

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS - UFAL
CAMPUS A. C. SIMÕES
FÍSICA - PÓS-GRADUAÇÃO

FLAVIA PAULINO DE SOUZA SANTOS

ÓPTICA INTEGRADA EM PDMS PARA APLICAÇÕES EM
OPTOFLUIDICA

MACEIÓ - AL

2015

FLAVIA PAULINO DE SOUZA SANTOS

ÓPTICA INTEGRADA EM PDMS PARA APLICAÇÕES EM OPTOFLUIDICA

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Alagoas – UFAL, Campus de Maceió, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Marcos V. Dias Vermelho

MACEIÓ

2015

Catálogo na Fonte
Universidade Federal de Alagoas
Biblioteca Central
Divisão de Tratamento Técnico
Bibliotecário: Valter dos Santos Andrade

S237o Santos, Flavia Paulino de Souza.
Óptica integrada em PDMS para aplicações em optofluidica / Flavia Paulino de Souza Santos. – 2015.
93 f. : il., tabs e gráfs.

Orientador: Marcos V. Dias Vermelho.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física. Programa de Pós-Graduação em Física. Maceió, 2015.

Bibliografia: f. 89-93.

1. PDMS. 2. Acoplador de interferência multimodo (MMI). 3. OptiBPM.

I. Título

CDU: 535.2



Universidade Federal de Alagoas
Instituto de Física
Programa de Pós Graduação em Física

BR 104 km 14, Campus A.C. Simões
Cidade Universitária
Tabuleiro dos Martins
57072-970 Maceió - AL, Brasil
FONE : (82) 3214-1423/FAX 3214-1645

PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

“Óptica Integrada em PDMS para Aplicação em
Optofluidica”.

por

Flavia Paulino de Souza Santos

A Banca Examinadora composta pelos professores Marcos Vinicius Dias Vermelho (orientador), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, José Henrique Araújo Lopes de Andrade, do Campus Arapiraca da Universidade Federal de Alagoas e Wagner Ferreira da Silva, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, consideram a candidata aprovada com grau “A”.

Maceió, 9 de outubro de 2015

Prof. Dr. Marcos Vinicius Dias Vermelho

Prof. Dr. José Henrique Araújo Lopes de Andrade

Prof. Dr. Wagner Ferreira da Silva

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus.

À minha grande família em especial aos meus pais, Erônio e Marli, aos meus irmãos, Itamar, Itamara, Juciara e Tiago pelo apoio e confiança depositados.

Ao meu orientador professor Dr. Marcos V. Dias Vermelho pelos conselhos e pela motivação que foram importantes e necessários para a conclusão desta dissertação e da minha formação acadêmica.

Aos professores membros da banca de defesa: Dr. José Henrique Araújo Lopes de Andrade e Dr. Wagner Ferreira da Silva.

Aos meus amigos de caminhada no curso de física, pelas palavras de encorajamento para finalização da dissertação. De forma especial às minhas companheiras de curso e de vida que acompanharam de perto meus esforços e estão sempre me apoiando nesta jornada acadêmica: Andressa, Janie e Elenilda.

À CAPES pelo financiamento à pesquisa de mestrado.

RESUMO

Dispositivos ópticos integrados baseados nos elastômeros PDMS (polydimethylsiloxane) têm demonstrado grande versatilidade para aplicações na plataforma microfluídica (McDonald et al, 2000) e (Fleger e Neyer, 2006). Dentre estes, dispositivos integrados como fonte de radiação para bombeamento em dispositivos optofluidicos têm sido amplamente investigados (Vezenov et al, 2005), (Li e Psaltis, 2008). As propostas abordam utilização de corantes orgânicos em canais microfluidicos com diferentes configurações produzindo radiações na região espectral visível compatível com as absorções dos compostos utilizados em caracterizações biológicas. Neste trabalho caracterizamos uma fonte de radiação integrada baseada em interferência multimodo (MMI) (Soldano e Pennings, 1995) e (Hunt e Wilkinson, 2011) e acopladores ópticos filtrando os comprimentos de ondas de 480 nm, 530 nm e 630 nm, a partir de uma fonte de luz branca. O protótipo virtual foi implementado por meio de simulações com o software comercial OptiBPM da OptiWave. A análise foi feita utilizando parâmetros espectroscópicos do elastômero PDMS. Este material apresenta a peculiaridade do seu índice de refração variar com a razão e com a proporção da combinação do elastômero e seu respectivo agente de cura. Utilizando a curva de Sellmeier para o índice de refração do núcleo do guia de onda variamos a diferença entre os índices do guia e do material do entorno (cladding) entre 0,001 e 0,01. Utilizamos acopladores ópticos para a divisão da amplitude do campo aplicado para três guias de ondas distintos que foram acoplados a três dispositivos MMI que filtraram os comprimentos de ondas fontes de bombeamento. A análise levou em consideração a dependência das características do dispositivo com a diferença de índice de refração da região do núcleo e do revestimento do guia de onda, bem como as influências das condições de acoplamento estrutura e separação entre os guias. Fatores como largura e comprimento do guia também foram cruciais para a obtenção dos resultados desejados.

Palavras-chave: PDMS. Acoplador de interferência multimodo (MMI). OptiBPM.

ABSTRACT

Integrated optical devices based on elastomers PDMS (polydimethylsiloxane) has shown great versatility for applications in microfluidics platform (McDonald and collaborators, 2000) and (Fleger and Neyer, 2006). Among these, integrated devices such as radiation source for pumping optofluidics devices have been widely investigated (Vezenov and collaborators, 2005), (Li and Psaltis, 2008). The approach proposed so far use organic dyes in microfluidic channels with different configurations producing radiation in the visible spectral region compatible with the absorption of the compounds used in biological characterizations. In this dissertation we characterize an optical integrated source of radiation-based multimode interference (MMI) (Soldano and Pennings, 1995) and (Hunt and Wilkinson, 2011) and optical directional couplers filtering the 480 nm , 530 nm and 630 nm wavelengths, respectively, from a white light source. The virtual prototype was implemented through simulations with the commercial software modulus OptiBPM from OptiWave. The analysis was performed using spectroscopic parameters of PDMS elastomer. This material has the peculiarity of its refractive index varies with the ratio of the combination of elastomer and its corresponding curing agent. Using the Sellmeier curve for the core refractive index of the waveguide vary the difference between the contents of the guide and the cladding between 0.001 and 0.01. Initially we use optical couplers directional for the division of the amplitude of the applied field to three tabs of different waves. These guides were coupled to three MMI devices which filtered the wavelengths of pumping sources. The analysis took into account the dependence of device characteristics with the refractive index difference of the core region and the waveguide of the coating and the influences of the coupling conditions between the separating structure and guides. Factors such as width and length guide were also crucial to the determination of the simulated device.

Keywords: PDMS. Multimode interference coupler (MMI). OptiBPM.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	06
1.1	Equação de Helmholtz em meio homogêneo e infinito	08
1.2	Propagação em guia de onda planar bidimensional-2D	11
1.3	Propagação em guia de onda planar tridimensional-3D	20
1.4	Método de índice efetivo	23
2	ACOPLADORES E MÉTODO COMPUTACIONAL	27
2.1	Acoplador direcional	27
2.2	Acoplador de interferência multimodo MMI	29
2.3	Método de propagação de feixe BPM	36
2.3.1	Aproximação do envelope variando lentamente	38
2.3.2	Equações diferenciais em BPM	39
2.3.3	Condições de contorno para o BPM	44
2.2.4	OptiBPM	49
3	RESULTADOS E DISCUSSÕES	51
3.1	Dispositivo em PDMS	53
3.2	Acoplador direcional inicial	57
3.3	Acoplador direcional secundário	65
3.4	Acoplador de interferência multimodo (MMI)	68
3.4.1	Variação do comprimento de onda do guia	70
3.4.2	Variação da largura W_{MMI} do guia	71
3.4.3	Variação do comprimento L_{MMI} do guia	72
3.5	Acoplador de interferência multimodo com PDMS	74
3.6	Acoplador direcional secundário com o acoplador MMI	78
4	CONCLUSÃO	88
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	89

1 INTRODUÇÃO

O desenvolvimento dos sistemas ópticos de transmissão colocou a óptica integrada em evidência e permitiu seu rápido desenvolvimento, principalmente em virtude de suas vantagens tecnológicas nas linhas de telecomunicações tais como a baixa sensibilidade às interferências de radiações eletromagnéticas e o aumento da densidade de empacotamento dos circuitos ópticos e microeletrônicos. A óptica integrada surgiu da apresentação do conceito de circuitos ópticos integrados sobre um simples substrato introduzido em 1969 por Miller, (MILLER, 1969), que tinha por objetivo possibilitar o processamento de sinais ópticos, a criação de elementos de acoplamento entre estruturas planares e fibras, e promover distribuição, adição e subtração de sinais ópticos de forma planar. Nesta linha de pesquisa encontra-se principalmente o guiamento óptico que envolve guias de onda óptico, acopladores direcionais, Mach-Zehnder, filtros ópticos, entre outros dispositivos que possuem um adequado confinamento de energia, (LEE, 1986).

Com referência no desenvolvimento da tecnologia em Sistemas Micro-Eleto Mecânicos (do inglês, Micro-Electro Mechanical Systems - MEMS) na indústria eletrônica de semicondutores, as pesquisas na área de optoeletrônica ganharam ênfase, (QIU, 2012). É notável a capacidade de miniaturização da tecnologia MEMS, quando consideramos a funcionalidade dos diodos e transistores, se comparados com os circuitos integrados na forma de processadores que se tem hoje em dia. Na década de 80 já havia necessidade de redes com maior capacidade, o que ocorreu principalmente devido a popularização da internet no anos 90, desencadeando uma crescente demanda no sistema de telecomunicações no mundo. O uso de fibras ópticas foi a solução adotada como a mais promissora e, e a pesquisa e o desenvolvimento de fibras com qualidade óptica e pontencialidade para o uso comercial foi atingida. Todavia, para a edificação de redes de telecomunicações totalmente ópticas um novo desafio surgiu: a elaboração de dispositivos fotônicos capazes de substituir a eletrônica sofisticada das estações de transmissão. Apesar da intensa pesquisa de dispositivos nesta área há ainda um grande hiato tecnológico para que seja alcançado o objetivo da criação de uma rede de telecomunicações totalmente óptica em operação.

Os progressos reais na comercialização de dispositivos fotônicos e óptico integrados tem fascinado pesquisadores desde 1969. Os esforços dos pesquisadores tem levado à outros avanços que dependem da resolução de problemas técnicos como fontes ópticas, CMOS (complementar-simetria de metal-óxido-semicondutor) compatíveis e detectores de Si. Além disso, são identificadas aplicações rentáveis que podem se beneficiar de recursos OEIC monolíticos ou híbridos (por exemplo, reduzindo os custos de acoplamento e de embalagem, integrando processamento de fotônica e eletrônica, e de baixo custo por unidade em grandes volumes), (KAMINOW, 2008).

Esses avanços levaram à necessidade e desenvolvimento dos dispositivos microfluidicos por meio da tecnologia MEMS em sua funcionalidade com sistemas miniaturizados. As placas microfluidicas possuem grande destaque pela sua capacidade de possibilitar diagnósticos clínicos em um chip, levando a um maior eficiência e habilidade em exames que seriam feitos em vários laboratórios, (LEE, 200). Sua versatilidade proporcionou o direcionamento para outras aplicações em dispositivos optofluidicos, investigados por Li e Psaltis no tocante a microfabricação de lasers de corantes optofluidicos habilitados pela tecnologia microfluidica, complementando os “laboratórios em chips” e controlando as propriedades de lasers com componentes ópticos no estado sólido, (LI e PSALTIS, 2008). Outra aplicação demonstra a viabilidade de fontes de luz baseadas em núcleos e revestimentos líquidos em guias de onda de microcanais em que os núcleos contendo corantes fluorescentes são sintonizáveis em termos de tamanho do feixe, intensidade e conteúdo espectral, (VEZENOV et al, 2005).

Diante dessas aplicabilidades na tecnologia optofluidica e com fundamento na análise dos guias de onda ópticos que são aplicados no transporte de energia. O intuito principal deste trabalho é estudar o Acoplador de interferência Multimodo MMI para a desenvolvimento de filtragem dos comprimentos de ondas 480 nm, 530 nm e 630nm pelo processo de acoplamento em guias de onda. Este estudo adveio da necessidade de um meio de guiamento capaz de suportar altas frequências sem que, obviamente, existissem muitas perdas, (HUNT e WILKINSON, 2011). Além disso, a motivação maior surge das muitas aplicações tecnológicas, particularmente em pesquisas na área de ciências da vida e diagnósticos clínicos.

O material de análise é o Dimetil polissiloxano PDMS conhecido também como Polidimetilsiloxano, óleo de silicone e dimetilsilicone, que apresenta uma alta eficiência óptica em detecção de sistemas em chips microfluidicos em uma faixa de comprimentos de onda de 400-800 nm, ele também é de simples fabricação, pois possui um curto tempo de processamento e baixo custo para produção em massa, (FLEGER e NEYER, 2006).

Dessa forma, é eficaz para o estudo proposto pois atende as necessidades do mesmo.

Neste trabalho buscamos o desenvolvimento de um protótipo virtual de um dispositivo óptico que, baseado no bombeamento de uma fonte de luz branca, filtre os comprimentos de onda de interesse na faixa do visível, 480nm, 530nm e 630nm. A metodologia utilizada para este estudo consiste na simulação computacional por meio do módulo OptiBPM do software comercial OptiWave. O software OptiBPM é baseado no método de diferença finita BPM, considerado uma das técnicas mais poderosas para investigar fenômenos de propagação de ondas luminosas linear e não-linear, (YAMAUCHI et al, 1991). O método usa diferenças finitas discretizando as derivadas parciais das equações de Maxwell, proporcionando a capacidade de modelar muitos dispositivos com precisão.

