 gbit/s," *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, vol. 8, no. 2, pp. 67–71, 2010.
- [68] T. F. Krauss, "Why do we need slow light?" Nature Photonics, vol. 2, no. 8, pp. 448–450, 2008.