A apresentação do trabalho seguirá com a derivação das principais informações sobre propagação de ondas eletromagnéticas baseadas nas Equações de Maxwell bem como o conceito de guias de ondas, isto será feito no capítulo 1. No capítulo 2 serão escolhidas as estruturas e estudadas suas principais características que possibilitarão o desenvolvimento dos dispositivos a serem investigados nesta dissertação. O capítulo 3 é dedicado à apresentação dos resultados e discussões deste trabalho. O capítulo 4 é devotado às conclusões e trabalhos futuros. Apresentaremos a seguir a formulação das propriedades dos guias de ondas ópticos baseados a partir das equações de Maxwell.

1.1 EQUAÇÃO DE HELMHOLTZ EM MEIO ISOTRÓPICO E INFINITO

Neste trabalho direcionamos as análises da propagação de ondas eletromagnéticas planas em um meio isotrópico infinito e sem perdas. Nestas situações as equações de Maxwell são definidas por (MÄRZ, 1994):

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{J}(\vec{r}, t) \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\rho(\vec{r}, t)}{\epsilon} \quad (1.3)$$

$$\mu \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.4)$$

Onde $\vec{E}$ e $\vec{H}$ denotam as amplitudes dos campos elétrico e magnético respectivamente, $\vec{J}$ representa a densidade de corrente elétrica e ρ a densidade de carga em um meio, onde μ é a permeabilidade magnética e ε é a permissividade elétrica, cujos valores no vácuo correspondem, respectivamente a $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ [H/m] e $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ [F/m]. Para um meio isotrópico e não magnético elas estão relacionadas por meio de $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon_0 n^2$ e $\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0$, onde n é o índice de refração e nos meios dielétrico de investigação são assumidos $\varepsilon_r = n^2$ e $\mu_r = 1$. O vetor r define a localização no espaço (x, y, z) onde o campo está sendo medido.

Ao considerar um campo eletromagnético representado por uma onda plana com frequência angular ω e propagação na direção z com constante de propagação β , os campos elétricos e magnéticos podem ser expressos como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.5)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_1(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (1.6)$$

onde (x, y) denota a posição no plano transversal do eixo z . Com as devidas manipulações e considerando ainda que as densidades de carga e de corrente são nulas, surgem as equações de Maxwell da evolução temporal de campos eletromagnéticos harmônicos:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -i\omega\mu\vec{H}(\vec{r}, t) \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = i\omega\varepsilon\vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.9)$$

$$\mu \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.10)$$

Das equações harmônicas dadas por 1.7 à 1.10, são obtidas as equações de Helmholtz a partir da substituição dos campos elétrico ou magnético (LEE, 1986)

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = \omega^2 \mu \varepsilon \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.11)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t)) = \omega^2 \mu \varepsilon \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (1.12)$$

Fazendo-se o uso da identidade $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = \nabla[\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)] - \nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t)$ e como $\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = 0$, de acordo com a equação 1.9, de tal forma que

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) + \omega^2 \mu \varepsilon \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.13)$$

Equação semelhante pode ser obtida para a amplitude do campo magnético $\vec{H}(\vec{r}, t)$. A equação da amplitude do campo elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$, assim como as equações de Maxwell, descrevem a propagação do campo eletromagnético completamente. Todavia, a solução depende das condições de contorno do respectivo problema. Na fronteira, as componentes tangenciais do campo elétrico e magnético devem satisfazer as condições $E_t^{(1)} = E_t^{(2)}$ e $H_t^{(1)} = H_t^{(2)}$. Onde o subscrito t indica as componentes tangenciais da fronteira que devem ser contínuas na interface entre esses meios. E os sobrescritos (1) e (2) indicam os meios 1 e 2, respectivamente.

O estudo das ondas eletromagnéticas é feito por meio da medida do fluxo de potência através de uma superfície, chamada de vetor de Poynting (POLLOCK, 1995), definido por $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$. O vetor de Poynting $\vec{S}$ fornece a medida da intensidade instantânea da onda propagante em unidades de potência por unidade de área [W/m^2]. Este é simultaneamente perpendicular aos campos $\vec{E}$ e $\vec{H}$. A potência eletromagnética total dentro de um certo volume é determinada pela integral de superfície do vetor de Poynting sobre a área interna do volume. O interesse maior é apenas no valor médio do fluxo de energia em uma direção, ou seja, a energia da seção transversal na interface dielétrica, que geralmente é dada na direção $\hat{z}$

$$\langle \vec{S}_z \rangle = \frac{1}{2} Re[\vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{z}] \quad (1.14)$$

onde Re representa a parte real e $\vec{H}^*$ é o complexo conjugado de $\vec{H}$. Este valor de $\langle \vec{S}_z \rangle$ é válido apenas em um ponto do espaço. Para calcular em todo o espaço do volume é necessário fazer uma integração na seção transversal do guia.

Para o estudo da propagação das ondas eletromagnéticas é necessário ter conhe-

cimento do comportamento no meio levando-se em conta a continuidade da amplitude do campo eletromagnético nas interfaces entre materiais diferentes. Dependendo do dispositivo óptico a estrutura do guia de onda é essencial para obter a propagação de luz desejada. Nas seções seguintes serão analisadas as condições de propagação quando há confinamento do campo eletromagnético em pelo menos uma das direções transversais de propagação (denominado de guia de onda planar) e confinamento nas duas direções transversais (denominado de guia de onda envolto em um meio (do inglês, *buried waveguide*)).

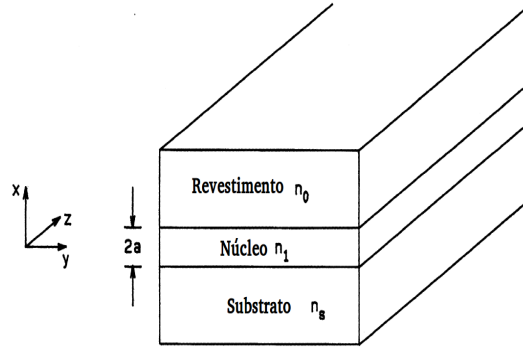
1.2 PROPAGAÇÃO EM GUIA DE ONDA PLANAR BIDIMENSIONAL - 2D

A utilização de fios de cobre nas linhas de transmissão são limitadas principalmente pela frequência do campo eletromagnético transportado. Existe um limite a partir do qual eles passam a se comportar como antenas, irradiando a informação para além do limite físico do condutor. Deste fato, despertou-se a necessidade de um dispositivo apropriado para propagar ondas eletromagnéticas em altas frequências surgindo os guias de onda. Estruturas estas, que confinam e direcionam a propagação de ondas eletromagnéticas. Elas são geralmente nos formatos tubular retangular ou cilíndricos metálicos ocos com dimensões em escalas de centímetros. Estes guias transmitem ondas eletromagnéticas de alta frequência na faixa de microondas. Para frequências maiores, na região espectral entre o ultravioleta (UV) e infra vermelho próximo (IR), utiliza-se meio dielétrico e as dimensões reduzem-se à escala micrométrica. A geometria de um guia de onda reflete a sua função, por exemplo, guias de onda planares (Slab) confinam energia propagante somente em uma dimensão, assim como guias de onda Rib ou canal confinam em duas dimensões perpendiculares à direção de propagação.

A configuração típica de um guia de onda planar é mostrado na figura 1.1. Esta consiste de um meio dielétrico com índice de refração n_1 entre duas camadas compostas por um substrato com índice de refração n_s e o revestimento (cladding) com índice de refração n_0 . Neste caso, para garantir a reflexão interna total nas interfaces núcleo/substrato e núcleo/revestimento tem-se que $n_1 > n_s$ e $n_1 > n_0$ respectivamente. Estas condições de contorno devem ser satisfeitas em ambas as interfaces. Considerando a polarização transversal em relação a direção de propagação de cada campo elétrico ou magnético, define-se dois tipos de ondas escalares quanto a sua propagação: as transversais elétricas, TE, e as transversais magnéticas, TM. A primeira é definida quando campos elétricos tem sua componente paralela ao plano definido pelas interfaces do núcleo, enquanto a segunda é definida para o campo magnético paralelo às mesmas interfaces. Os campos

eletromagnéticos E e H não tem dependência no eixo y devido a dimensão infinita do guia de onda nesta direção. Assim, resolvendo a equação para esse caso e substituindo nas equações anteriores dois modos eletromagnéticos são obtidos, chamados de modo transversal elétrico TE e modo transversal magnético TM .

Figura 1.1: Representação de um guia de onda planar (slab) definido por meio de um núcleo com material dielétrico com índice de refração n_1 entre dois meios dielétricos com índices de refração n_s para o substrato e n_0 para o revestimento



Fonte: Okamoto, 2005.

Quando a componente do campo elétrico ao longo do eixo z é zero ($E_z = 0$), uma vez que o campo elétrico se situa no plano que é perpendicular ao eixo z , esta distribuição do campo eletromagnético é chamado de modo Transversal Elétrico (TE) e satisfaz as seguintes equações:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (1.15)$$

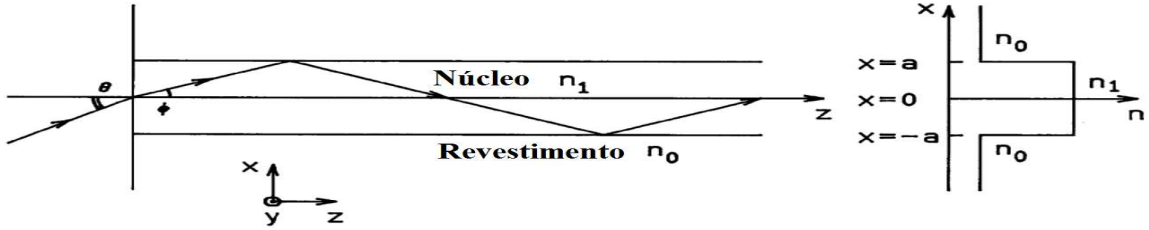
onde $H_x = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_y$, $H_z = -\frac{j}{\omega\mu_0} \frac{dE_y}{dx}$ e $E_x = E_z = H_y = 0$. Também as componentes tangenciais e E_y e H_z devem ser contínuas nos limites das suas interfaces. De maneira análoga, quando a componente do campo magnético ao longo do eixo z é zero ($H_z = 0$), uma vez que, o campo magnético situa-se no plano que é perpendicular ao eixo z , esta distribuição do campo eletromagnético é chamado de modo Transversal Magnético (TM) e satisfaz as seguintes equações:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dH_y}{n^2 dx} \right) + \left(k^2 - \frac{\beta^2}{n^2} \right) H_y = 0 \quad (1.16)$$

onde $E_x = \frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} H_y$, $E_y = -\frac{j}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{dH_y}{dx}$ e $E_y = H_z = H_x = 0$. Independentemente da polarização, TE ou TM , o confinamento do campo eletromagnético no núcleo dos guias

de ondas ópticas determina um ângulo máximo de entrada do vetor propagação β para que haja reflexão interna total nas interfaces do núcleo, como mostrado na figura 1.2.

Figura 1.2: Estrutura básica e perfil do índice de refração de um guia de onda óptico



Fonte: Okamoto, 2005.

A condição para reflexão interna total na interface núcleo-revestimento é dada por $n_1 \sin(\pi/2 - \phi) \geq n_0$. Desde que ϕ esteja relacionado como o ângulo incidente θ por $\sin \theta = n_1 \sin \phi \leq a\sqrt{n_1^2 - n_0^2}$, assim, é obtida a condição crítica para a reflexão interna total, $\theta_{max} \equiv \theta \leq \sin^{-1} \sqrt{n_1^2 - n_0^2}$. A diferença do índice de refração entre a região do núcleo e do revestimento é em geral da ordem de $\Delta = 0.01$, onde este é usualmente expresso em porcentagem pela relação:

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_1^2} \cong \frac{n_1 - n_0}{n_1} \quad (1.17)$$

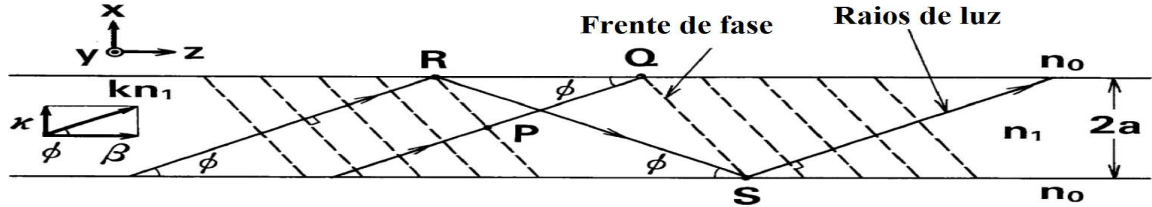
desta forma, θ_{max} pode ser aproximado por

$$\theta_{max} \cong \sqrt{n_1^2 - n_0^2} \quad (1.18)$$

θ_{max} denota o ângulo de aceitação de luz máxima do guia de onda, conhecido como abertura numérica (NA). NA está relacionado com Δ da seguinte forma: $NA = \theta_{max} \cong n_1 \sqrt{2\Delta}$.

Os raios de luz com ângulos arbitrários não são capazes de se propagar no guia de onda, mesmo que o ângulo ϕ no qual os mesmos incidam seja menor que o ângulo crítico. Cada modo é associado com os raios de luz em um ângulo discreto de propagação, como determinado pela análise de ondas eletromagnéticas. A descrição da formação de dois modos é feita com a imagem do raio no guia de ondas Slab, como mostrado na figura 1.3.

Figura 1.3: Propagação de ondas planas em um guia de onda. Os raios de luz (setas linhas cheias) correspondem à direção de propagação do vetor de onda, e suas linhas perpendiculares tracejadas são suas respectivas frentes de fase em um guia de onda óptico

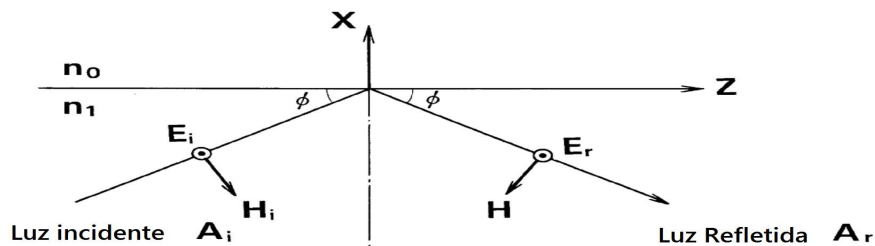


Fonte: Okamoto, 2005.

Considerando uma propagação de ondas planas ao longo da direção z com ângulo de inclinação e as frentes de fase perpendiculares aos raios de luz. O comprimento de onda e o número de onda da luz no núcleo são, respectivamente, $\lambda_1 = \lambda/n_1$ e $k_1 = kn_1$ com $k = 2\pi/\lambda$ e λ é o comprimento de onda da luz no vácuo. As constantes de propagação ao longo das direções z e x são representadas, respectivamente, por $\beta = kn_1 \cos \phi$ e $\kappa = kn_1 \sin \phi$.

Analisando a propagação na interface entre o núcleo e o revestimento (cladding) observa-se que há um deslocamento de fase do raio de luz quando sofre reflexão total, conforme mostrado na figura 1.4.

Figura 1.4: Reflexão total de uma onda plana com polarização TE em uma interface dielétrica



Fonte: Okamoto, 2005.

Define-se o coeficiente de reflexão da luz r que é refletida totalmente e polarizada perpendicular ao plano incidente (plano formado pelos raios incidente e refletido), é dado por:

$$r = \frac{A_r}{A_i} = \frac{n_1 \sin \phi + j \sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \sin \phi - j \sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}} \quad (1.19)$$

Onde j refere-se ao número imaginário. Ao expressar r como $r = \exp(-j\Phi)$, a quantidade do deslocamento de fase é obtido como:

$$\Phi = -2 \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{n_1^2 \cos^2 \phi - n_0^2}}{n_1 \sin \phi} \right) = -2 \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{2\Delta}{\sin^2 \phi} - 1} \right) \quad (1.20)$$

O deslocamento de fase que ocorre quando a luz que é totalmente refletida internamente sofre um deslocamento lateral é chamado de deslocamento Goos-Hänchen, (TAMIR, 1975) e (MARCUSE, 1974). Sabendo que a interface entre os dois meios tem índices de refração distintos, este deslocamento é perpendicular à direção de propagação, no plano que contém os feixes incidente e refletido. Pode ser explicado como resultado da propagação de uma onda evanescente paralela à interface, ou como um deslocamento da onda de um intervalo de tempo, é um retardo associado com o processo de dispersão. Considerando a diferença de fase entre os dois feixes que pertencem à mesma onda plana na figura 1.3. O raio de luz PQ , que se propaga a partir do ponto P a Q , não sofre a influência de reflexão. Por outro lado, o raio de luz RS , que se propaga do ponto R para S , é refletido duas vezes (nas interfaces de núcleo-revestimento superior e inferior). Uma vez que os pontos P e R ou pontos Q e S estão na mesma frente de fase, os caminhos ópticos PQ e RS (incluindo os deslocamentos Goos-Hänchen causadas pelas duas reflexões totais) devem ser iguais, ou a sua diferença deve ser um múltiplo inteiro de 2π . Visto que a distância entre os pontos Q e R é $2a/\tan \phi - 2a \tan \phi$, as distâncias ℓ_1 entre os pontos P e Q e ℓ_2 entre os pontos R e S são expressas por:

$$\ell_1 = \left(\frac{2a}{\tan \phi} - 2a \tan \phi \right) \cos \phi = 2a \left(\frac{1}{\sin \phi} - 2 \sin \phi \right) \quad (1.21)$$

$$\ell_2 = \frac{2a}{\sin \phi} \quad (1.22)$$

A condição de fase de correspondência para os caminhos ópticos PQ e RS então tornam-se: $(kn_1 \ell_2 + 2\Phi) - kn_1 \ell_1 = 2m\pi$, onde m é um inteiro. Com algumas manipulações matemáticas das relações citadas anteriormente é obtida a condição para a propagação do ângulo ϕ como:

$$\tan\left(kn_1 a \sin \phi - \frac{m\pi}{2}\right) = \sqrt{\frac{2\Delta}{\sin^2 \phi} - 1} \quad (1.23)$$

A equação 1.23 mostra que o ângulo de propagação de um raio de luz é discreto e determinado pela estrutura do guia de ondas (raio do núcleo a , índice de refração da fonte de luz n_1 , diferença de índice de refração Δ) e o comprimento de onda λ da fonte de luz (número de onda é $k = 2\pi/\lambda$). A distribuição óptica de campo que satisfaça a condição de fase de correspondência da equação 1.23 é chamado de modo. O valor permitido para constante de propagação, β , também é discreto e indicado como um valor próprio. O modo que tem o ângulo mínimo na equação 1.23 tomando $m = 0$ é denominado de modo fundamental; os outros modos, com ângulos maiores, são modos de ordem superior $m \geq 1$.

As figuras 1.5 e 1.6 mostram esquematicamente a formação do modo fundamental e de um modo de ordem mais elevada, respectivamente, através da interferência de ondas de luz. Na figura a linha cheia representa uma frente de fase positiva e a linha tracejada representa uma frente de fase negativa. A amplitude do campo elétrico torna-se o valor máximo (mínimo), no ponto onde duas frentes de fase positiva (negativa) interferem. Em contraste, a amplitude do campo elétrico se torna quase zero perto da interface núcleo-revestimento, uma vez que as frentes positivas e negativas de fase se anulam mutuamente. Por conseguinte, a distribuição do campo ao longo da direção x (transversal) torna-se uma onda estacionária e varia periodicamente ao longo da direção z com o período $\lambda_p = \lambda/n_1 \cos \phi = 2\pi/\beta$.

Figura 1.5: Modo fundamental

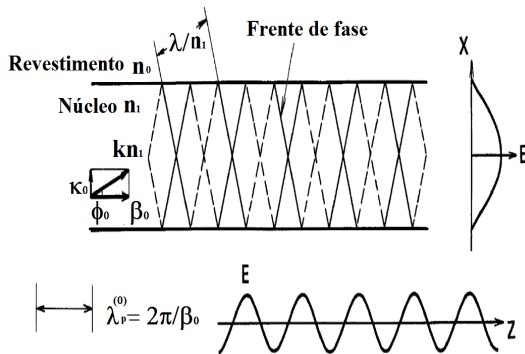
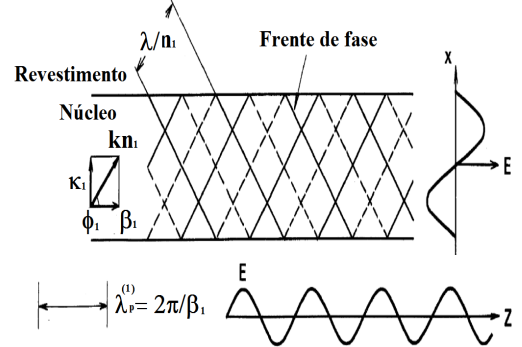


Figura 1.6: Modo de ordem superior

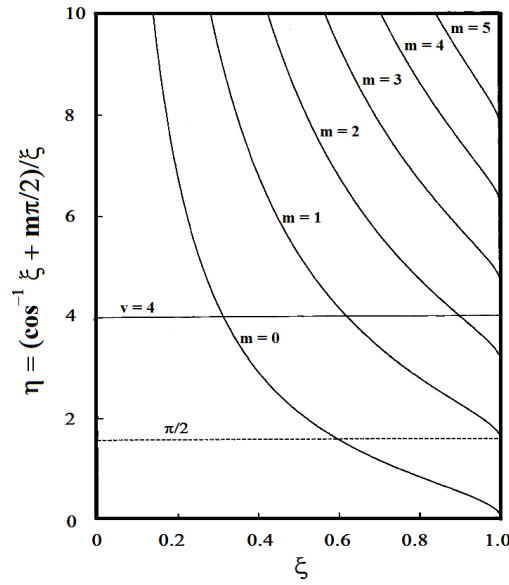


Desde que $n_1 \sin \phi = \sin \theta \leq \sqrt{n_1^2 - n_0^2}$, esquematizada na figura 1.2. A equação 1.17 dá o ângulo de propagação $\sin \phi \leq \sqrt{2\Delta}$. Introduzindo o parâmetro $\xi = \frac{\sin \phi}{\sqrt{2\Delta}} = 1$, normalizado. A fase de correspondência pode ser reescrita como a equação abaixo onde v é chamado frequência normalizada.

$$v = kn_1 a \sqrt{2\Delta} = \frac{\cos^{-1} \xi + m\pi/2}{\xi} \quad (1.24)$$

A relação entre a frequência normalizada v e ξ (constante de propagação β), é chamada equação de dispersão. A figura 1.7 mostra a curva de dispersão em um guia Slab.

Figura 1.7: Curva de dispersão de uma guia de onda Slab



Fonte: Okamoto, 2005.

O ponto de cruzamento entre $\eta = (\cos^{-1} \xi + m\pi/2)/\xi$ e $\eta = v$ dá ξ_m para cada número de modo m e a constante de propagação β_m é obtida das equações anteriores. Como mostrado na figura 1.7, apenas os modos fundamentais como $m = 0$ podem existir quando $v < v_c = \pi/2$. v_c determina a condição do modo simples do guia de onda Slab – em outras palavras, a condição em que modos de alta ordem são cortados. Portanto, é chamada de valor v de corte. Quando é reescrita a condição de corte em termos do comprimento de onda obtém-se o comprimento de onda de corte no espaço livre λ_c . O guia de onda opera em um modo simples para comprimentos de onda maiores do que λ_c

$$= \frac{2\pi}{v_c} a n_1 \sqrt{2\Delta}$$

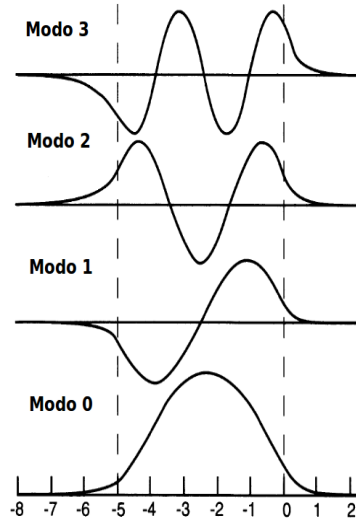
A potência na camada do guia é encontrada por meio da integração do vetor de Poynting em torno da área da estrutura do guia, assim a fração de potência no núcleo P_n e no revestimento P_r do guia é dado por

$$\frac{P_n}{P_t} = \frac{\int_{-h}^0 E_y(x) H_x^*(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) H_x^*(x) dx} \quad (1.25)$$

$$\frac{P_r}{P_t} = 1 - \frac{P_n}{P_t} \quad (1.26)$$

onde P_t é a potência total. Não existe uma expressão simples ou geral de forma fechada para estas integrais, embora sejam fáceis de avaliar numericamente. Em geral, os modos de ordem mais elevada são menos confinados do que os seus homólogos de ordem mais baixa, e são por isso mais susceptíveis a perda de flexão e de acoplamento evanescente. Esta tendência geral pode ser vista na figura 1.8, em que o modo 0 tem energia de confinamento de 99,47%, enquanto que o modo 3 tem apenas 85,9% de energia de confinamento. Estas percentagens foram determinadas pela avaliação numérica da equação 1.25 para cada modo. O modo de confinamento é uma propriedade importante para projetos de guia de onda, um modo que é vagamente confinado será mais afetado por curvas e estruturas vizinhas do que um modo fortemente vinculado (Pollock, 1995).

Figura 1.8: Confinamento Modal para TE



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Depois que β é determinado para um guia de onda, as amplitudes de campo podem ser descritas em todas as regiões do guia, essas distribuições do campo são descritas como modos. Algumas propriedades principais dos modos serão citadas a seguir, (POLLOCK, 1995). Cada valor próprio β corresponde a um modo distinto do sistema que terá uma distribuição de campo única (forma). A amplitude do modo é estabelecida pela quantidade

de energia que é carregada no modo. A maioria dos valores de β levará para modos não-guiados ou de radiação. O espectro de β para os modos não guiados é contínuo, ou seja, há um número infinito de modos não guiados. Apenas um número finito de modos será guiado. Estes estão associadas com as soluções para a equação de autovalores para β . O espectro de β para os modos guiados é discreto. Todos os modos são ortogonais. Para modos guiados, a ortogonalidade requer que:

$$\int_a [\vec{E}_i(x, y, z) \times \vec{H}_j(x, y, z) \cdot dA] = \delta_{ij} \frac{\beta}{|\beta|} \quad (1.27)$$

onde δ_{ij} é a função delta de Kroenecker, a área da integral é o plano xy infinito no valor particular de z , e onde $E_i(x, y, z)$ e $H_j(x, y, z)$ representam os modos realizados do sistema. Para modos de radiação a relação formal é

$$\int_a [\vec{E}(i) \times \vec{H}(j)] \cdot dA = \delta(i - j) \frac{\beta}{|\beta|} P \quad (1.28)$$

onde P é a potência do modo. Modos de radiação não podem ser normalizados pois representam ondas planas infinitas. Cada modo é único e não podem ser descritos em termos de outros modos.

Alguns modos são degenerados, dessa maneira, compartilham o mesmo valor de β , mas terão distribuições de campo elétrico distinguíveis. Um bom exemplo deste tipo de degenerescência é o modo fundamental de uma fibra circular dielétrica. O modo pode ter duas polarizações de campo elétrico diferentes, E_x e E_y , cada um dos quais tem a mesma distribuição de energia espacial. Os modos de um determinado sistema formam um conjunto completo, isso significa que os modos permitidos abrangem todo o espaço do sistema. Qualquer distribuição contínua do campo elétrico pode ser descrita como uma sobreposição, ou soma, dos modos apropriadamente ponderados do guia de ondas.

$$\vec{E}(x, y, z) = \sum_i^g a_i \vec{E}_i(x, y, z) + \int_r \hat{a}(\beta) \vec{E}(x, y, z, \beta) d\beta \quad (1.29)$$

onde $\vec{E}_i(x, y, z)$ são os modos discretos do sistema, a_i são os coeficientes para cada modo, $\vec{E}(\beta)$ são os modos de radiação do sistema com suas respectivas ponderações $a(\beta)$, g na soma corresponde aos modos guiados e r na integral os modos de radiação. O conceito de potência de modo reside na completeza e a utilização da sobreposição. Esta é muito poderosa para o cálculo de acoplamento entre dois sistemas diferentes. Em geral, um dado modo em um sistema irá ser descrito como uma sobreposição de modos em um segundo

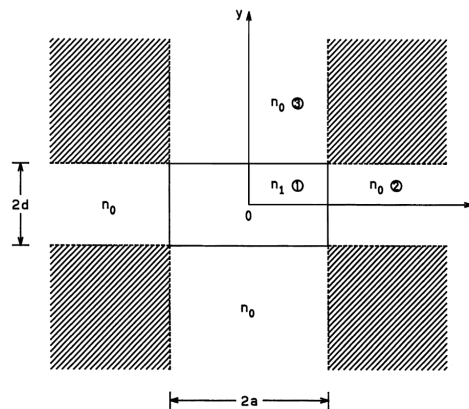
sistema, dos quais alguns podem ser guiados e alguns podem ser radiados.

1.3 PROPAGAÇÃO EM GUIA DE ONDA PLANAR TRIDIMENSIONAL-3D (BURIED)

Os dispositivos-chave para a construção de circuitos ópticos e lasers semicondutores integrados são dependentes dos guias de onda ópticos planares. Desta forma, o conhecimento destes é de fundamental importância para uma melhor compreensão e desenvolvimento dos mesmos. Este tipo de canal de guiamento consiste de um núcleo quadrado ou retangular rodeado por um revestimento com índice de refração inferior ao do núcleo, como já visualizado nas figuras 1.1 e 1.3. Para investigar as características de transmissão de guias de onda retangulares uma análise tridimensional é necessária, no entanto, um estudo rigoroso geralmente requer cálculos numéricos e nem sempre dão uma clara visão sobre o problema. Dessa forma, inicialmente a descrição terá base aproximações analíticas para os guias de onda retangulares tridimensionais, embora estes sejam os métodos aproximados, o mecanismo de transmissão de ondas luminosas essencial em guias de onda retangulares pode ser investigado. O tratamento rigoroso em três dimensões será melhor estudado pelo método dos elementos finitos nas seções posteriores.

Para lidar com guias de ondas ópticos tridimensionais é utilizado o método analítico proposto por Marcatili, (MARCATILI, 1969). Neste método é assumido que o campo eletromagnético na área sombreada na figura 1.9 pode ser negligenciado uma vez que os modos decaiam muito rapidamente na região do revestimento.

Figura 1.9: Guia de onda retangular Buried: corte transversal, n_1 corresponde a região do núcleo e n_0 ao revestimento.



Fonte: Okamoto, 2005.

Então não é necessário a imposição das condições de contorno para o campo eletromagnético na área sombreada. Considerando o modo eletromagnético em que E_x e H_y são predominantes, modo transversal magnético, TM. De acordo com o tratamento de Mercatili, isolando H_y da equação de onda para o modo TM e substituindo nos correspondentes valores do campo eletromagnético com $H_x = 0$, obtém-se

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = \frac{\omega\mu_0}{\beta} H_y + \frac{1}{\omega\epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 H_y}{\partial^2 x} \\ E_y = \frac{1}{\omega\epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x \partial y} \\ E_z = \frac{-j}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \\ H_z = \frac{-j}{\beta} \frac{\partial H_y}{\partial y} \end{array} \right. \quad (1.30)$$

Por outro lado, $H_y = 0$ do modo transversal elétrico, TE, usado para considerar o campo eletromagnético em que E_y e H_x são predominantes. A representação é então dada por:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = -\frac{1}{\omega\epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} \\ E_y = -\frac{\omega\mu_0}{\beta} H_x - \frac{1}{\omega\epsilon_0 n^2 \beta} \frac{\partial^2 H_x}{\partial^2 y} \\ E_z = \frac{j}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \\ H_z = \frac{-j}{\beta} \frac{\partial H_x}{\partial x} \end{array} \right. \quad (1.31)$$

Os modos na equação 1.30 são descritos como E_{pq}^x (p e q são inteiros) desde que E_x e H_y sejam campos eletromagnéticos dominantes. Por outro lado, os modos das equações acima são chamados E_{pq}^y desde que E_y e H_x sejam os campos dominantes. Desde que o guia retangular seja simétrico com relação a x e y , a análise é feita para as regiões 1 e 3 apenas. Dada a solução para o campo como:

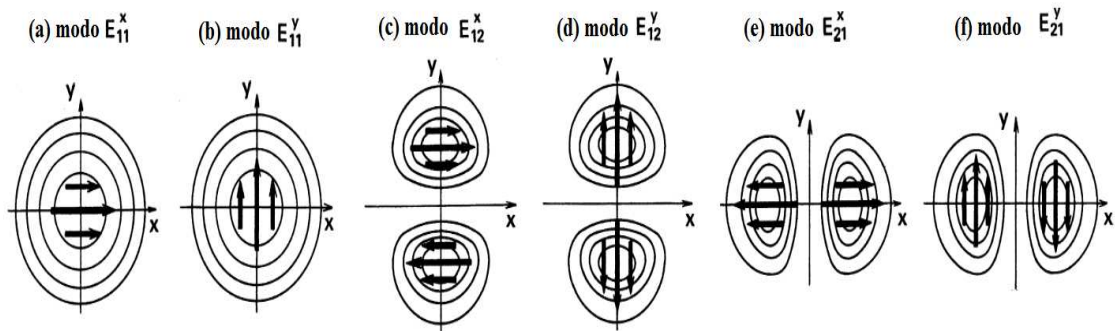
$$H_y = H_x = \begin{cases} A \cos(k_x x - \phi) \cos(k_y y - \psi) & \text{região 1} \\ A \cos(k_x a - \phi) e^{-\gamma_x(x-a)} \cos(k_y y - \psi) & \text{região 2} \\ A \cos(k_x x - \phi) e^{-\gamma_y(y-d)} \cos(k_y d - \psi) & \text{região 3} \end{cases} \quad (1.32)$$

onde os números de onda transversais k_x , k_y , γ_x e γ_y e as fases ópticas ϕ e ψ são dadas por:

$$\begin{cases} -k_x^2 & - & k_y^2 + k^2 n_1^2 - \beta^2 & \text{região 1} \\ \gamma_x^2 & - & k_y^2 + k^2 n_0^2 - \beta^2 & \text{região 2} \\ -k_x^2 & - & \gamma_y^2 + k^2 n_0^2 - \beta^2 & \text{região 3} \\ \phi & = & (p-1)\pi/2 & (p = 1, 2 \dots) \\ \psi & = & (q-1)\pi/2 & (q = 1, 2 \dots) \end{cases} \quad (1.33)$$

Apesar de p e q iniciar por 1, trata-se do modo fundamental, nesta nomenclatura feita por Marcatili, os inteiros p e q representam a quantidade de picos do campo ao longo de x e y , como mostrado na figura 1.10.

Figura 1.10: Definições dos modos e distribuição do campo elétrico no método de Marcatili



Fonte: Okamoto, 2005.

Quando as condições de limite são aplicadas para o modo E_{pq}^x , o campo elétrico $E_z \propto 1/n^2 \partial H_y / \partial x$ deve ser contínuo em $x = a$ e o campo magnético $H_z \propto \partial H_y / \partial y$ deve

ser contínuo em $y = d$, obtendo assim, as equações da relação de dispersão.

$$\begin{cases} k_x a = (p-1)\pi/2 + \tan^{-1} \frac{n_1^2 \gamma_x}{n_0^2 k_x} \\ k_y d = (q-1)\pi/2 + \tan^{-1} \frac{\gamma_y}{k_y} \end{cases} \quad (1.34)$$

Os números de onda são relacionados com $\gamma_x^2 = k^2(n_1^2 - n_0^2) - k_x^2$ $\gamma_y^2 = k^2(n_1^2 - n_0^2) - k_y^2$ e a constante de propagação $\beta^2 = k^2 n_1^2 - (k_x^2 + k_y^2)$

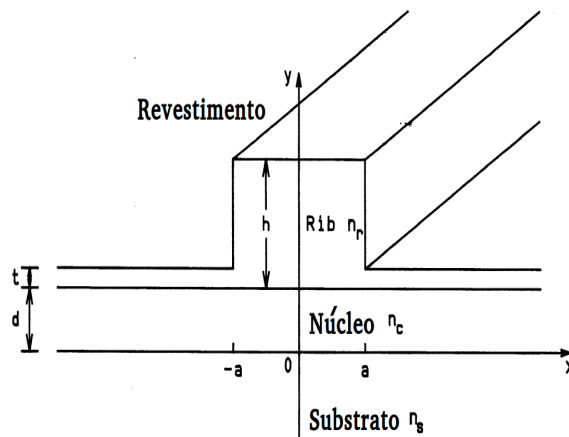
Aplicando as condições de contorno agora para o modo E_{pq}^y , o campo magnético $H_z \propto \partial H_x / \partial x$ deve ser contínuo em $x = a$ e o campo elétrico $E_z \propto 1/n^2 \partial H_x / \partial y$ deve ser contínuo em $y = d$ obtendo assim, as equações da relação de dispersão.

$$\begin{cases} k_x a = (p-1)\pi/2 + \tan^{-1} \frac{\gamma_x}{k_x} \\ k_y d = (q-1)\pi/2 + \tan^{-1} \frac{n_1^2 \gamma_y}{n_0^2 k_y} \end{cases} \quad (1.35)$$

1.4 MÉTODO DE ÍNDICE EFETIVO

O guia de ondas Ridge (crista), por exemplo, tal como mostrado na figura 1.11, é um guia difícil de analisar, uma vez que, sua estrutura é demasiadamente complicada por sua divisão do guia de onda.

Figura 1.11: Guia de onda Ridge



Fonte: Okamoto, 2005.

A fim de analisar guias de ondas que possuem grades ou cristas, é necessário usar métodos numéricos, como o método dos elementos finitos e método de diferenças finitas. O método do índice efetivo, (TAMIR, 1975), é analítico e aplicável aos guias de onda complicados, como guias de onda com cristas ou guias de onda difundidas em $LiNbO_3$, (OKAMOTO, 2006). No que se segue, o método de índice efetivo de análise é descrito, tomando como exemplo no condutor de ondas Ridge o modo E_{pq}^x , onde p e q são inteiros e desde que E_x e H_y sejam campos eletromagnéticos dominantes. A relação para o modo E_{pq}^x é dada pela equação

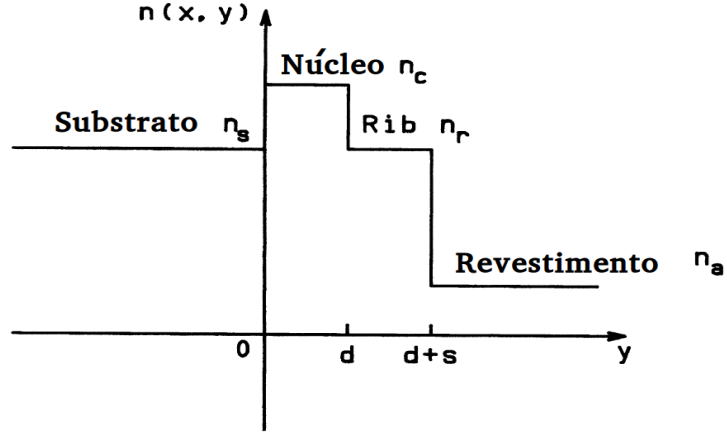
$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_y}{\partial y^2} [k^2 n^2(x, y) - \beta^2] H_y = 0 \quad (1.36)$$

A suposição do método de índice efetivo é que o campo eletromagnético pode ser expresso como uma separação de variáveis em que $H_y(x, y) = X(x)Y(y)$. Se a suposição de separação das variáveis não é exata, devido a estrutura do guia de ondas, o método torna-se muito deficiente. Dessa forma, a equação 1.36 depois das manipulações matemáticas, torna-se:

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + [k^2 n^2(x, y) - k^2 n_{eff}^2(x)] = 0 \quad (1.37)$$

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + [k^2 n_{eff}^2(x) - \beta^2] = 0 \quad (1.38)$$

sendo $n_{eff}(x)$ a distribuição do índice efetivo, determinada a partir da resolução das equações 1.37 e 1.38. A variação do atual perfil do índice de refração $n(x, y)$ é retratada na figura 1.12 onde $n_r = n_s$ e s é a altura da aresta que possui os seguintes valores dependendo da posição: $s = h$, se $0 \leq |x| \leq a$ e $s = t$, se $|x| > a$.

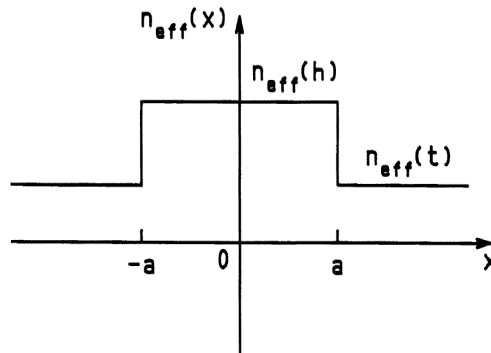
Figura 1.12: Variação do atual perfil do índice de refração $n(x, y)$ 

Fonte: Okamoto, 2005.

Da condição de limite em que $H_z \propto \partial H_y / \partial y$ deve ser contínuo em $y = 0$, d e $d + s$, tem-se a condição de continuidade para dY/dy nos limites anteriores. As equações de dispersão para o guia de ondas Slab de quatro camadas mostrada na figura 1.12 são dadas por

$$\sin(\kappa d - 2\phi) = \sin(\kappa d) e^{-2(\sigma s + \psi)} \quad (1.39)$$

onde $\phi = \tan^{-1}(\sigma/\kappa)$, $\psi = \tanh^{-1}(\sigma/\gamma)$, $\kappa = k\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}$, $\sigma = k\sqrt{n_{eff}^2 - n_s^2}$ e $\gamma = k\sqrt{n_{eff}^2 - n_a^2}$. Para $s = h$ ($0 \leq |x| \leq a$) resulta no índice efetivo $n_{eff}(h)$ para $0 \leq |x| \leq a$. E para $s = t$ ($|x| > a$) resulta no índice efetivo $n_{eff}(t)$ para $|x| > a$. Então a distribuição $n_{eff}(x)$ é vista na figura 1.13.

Figura 1.13: Distribuição do índice efetivo $n_{eff}(x)$ 

Fonte: Okamoto, 2005.

A solução da equação da onda é calculada pela resolução das três camadas de um guia de onda Slab simétrico. A condição de limite é que $E_z \propto (1/n^2)\partial H_y/\partial x$ seja contínuo em $x = \pm a$. Portanto $(1/n^2)X$ deve ser contínuo em $x = \pm a$. Dentro dessas condições, a equação da dispersão é obtida como

$$u \tan(u) = \frac{n_{eff}^2(h)}{n_{eff}^2(t)} w \quad (1.40)$$

As equações de dispersão para o modo E_{pq}^y são obtidas de maneira similar:

$$\sin(\kappa d - 2\phi) = \sin(\kappa d) e^{-2(\sigma s + \psi)} \quad (1.41)$$

$$u \tan(u) = w \quad (1.42)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u = ka \sqrt{n_{eff}^2(h) - \left(\frac{\beta}{k}\right)^2} \\ w = ka \sqrt{-n_{eff}^2(t) + \left(\frac{\beta}{k}\right)^2} \\ \phi = \tan^{-1} \left(\frac{\sigma n_c^2}{\kappa n_s^2} \right) \\ \psi = \tanh^{-1} \left(\frac{\sigma n_a^2}{\gamma n_s^2} \right) \end{array} \right. \quad (1.43)$$

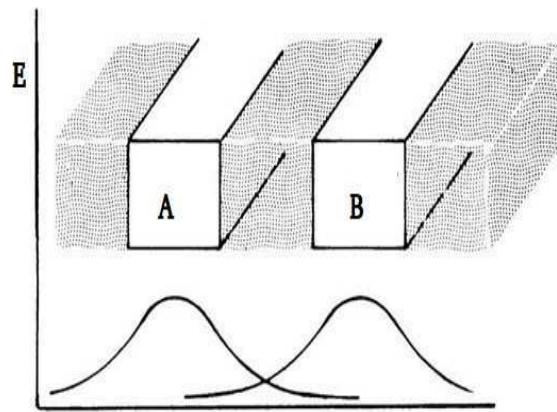
Neste capítulo foram definidas algumas propriedades fundamentais de guias de ondas ópticos, como sua estrutura e o comportamento do campo eletromagnético nesses meios. Bem como o método de índice efetivo que é usado pela necessidade de simplificar as equações para a compreensão. O próximo capítulo será baseado no acoplador direcional e de interferência multimodo MMI, que é a estrutura destaque desta dissertação, e ainda será apresentado o método de propagação de feixe BPM através do software OptiBPM, responsável pela execução das simulações.

2 ACOPLADORES E MÉTODO COMPUTACIONAL

2.1 ACOPLADOR DIRECIONAL

Quando um guia de onda A entra em contato com outro guia de onda B, o guia A sente a perturbação que o guia B provoca em seu meio. Dessa forma, pelas características presentes na propagação do campo evanescente na região dos guias mostrada na figura 2.1 há transferência de energia total ou parcial de um guia para o outro quando os guias estão consideravelmente próximos. Quando essa transferência acontece temos os chamados acopladores.

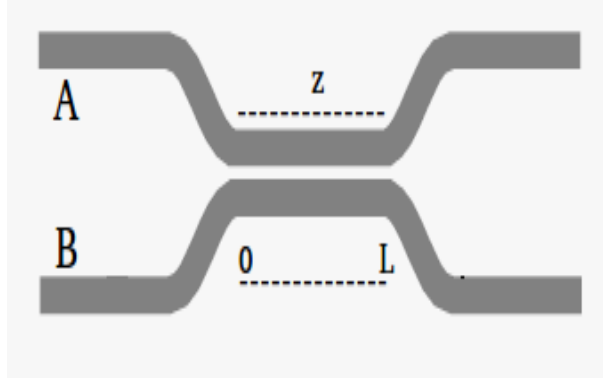
Figura 2.1: Acoplamento entre guias de ondas.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Existem várias configurações para os acopladores, contudo os parâmetros mais significativos independente de sua estrutura são o fator de acoplamento e o comprimento de interação. Neste trabalho há um interesse apenas nos acopladores direcionais exemplificados na figura 2.2.

Figura 2.2: Acoplador direcional.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

As equações para os modos acoplados são escritas compactamente como:

$$\begin{cases} \frac{da_A}{dz} = -jC_{BA}e^{j\Delta kz}a_B(z) \\ \frac{da_B}{dz} = -jC_{AB}e^{-j\Delta kz}a_A(z) \\ C_{AB} = \frac{\omega}{2} \int \int_{S_A} (\epsilon_2 - \epsilon_1)(e_A \cdot e_B^*) dS \end{cases} \quad (2.1)$$

onde $\Delta = k_{zA} - k_{zB}$, $(\epsilon_2 - \epsilon_1)$ está relacionado com a perturbação, e_A e e_B são os campos normalizados. Resolvendo as equações anteriores obtemos:

$$a_A(z) = e^{j(\Delta k/2)z} (A_1 e^{jSz} - A_2 e^{-jSz}) \quad (2.2)$$

onde A_1 e A_2 são constantes arbitrárias. Levando em consideração que a energia seja transferida do guia B para o guia A, dessa forma em $z = 0$ toda a energia está no modo B, assim $a_A(z = 0) = 0$ e $A_2 = A_1$ de maneira que $a_A(z) = 2jA_1 e^{j(\Delta k/2)z} \sin(Sz)$ e obtemos também $a_B(z) = [2jA_1/C_{BA}] e^{-j(\Delta k/2)z} [-(\Delta k/2) \sin(Sz) + jS \cos(Sz)]$. A energia transportada em cada guia é proporcional à magnitude quadrada de $a_{A,B}(z)$. Em $z = 0$ a potência incidente em B é P_0 então

$$P_0 \propto |a_B(0)|^2 = \frac{(2A_1)^2}{|C_{BA}|^2} S^2 \quad (2.3)$$

dessa forma a potência para cada guia de onda é

$$\begin{cases} P_A(z) \equiv |a_A(z)|^2 = P_0 \frac{|C_{BA}|^2}{S^2} \sin^2(Sz) \\ P_B(z) \equiv |a_B(z)|^2 = P_0 \left[\left(\frac{\Delta k}{2S} \right)^2 \sin^2(Sz) \cos^2(Sz) \right] \end{cases} \quad (2.4)$$

Estamos interessados em acopladores simétricos que ocorre por sua vez quando $\Delta k = 0$ e $C_{AB} = C_{BA} = k_c$ e

$$\begin{cases} P_A(z) = P_0 \sin^2(k_c z) \\ P_B(z) = P_0 \cos^2(k_c z) \end{cases} \quad (2.5)$$

Assim, a transferência de potência ocorre periodicamente com z e o comprimento para a total transferência de fase é $\sin(k_c L_c) = 1$ ou ainda:

$$L_c = \frac{\pi}{2k_c} \quad (2.6)$$

Quando o acoplamento é reduzido o comprimento de transferência aumenta. Do ponto de vista físico isto é esperado desde que, a potência transferida por unidade de comprimento do guia B para A seja reduzida a medida que o acoplamento é reduzido. Se a potência é introduzida em ambos os guias é esperado que haja uma troca forte de potência entre eles. Esse fenômeno é precisamente indicado de forma matemática pela equação 2.1. Existe ainda o caso onde $\Delta k \neq 0$ detalhado por Lee em (LEE, 1986), porém não é de interesse para o nosso estudo.

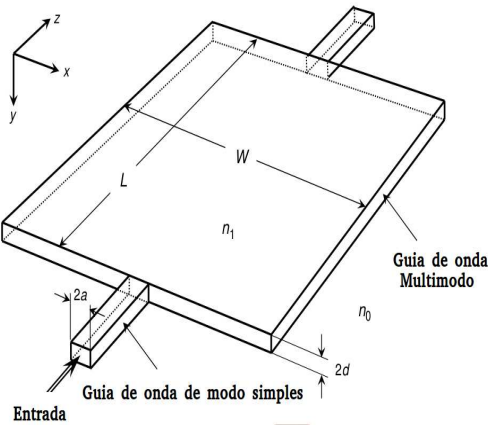
2.2 ACOPLADOR DE INTERFERÊNCIA MULTIMODO MMI

Os dispositivos ópticos que incorporam o Acoplador de Inteferência Multimodo MMI oferecem performance superior quando comparado com outros dispositivos. Uma vez que, com relação à tolerância para polarização e variações de comprimentos de onda são eficientes, além de serem de fácil fabricação, (SOLDANO e PENNINGS; 1995). Dispositivos de interferência multimodo, com base no efeito de auto-imagem (BRYNGDHAL, 1972) e (ULRICH, 1975), apresentam uma infinidade de parcelamentos e combinações que dependendo do objetivo maximizam a funcionalidade do dispositivo óptico integrado, (NIEMEIER e ULRICH; 1986). A figura 2.3 apresenta uma configuração esquemática do

guia de onda MMI. A estrutura fundamental de um dispositivo MMI é um guia de onda desenhado para suportar um grande número de modos. A largura, espessura e comprimento da região de multimodo são representados por W , $2d$ e L , respectivamente. Um guia de onda de modo único com largura do núcleo $2a$ e $2d$ de espessura é ligado ao guia de onda multimodo. Os índices de refração do núcleo de guias de onda monomodo e multimodo são iguais a n_1 e o índice de refração do revestimento é n_0 .

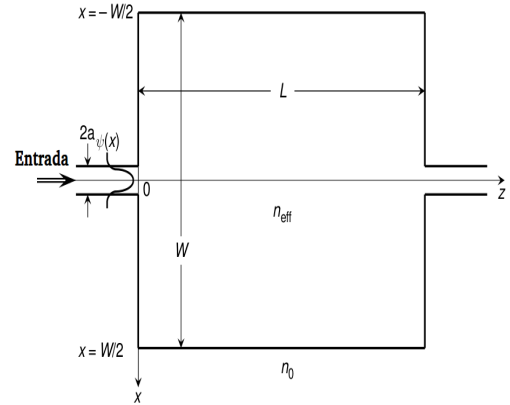
A estrutura de guia de ondas tridimensional pode ser reduzida a um problema bidimensional, utilizando o método de índice efetivo. O índice efetivo n_{eff} do núcleo é calculado através da resolução da equação de autômulo ao longo do eixo Y . A configuração da figura 2.4 mostra um guia bidimensional de MMI de núcleo com o índice efetivo n_{eff} e revestimento de índice de refração n_0 .

Figura 2.3: Guia de interferência multimodo MMI 3D



Fonte: Okamoto, 2005.

Figura 2.4: Guia de interferência multimodo MMI 2D



Fonte: Okamoto, 2005.

O campo elétrico no guia de onda multimodo é calculado usando substituindo os parâmetros n_1 , a e n_s são substituídos por n_{eff} , $W/2$ e n_0 , respectivamente. Então o perfil do campo elétrico para modo TE_m no guia de ondas multimodo é expresso por

$$E_y^m(x, y) = \begin{cases} A_m \cos\left(u_m + \frac{m\phi}{2}\right) \exp\left[\frac{2w_m}{W}\left(x + \frac{W}{2}\right) - j\beta_m z\right] & \text{se } (x < -\frac{W}{2}) \\ A_m \cos\left(\frac{2u_m}{W}x - \frac{m\phi}{2}\right) & \text{se } (|x| \leq \frac{W}{2}) \\ A_m \cos\left(u_m - \frac{m\phi}{2}\right) \exp\left[-\frac{2w_m}{W}\left(x - \frac{W}{2}\right) - j\beta_m z\right] & \text{se } (x > \frac{W}{2}) \end{cases} \quad (2.7)$$

onde u_m e w_m denotam os números de onda transversais do m -ésimo modo no núcleo e no revestimento, e A_m é constante. Os números de onda transversais são obtidos a partir da equação de autovalores $w_m = u_m \tan(u_m - m\pi/2)$ e $u_m^2 + w_m^2 = k^2(W/2)^2(n_{eff}^2 - n_0^2) \equiv v^2$

Quando a largura W do núcleo da região MMI é grande, a frequência normalizada v também torna-se grande. Quando v se torna grande, u_m se aproxima de $u_m \cong (m + 1/2)\pi/2$. A constante de propagação β_m é aproximadamente

$$\beta_m = \sqrt{k^2 n_{eff}^2 - \left(\frac{2u_m}{W}\right)^2} \cong kn_{eff} - \frac{(m+1)^2 \lambda}{4n_{eff} W^2} \pi \quad (2.8)$$

O campo elétrico total na região de MMI é obtido por

$$\Psi(x, z) = \sum_{m=0}^M E_y^m(x, z) = e^{-jkn_{eff}z} \sum_{m=0}^M A_m \cos \left[\frac{(m+1)\pi}{W} x - \frac{m\pi}{2} \right] \exp \left[j \frac{(m+1)^2 \pi \lambda}{4n_{eff} W^2} z \right] \quad (2.9)$$

onde M denota o número máximo do modo. Em $z = 0$, $\Psi(x, 0)$ coincide com o campo elétrico de entrada do guia de onda $\psi(x)$. Então o amplitude A_m é obtida da equação 2.9 como

$$A_m = \frac{2}{W} \int_{-W/2}^{W/2} \psi(x) \cos \left[\frac{(m+1)\pi}{W} x - \frac{m\pi}{2} \right] dx \quad (2.10)$$

É considerado o caso em que um guia monomodo é conectado no centro do guia de multimodo. Assim, os modos na região do MMI tornam-se apenas modos simétricos, ou seja, m torna-se um número par $m = 2l$, onde l é inteiro. No ponto $z = n_{eff} W^2 / \lambda$, o termo de fase na equação 2.9 reduz-se a

$$\exp \left[j \frac{(m+1)^2 \pi \lambda}{4n_{eff} W^2} z \right] = e^{jl(l+1)\pi + j\frac{\pi}{4}} = e^{j\frac{\pi}{4}}. \quad (2.11)$$

Definindo o comprimento característico L_{MMI} como

$$L_{MMI} = \frac{n_{eff} W^2}{\lambda}. \quad (2.12)$$

O perfil do campo elétrico no comprimento L_{MMI} é então obtido da equação 2.9 como

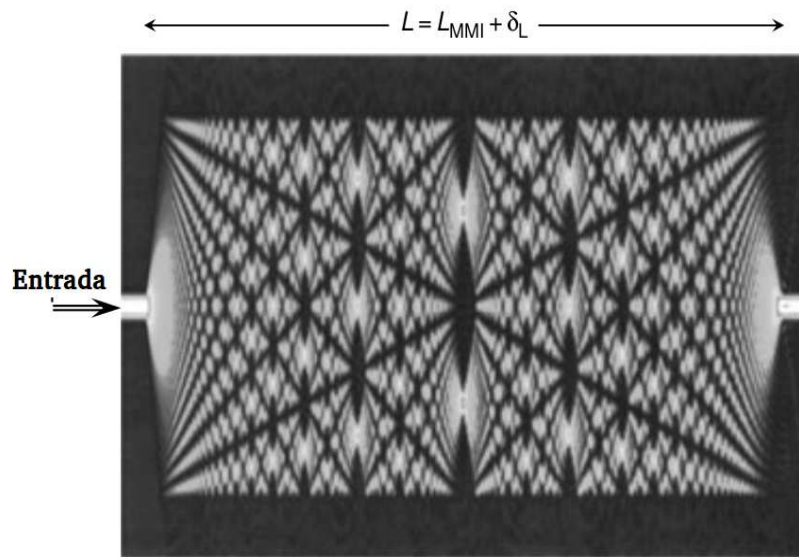
$$\Psi(x, L_{MMI}) = e^{-jk n_{eff} L_{MMI} + j\pi/4} \sum_{m=0}^M A_m \cos \left[\frac{(m+1)\pi}{W} x - \frac{m\pi}{2} \right] \quad (2.13)$$

Sendo $\Psi(x, 0)$, na equação 2.9, o campo do guia de onda $\psi(x)$, a equação anterior é reescrita como:

$$\Psi(x, L_{MMI}) = \psi(x) e^{-jk n_{eff} L_{MMI} + j\pi/4} \quad (2.14)$$

O campo elétrico de entrada $\psi(x)$ é reproduzido com um comprimento específico L_{MMI} com um leve retardo de fase. Características de auto-imagem em um guia MMI são confirmadas pela simulação do Método de Propagação de Feixe (BPM), que será abordado com maiores detalhes no capítulo seguinte. A figura 2.5 mostra a formação da imagem para a luz colocada no centro do guia MMI. A diferença do índice de refração do guia é $\Delta = 0.75\%$ e o comprimento de onda da luz no guia é $\lambda = 1.55 \mu m$. Os demais parâmetros do guia são: largura de entrada do guia ($2a = 7 \mu m$), espessura do guia ($2d = 6 \mu m$), largura do guia MMI ($W = 150 \mu m$, comprimento total do guia ($L = L_{MMI} + \delta_L = 25990 \mu m$, comprimento da região do MMI ($L_{MMI} = 25890 \mu m$ comprimento de correção ($\delta_L = 100 \mu m$.

Figura 2.5: Formação da imagem para a luz colocada no centro do guia MMI

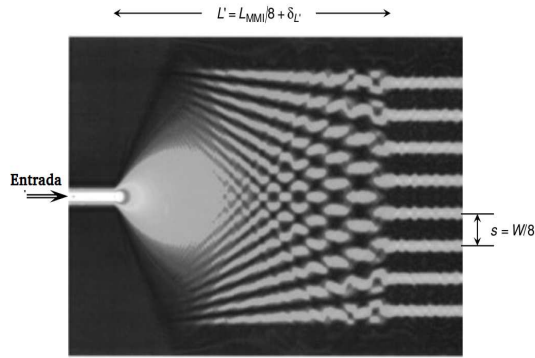


Fonte: Okamoto, 2005.

Devido ao efeito de Goos-Hanshen, uma parte do campo penetra ligeiramente

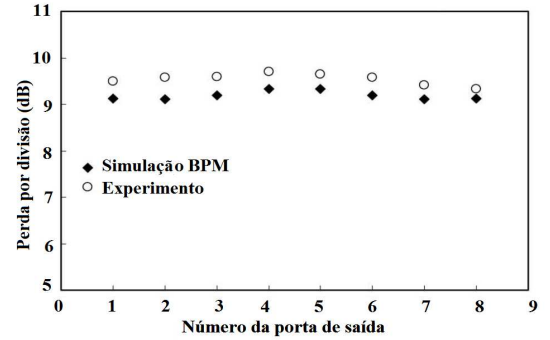
na região do revestimento. Portanto, uma leve correção é necessária independente de qualquer largura W ou comprimento L . Essa correção é permitida por meio de simulação com a determinação de um comprimento de correção δ_L adicionado ao comprimento da região MMI. Como mostrado na figura 2.5 que N imagens são formadas em $z = L_{MMI}/N$ para qualquer inteiro N . A figura 2.6 mostra características de divisão de luz de um guia MMI com um comprimento de $L_{MMI}/8 + \delta'_L$, onde $\delta'_L = 105\mu m$. As guias de onda de saída estão localizadas em $x_i = (4.5 - i)W/8$ para a i -ésima guia de onda, com $(i = 1, 2, \dots, 8)$. Na figura 2.7 é mostrado as características de divisão tanto experimental quanto teórica para um guia com as características anteriores mencionadas, levando em consideração que a perda por divisão de $1/8$ corresponde a $9dB$. Portanto, sabe-se que a perda de excesso de cada porta de saída é inferior a $1dB$.

Figura 2.6: Divisão da luz de um acoplador MMI de $L_{MMI}/8$.



Fonte: Okamoto, 2005.

Figura 2.7: Perda de divisão experimental e teórica para um divisor de MMI 1×8 .



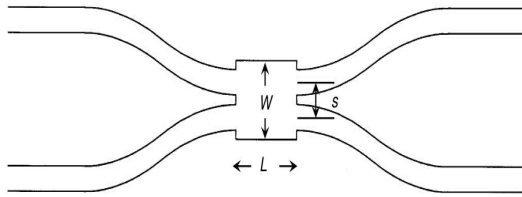
Fonte: Okamoto, 2005.

Quando um guia de onda de é colocado na posição adequada na entrada, a partir do centro do guia MMI, (SOLDANO e PENNINGS 1995), duas imagens de dobragem são formadas com amplitudes iguais na distância de:

$$L_{3dB} = \frac{2}{3} \frac{n_{eff} W^2}{\lambda} \quad (2.15)$$

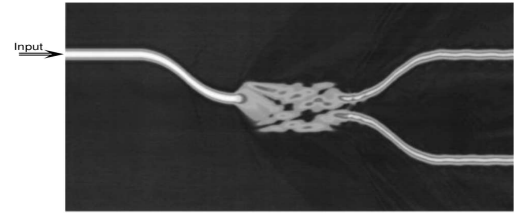
onde $W = (N + 1)s$ e s denota a separação de entrada dos guias de onda. A figura 2.8 mostra um acoplador de 3-dB baseado em uma divisão de MMI de 2×2 , ou seja, $N = 2$. Uma simulação em BPM é requerida para determinar precisamente esse tipo de configuração. As características de propagação da luz neste acoplador são mostradas na figura 2.9. O comprimento é determinado por $L = L_{3dB} + \delta_{3dB}$, com $\delta_{3dB} = 200\mu m$, pelo cálculo do BPM.

Figura 2.8: Acoplador 3-dB baseado em um uma divisão 2×2 MMI.



Fonte: Okamoto, 2005.

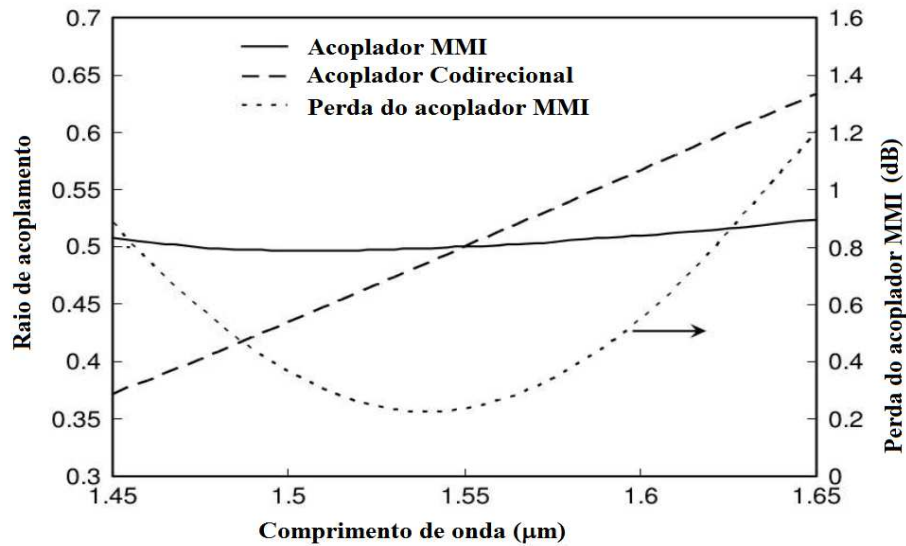
Figura 2.9: Propagação característica da luz de um acoplador MMI 3-dB.



Fonte: Okamoto, 2005.

A figura 2.10 mostra a divisão espectral dos raios do acoplador MMI 3-dB, sua perda da inserção espectral e o acoplador codirecional.

Figura 2.10: Divisão espectral dos raios do acoplador MMI 3-dB, sua perda da inserção espectral e o acoplador codirecional



Fonte: Okamoto, 2005.

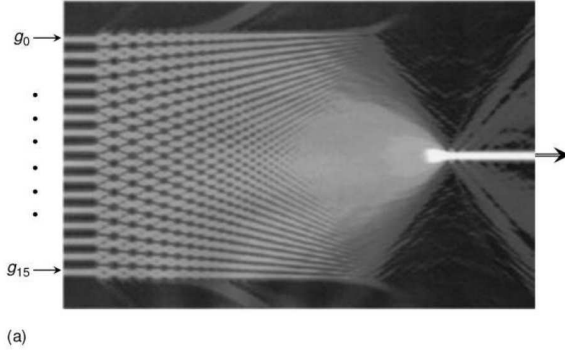
Por meio da figura 2.10, é mostrado que o raio de acoplador MMI 3-dB é quase insensível para a variação de comprimentos de onda quando comparado com a acoplador codirecional. Esta é a grande vantagem do primeiro acoplador sobre o segundo. Contudo, devemos tomar conhecimento de dois fatos. Em primeiro lugar, a perda de inserção do MMI não é zero, mesmo em simulação teórica. A perda de inserção teórica do acoplador MMI de 3-dB é de cerca de $0,22dB$ no mínimo. Em segundo lugar, a perda de inserção do acoplador MMI aumenta rapidamente à medida que se afasta do comprimento de onda do comprimento de onda ideal.

A fase da luz de entrada é ajustada corretamente para $1 \times N$ funções MMI como

divisor combinador $N \times 1$. A figura 2.11 mostra características de propagação de luz em um combinador MMI 16×1 .

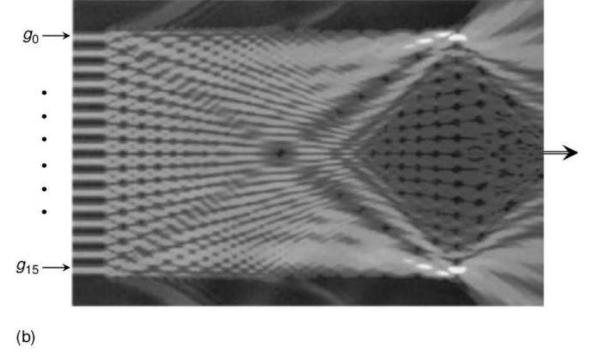
Propagação característica da luz em um combinador MMI 16×1

Figura 2.11: (a) Amplitudes g_i 's iguais e em fase



Fonte: Okamoto, 2005.

Figura 2.12: (b) Amplitudes g_i 's iguais e fora de fase

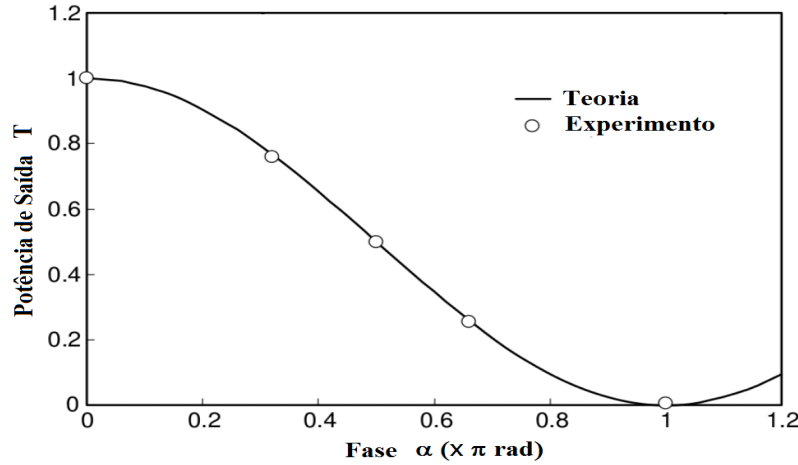


Fonte: Okamoto, 2005.

O campo elétrico g_i na i -ésima entrada do guia de onda é dado por $g_i = a_i e^{j\theta_i}$, onde a_i e θ_i denota a amplitude e a fase de g_i . Na simulação BPM mostrada na figura 2.11, as amplitudes g_i 's são definidas para se ajustarem as suas fases. Cada feixe de luz com a partir de 16 portas de entrada interferem construtivamente para formar uma imagem de saída única a uma distância de $L = L_{MMI}/16 + \delta_L$, onde $\delta_L = 140\mu m$. É mostrado pelo número de simulações numéricas que o combinador MMI $N \times 1$ tem uma propriedade única na qual pode-se obter a soma coerente do campo elétrico de entrada como

$$T = \left| \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} g_i \right|^2 = \left| \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} a_i e^{j\theta_i} \right|^2 \quad (2.16)$$

As simulações numéricas eram comparadas pelo experimento usando filtro coerente transversal com $N = 16$, 16-tap, [Okamoto et al, 1999]. O dispositivo foi fabricado usando circuitos de ondas planares luminosas à base de sílica. O tamanho do núcleo e a diferença de índice de refração dos guias de ondas são $7\mu m \times 7\mu m$ e 0.75%, respectivamente. A figura 2.13 compara a potência de saída normalizada experimental com a teórica dada pela equação 2.16.

Figura 2.13: Potência de saída T normalizada do MMI 16×1 

Fonte: Okamoto, 2005.

Os campos elétricos complexos de portas pares e ímpares foram ajustados em g_i ($i = 0, 2, \dots, 14$) e $g_i = e^{j\alpha}$ ($i = 1, 3, \dots, 15$), respectivamente. A mudança de fase foi introduzida no guia de onda pelo efeito termo-óptico. A potência do combinador MMI $N \times 1$ de saída é dada a partir da equação 2.16 por

$$T(\alpha) = \left| \frac{1}{N} (1 + e^{j\alpha}) \frac{N}{2} \right|^2 = \left| \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right|^2 \quad (2.17)$$

A linha sólida na figura 2.13 mostra a curva teórica $|\cos(\alpha/2)|^2$ e os círculos são valores experimentais para $\alpha = 0, \pi/3, \pi/2, 2\pi/3$ e π , respectivamente. Confirma-se que o somatório coletivo dos campos elétricos complexos são obtidos usando combinador MMI.

2.3 MÉTODO DE PROPAGAÇÃO DE FEIXE BPM

Um dos problemas da óptica clássica é o espalhamento do campo óptico em um meio espacial, esse tema foi primeiramente estudado por Fraunhofer e depois por Fresnel onde resultados quantitativos foram dados e suas teorias estavam ligadas à cálculos de padrões de difração de várias aberturas. Mais tarde no início do século vinte, Sommerfeld trabalhou na propagação de fluxo em um meio com inomogeneidades arbitrarias – como um típico chip óptico integrado – uma rigorosa teoria de difração em um meio espacial metálico pôde com isso ser simulada numericamente. Esse método é chamado Método de Propagação de Feixe ou BPM do inglês Beam Propagation Method. Antes desenvolvido

em acústica subaquática e sismologia, este tipo de propagação de campo foi adaptado para problemas ópticos por Feit e Fleck, (FEIT e FLECK, 1978), em meados da década de 70. O surgimento de componentes de guias de onda que contém auto contraste índice-passo levou para a aplicação de novos algoritmos para o problema BPM afim de aumentar a estabilidade e a performance do método. Além da evolução na inclusão de reflexões e de ondas vetoriais, (MÄRZ, 1995).

O método de propagação de feixe é baseado em uma solução numérica de equações que governam a propagação da luz no dielétrico, considera sinais monocromáticos e está relacionado com a solução da equação de Helmholtz. Todos os modelos de propagação baseados em aproximações desta equação são utilizados para simplificar as simulações, reduzir o tempo de processamento e gerenciar a memória do computador melhor. Este modelo tem sua aplicação voltada para a modelação de componentes ópticos integrados. Pelo estudo de automodos de estruturas de guias de onda arbitrárias é possível construir dispositivos tais como acopladores direcionais, Bragg e grades de difração. Apenas poucos componentes ópticos não podem ser estudados como por exemplo para a modelagem de estruturas em que a luz se propaga em uma grande variedade de ângulos e para dispositivos com alto contraste de índice de refração como os fotônicos de silício, o método é impreciso, além de não suportar modelagem de forma discreta. BPM pode ser usado para modelar a propagação bidirecional, embora as reflexões precisem ser implementadas de forma interativa podendo acarretar problemas de convergência, (OPTIBPM, 2013).

Na simulação BPM é considerado como se os resultados analisados fossem uma resposta de um dado dispositivo a um sinal óptico externo. Obtendo com isso, informações sobre as propriedades modais deste dispositivo. Assim, o método é bem adequado para o estudo de perfil de dispositivos que não são descritos por teorias quantitativas, (MÄRZ, 1995).

Assim como no método de Diferença Finita de domínio de tempo, o método de Diferença Finita (FD) em BPM resolve as equações de Maxwell, utilizando diferenças finitas no lugar de derivadas parciais. Embora, BPM seja diferente de uma solução completa e direta das equações como encontradas no método FD de duas maneiras, torna-se computacional capaz de modelar com precisão uma ampla gama de dispositivos. Primeiro, é feito inteiramente no domínio da frequência, ou seja, apenas não-linearidades fracas podem ser modeladas. Como também, faz a utilização de uma Aproximação do Envelope Variando Lentamente do inglês Slowly Varying Envelope Approximation (SVEA) na direção paralela ao eixo. Presume-se que o dispositivo tem um eixo óptico, e que a maior parte da luz viaja neste sentido, ou aproximadamente nesta direção (aproximação para-

xial). Em OptiBPM, como acontece com a maior parte da literatura sobre o assunto, este eixo é tomado como sendo o terceiro espaço de coordenadas. Muitos dispositivos ópticos práticos são naturalmente alinhados perto de uma única direção, de modo que uma vez que está associada com o eixo, a SVEA pode ser aplicada, (OPTIBPM, 2013).

2.3.1 APROXIMAÇÃO DO ENVELOPE VARIANDO LENTAMENTE (SVEA)

A SVEA envolve a substituição da componente elétrica ou magnética do campo óptico que varia rapidamente Φ por uma componente de variação lenta ϕ . Visto que, Φ é função periódica harmônica de posição que muda velozmente ao longo do eixo z e tem um período que é da ordem do comprimento de onda óptico, é dado pela equação:

$$\Phi(x, y, z) = \phi(x, y, z) \exp(-jkn_0z) \quad (2.18)$$

onde $k = 2\pi/\lambda$ e n_0 é o índice de referência. Se a luz viaja principalmente paralela ao eixo e é monocromática (único comprimento de onda λ), então é possível selecionar um índice de referência n_0 que faz uma função de variação lenta ϕ em todas as três direções x , y e z . Se ϕ está variando lentamente, as exigências sobre a malha para representar derivadas por diferenças finitas estão relaxadas. É possível escolher poucos pontos de malha para melhorar a velocidade do cálculo, sem comprometer muito a precisão. Esta é a principal razão pela qual BPM pode fazer cálculos precisos da propagação da luz usando tamanhos de etapa muitas vezes maior do que o comprimento de onda óptico, especialmente na direção z .

A equação 2.18 também pode ser interpretada para dar alguma indicação sobre o que será necessário da malha, deve ser suficientemente fina para aproximar derivadas espaciais de ϕ com precisão para o uso de diferenças finitas. Uma vez que ϕ varia muito mais lentamente do que Φ , uma economia significativa no tempo de cálculo pode ser obtida. Por outro lado, se o problema não pode ser reduzido de modo simples, então ϕ terá que variar de forma mais rápida, e as mudanças devem ser feitas pela mais fina malha (Δx Δy menor, e o passo de propagação Δz mais curto). Para muitos guias práticos, o contraste de índice de referência no plano transversal (plano $x - y$) é pequeno, o que significa que a variação do campo Φ no plano transversal é lenta, em comparação com o comprimento de onda.

Às vezes há grandes contrastes de índice no plano transversal, e uma malha mais fina em x e y ou em ambos os eixos pode ser necessária. Outro caso em que a eficácia

da equação 2.18 é comprometida ocorre quando parte da luz se desvia da direção do eixo z . Assim, a variação mais rápida de ϕ é inevitável, e às vezes uma malha mais fina ou métodos de grande ângulo são necessários.

É recomendado em qualquer caso que seja feita uma experiência com várias malhas diferentes realizadas com o mesmo problema comparando os resultados. Geralmente, os mesmos resultados são encontrados em todos os casos, mas na falta destes, os resultados podem ser analisados quanto a tendências. Eventualmente, uma gama adequada de parâmetros de malha pode ser encontrada o que dá resultados consistentes. Por vezes, um único valor de índice de referência não vai reduzir a variação em toda parte, mas acompanhará bem o campo óptico, numa região do dispositivo. Outra região pode seguir um índice de referência diferente que vai depender da estrutura dos guias de onda que serão estudados, (HOEKSTRA et al, 1993).

2.3.2 EQUAÇÕES DIFERENCIAIS EM BPM

A derivação começa com as equações de Maxwell para campos eletromagnéticos em um meio contínuo no domínio da frequência. Para os materiais ópticos é geralmente a permissividade que difere do nível de vácuo. A permeabilidade permanece inalterada, e de modo que o campo eletromagnético é influenciado pela geometria do dispositivo, porque o índice de refração é uma função de posição. A distribuição do índice de refração $n(x, y, z)$ entra nas equações de Maxwell como um coeficiente, assim algumas das equações mostradas de 1.7 à 1.10 ficam:

$$\nabla \times E = -j\omega\mu_0 H \quad (2.19)$$

$$\nabla \times H = j\omega\epsilon_0 n^2 E \quad (2.20)$$

Eliminando o campo magnético $\nabla \times \nabla \times E = k^2 n^2 E$, onde $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ e usando o fato de que $\nabla \times \nabla \times = \nabla(\nabla \cdot) - \nabla^2$ é obtido

$$\nabla^2 E k^2 n^2 E = \nabla(\nabla \cdot E) \quad (2.21)$$

Como BPM tem uma inclinação para o eixo z , portanto, é natural tratar a componente z de E e ∇ diferentemente das componentes transversais, x e y . Escrevendo $E = E_t + \hat{z}E_z$ e $\nabla = \nabla_t + \hat{z}\partial/\partial z$. Assim, a componente transversal da equação 2.21 é

dada por

$$\nabla^2 E_t + k^2 n^2 E_t = \nabla_t \left(\nabla_t \cdot E_t + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) \quad (2.22)$$

Eliminando o termo longitudinal com o termo de divergência zero e separando as equações

$$\nabla_t \cdot (n^2 E_t) + \frac{\partial n^2}{\partial z} E_z + n^2 \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (2.23)$$

Se o índice de refração está variando lentamente ao longo do eixo z então o segundo termo da equação anterior pode ser negligenciado. Assim, o segundo termo do lado direito da equação 2.22 pode ser substituído pelo termo da divergência na equação 2.23.

$$\nabla^2 E_t + k^2 n^2 E_t = \nabla_t \left[\nabla_t \cdot E_t - \frac{1}{n^2} \nabla_t \cdot (n^2 E_t) \right] \quad (2.24)$$

Usando a regra da cadeia no segundo termo de divergência do lado direito da equação 2.24, o resultado cancela os termos de primeira divergência, simplificando-a. Também, no lado esquerdo, a derivada em z pode ser escrita explicitando

$$\nabla_t E_t + \frac{\partial^2 E_t}{\partial z^2} + k^2 n^2 E_t = -\nabla_t \left[\frac{1}{n^2} (\nabla_t n^2) \cdot E_t \right] \quad (2.25)$$

Neste ponto, a SVEA é utilizada, as componentes do campo E_x e E_y estão variando rapidamente na direção z , mas estão provavelmente variando lentamente em x e y . Por conseguinte, fazendo a substituição $E_t(x, y, z) = e(x, y, z) \exp(-jn_0 k z)$ é provável que resulte de uma função $e_t(x, y, z)$ que é lentamente variável em todas as direções, em comparação com o comprimento de onda da luz. Um valor adequado de índice de referência tem de ser usado, e frequentemente OptiBPM encontra um número apropriado. No entanto, quando um bom número não é encontrado, o índice de referência precisa ser ajustado manualmente. Uma forma de saber se foi definido um valor corretamente e que ele resultará na variação lenta da fase da solução $e_t(x, y, z)$ no que diz respeito a z . Substituindo o valor do campo

$$\frac{\partial^2 e_t}{\partial z^2} - 2jkn_0 \frac{\partial e_t}{\partial z} + k^2 (n^2 - n_0^2) e_t + \nabla_t^2 e_t + \nabla_t \left[\frac{1}{n^2} (\nabla_t n^2) \cdot e_t \right] = 0 \quad (2.26)$$

Se o índice de referência foi fixado corretamente, então o primeiro termo será

muito menor do que o segundo, e é seguro negligenciar o primeiro termo. A equação remanescente é de primeira ordem em z . Coletando os operadores diferenciais transversais no lado direito,

$$2jkn_0 \frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

onde as componentes do operador P são:

$$\begin{aligned} P_{xx} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} n^2 \right] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2(n^2 - n_0^2) \\ P_{xy} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} n^2 \right] - \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \\ P_{yx} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} n^2 \right] - \frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \\ P_{yy} &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} n^2 \right] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2(n^2 - n_0^2) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Estas são as equações paraxiais do vetor de onda para o campo elétrico óptico, (HUANG e XU; 1993). A fim de resolver o problema para um sistema prático, o OptiBPM aplica uma malha para a região em que o dispositivo vai ser simulado. A partir da geometria do dispositivo, a cada ponto da malha está associada com um índice de refração, e cada um dos pontos tem um campo eletromagnético. A equação 2.27 é uma equação de primeira ordem em z , e por isso o conhecimento do campo eletromagnético em algum plano transversal ($z = \text{constante}$) é suficiente para definir um problema de valor inicial. Assumiu-se, desde o início, com a aplicação da SVEA, equação 2.18, que a propagação da luz estava em um único sentido sem reflexão. Com a equação 2.27, torna-se evidente como esta simulação é efetivamente realizada. Os operadores diferenciais P são aproximados com diferenças finitas, P é uma grande matriz esparsa, e a equação 2.27 é aplicada em um dado plano transversal para determinar o campo eletromagnético no próximo plano transversal.

O sistema de equações visto até então para BPM é chamado de forma Vetorial-Completa, já que inclui ambos as componentes transversais do campo. Muitas vezes não é necessário ter ambos as componentes de campo na simulação. Se é sabido que o

dispositivo não altera a polarização da luz, então será suficiente modelar uma polarização de cada vez (ou apenas modelar a polarização esperada). Nestes casos, a contribuição de e_x para e_y e vice-versa pode ser ignorada, e para o semi-vetor TE e TM, respectivamente, a equação que regula é dada por

$$2jkn_0 \frac{\partial e_x}{\partial z} = P_{xx} e_x \quad (2.29)$$

$$2jkn_0 \frac{\partial e}{\partial z} \frac{\partial e_y}{\partial z} = P_{yy} e_y \quad (2.30)$$

No Semi-Vector BPM é notável uma diferença na propagação da luz que depende se a luz inicial é paralela polarizada ou perpendicular ao substrato. No entanto, uma vez polarizada horizontalmente, por exemplo, o modelo não permite que a luz horizontal seja transferida para uma polarização vertical.

Por outro lado, para estruturas com um baixo índice de contraste, a ordem de aplicação dos operadores não vai fazer muita diferença, como por exemplo em $\partial/\partial x$ e n^2 . Neste caso, os operadores comutam, e ambos P_{xx} e P_{yy} se reduzem ao operador escalar:

$$P = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2(n^2 - n_0^2) \quad (2.31)$$

Formalmente, a solução para as equações de BPM seja Vetor-completo, Semi-Vector ou escalar é dada por

$$e_t(z_1) = \exp \left[\Delta z \frac{P}{2jn_0 k} \right] e_t(z_0) \quad (2.32)$$

onde $\Delta z = z_1 - z_0$. Se o campo e_t é conhecido num plano transversal z_0 , então a equação acima irá calcular o campo em algum outro plano z_1 . Uma função racional é necessária para aproximar o expoente do operador. Uma das expressões mais simples é a seguinte

$$e^x = \frac{1 + (1 - \alpha)x}{1 - \alpha x} \quad (2.33)$$

Isto é uma aproximação racional para o expoente. Se $\alpha = 0.5$, que é chamado de aproximação Padé (1,1), é preciso para valores pequenos do argumento, (valores muito menores que 1). Esta é uma das limitações para o tamanho do passo de propagação, Δz . Por vezes, aproximação Padé de ordem superior é usada para permitir que os passos de

propagação maiores, ou para acomodar variações rápidas de alto índice de contraste ou de propagação de luz com um ângulo grande em relação ao eixo óptico.

No caso $\alpha = 0.5$, a equação 2.33 gera os três primeiros termos da expansão em série de Maclaurin para e^x , e sua aplicação leva ao método de Crank-Nicholson,

$$\left[I - \frac{\Delta z}{4jn_0k} P \right] e_t(z_1) = \left[I + \frac{\Delta z}{4jn_0k} P \right] \quad (2.34)$$

Em OptiBPM, o operador P é uma grande matriz esparsa que aproxima as derivadas parciais como diferenças finitas. Na equação anterior, o campo é conhecido em $z = z_0$, e se encontra no plano $z = z_1$. O operador P é aplicado para os desconhecidos que podem ser encontrados no vetor $e_t z_1$. Desde que a equação 2.34 não dê o valor desconhecido de $e_t z_1$ diretamente, mas sim apenas como uma solução para uma equação, o método numérico resultante é chamado de “implícito”. Para progredir de um plano transversal para o próximo usando um método implícito requer a solução do conjunto acima de equações lineares.

A variável é chamada de Esquema de Parâmetro, o valor normal é de 0.5, em parte porque é a representação mais precisa do expoente, mas também porque refere-se ao método mais estável. Na equação 2.34, é possível mostrar (antes da introdução de condições de contorno com perdas) que a norma do operador da esquerda é a mesma do operador do lado direito. Por conseguinte, a aplicação de diversos passos deve levar a qualquer alteração na norma do vetor $e_t z_1$ da solução. Isto garante a estabilidade do processo, pelo menos, no sentido de conservação de energia.

Normalmente, o processo mais demorado na execução da simulação do BPM é a solução do sistema linear na equação 2.34. Às vezes, é possível acelerar o cálculo através da manipulação da formulação, de modo que resultem apenas os sistemas lineares simples. Há outras formulações do problema, que permitem que o operador seja dividido em duas partes, uma das quais envolve derivadas somente na direção x , e as outras derivadas em y apenas. No primeiro passo, o operador com x derivadas usa equações simples de diferenças finitas, portanto, não mais do que os vizinhos próximos na malha precisam ser usados. O sistema resultante é linear tridiagonal, ou seja, tem elementos de matriz na diagonal principal e as duas diagonais adjacentes.

O sistema tridiagonal é resolvido muito mais rapidamente do que o sistema linear geral. Na próxima etapa, o operador envolve derivados com apenas y . Ao alterar a orientação do problema (sentido alternativo), outro sistema tridiagonal é obtido. Esta mu-

dança de sentido e de direção para obter sistemas tridiagonais e resolver a parte implícita da etapa de propagação é a origem ao nome Direção Alternada Implícita (ADI-Alternating Direction Implicit), [Yamauchi et al, 1991]. OptiBPM utiliza ADI, sempre que possível, para a obtenção de um algoritmo rápido.

2.3.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O BPM

Em estruturas atuais, ondas irradiadas são refletidas nos limites e voltam para a área central, onde elas interagem com os campos de propagação. Essa interação perturba os campos que se propagam e muito degradam a precisão do cálculo. É comum a imposição de condições de contorno ao formular algoritmos de propagação de tal maneira a evitar a radiação do aparelho que é refletido nas fronteiras, o que poderia acoplar de volta para modos guiados do dispositivo. Essas ondas refletidas podem causar erros significativos, particularmente se esses limites não estão suficientemente longe do guia de ondas. Portanto, uma das questões-chave na implementação do código BPM para estudar a propagação da luz em um domínio espacial finito é a condição de contorno nas bordas da janela de cálculo.

CONDIÇÃO DE LIMITE ABSORVENTE ABC

A abordagem convencional é utilizar a Condição de Limite Absorvente (ABC - Absorvente Boundary Condition), no qual uma camada de material artificial com perdas é colocada em torno da janela computacional. No entanto, para absorver de forma eficiente qualquer radiação indo para fora com o mínimo de reflexão quanto possível, requer adaptação cuidadosa da região de absorção para determinar seu coeficiente de espessura e absorção ideal. Portanto, a aplicação do ABC requer recursos adicionais em tempo computacional e memória. Uma outra técnica é a Condição de Limite Transparente (TBC - Transparente Boundary Condition), onde um absorvedor não é utilizado, mas o campo é assumido para se comportar de forma exponencial perto do limite. O TBC é muito mais econômico do que o ABC, pois não contém parâmetros ajustáveis e, portanto, mais robusto. Mais recentemente, a condição de contorno da Camada Perfeitamente Combinada (PML - Perfectly Matched Layer) foi proposta e trata de propriedades anisotrópicas na condutância de uma forma não-física do problema no espaço circundante. As condições de contorno TBC e PML são a forma mais eficaz de lidar com a forte radiação nas fronteiras da estrutura de guias de ondas.

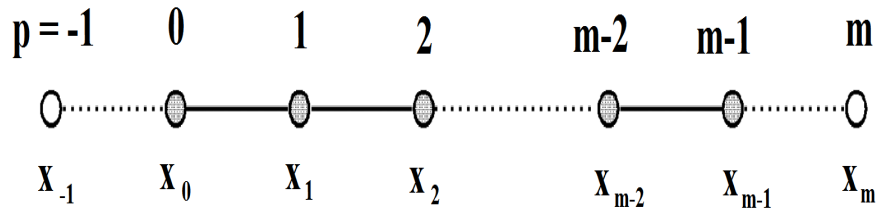
CONDIÇÃO DE LIMITE TRANSPARENTE TBC

A TBC é uma condição de contorno que simula um limite inexistente, (HADLEY, 1992). A radiação é permitida escapar livremente do problema sem reflexão apreciável, visto que o fluxo de radiação que volta para a região do problema é impedido, (ARAI et al, 1993). O campo na vizinhança da fronteira virtual consiste de uma onda plana de saída, e não inclui a onda refletida a partir da fronteira virtual. Então, a função de onda para a onda que viaja da esquerda com o número de onda x -direcionado é expressa como

$$\phi(x, z) = A(z)e^{jk_x x} \quad (2.35)$$

Conforme pode ser visto na figura 2.14, denota-se que a coordenada x e o campo elétrico dos nós em $p = -1, 0, 1$ como x_{-1}, x_0, x_1 e como $\phi_{-1}, \phi_0, \phi_1$.

Figura 2.14: Os nós $p = -1$ e $p = m$ estão fora do domínio da análise



Fonte: OptiBPM, 2013.

Assumindo a equação 2.35 para cada ponto da malha $e^{jk_x} = \frac{\phi_1}{\phi_0} = \eta_1$ e $e^{jk_x} = \frac{\phi_0}{\phi_{-1}} = \eta_1$, onde $\Delta x = x_2 - x_1 = x_0 - x_{-1}$. Derivando k na direção x da equação anterior temos:

$$k_x = \frac{1}{j\Delta x} \ln(\mu_1) \quad (2.36)$$

Se a parte real é positiva, então a onda plana expressa pela equação 2.35 se propaga em direção ao exterior da fronteira. Se a parte real de k_x e $Re(k_x)$ são negativas, a onda plana da equação 2.35 se propaga em direção ao interior da fronteira. Quando estamos lidando com uma estrutura de guia de onda que não tem nenhum elemento refletor, uma onda para dentro da propagação não deveria existir. Por isso, em tal caso $Re(k_x)$ deve ser feita positiva $Re(k_x) \geq 0$.

O k da onda plana de saída na fronteira do lado direito é obtido de um modo

semelhante. Assim, supondo que a função de onda para a onda viajar corretamente com k_x na direção x seja expresso por

$$\phi(x, z) = A(z)e^{-jk_x x} \quad (2.37)$$

Tal como visto na figura 2.14, designando as coordenadas e campos dos nós de $p = m - 2, m - 1, m$ como x_{m-2}, x_{m-1}, x_m , e $\phi_{m-2}, \phi_{m-1}, \phi_m$, respectivamente.

Assumindo a equação 2.37 para cada ponto de malha $\exp(-jk_x \Delta x) = \phi_m / \phi_{m-1} = \eta_m$ e $\exp(-jk_x \Delta x) = \phi_{m-1} / \phi_{m-2} = \eta_m$, onde $\Delta x = x_{m-1} - x_{m-2} = x_m - x_{m-1}$. Logo, da equação ??, deriva-se o número de onda na direção x

$$k_x = \frac{1}{j\Delta n} \ln(\eta_m) \quad (2.38)$$

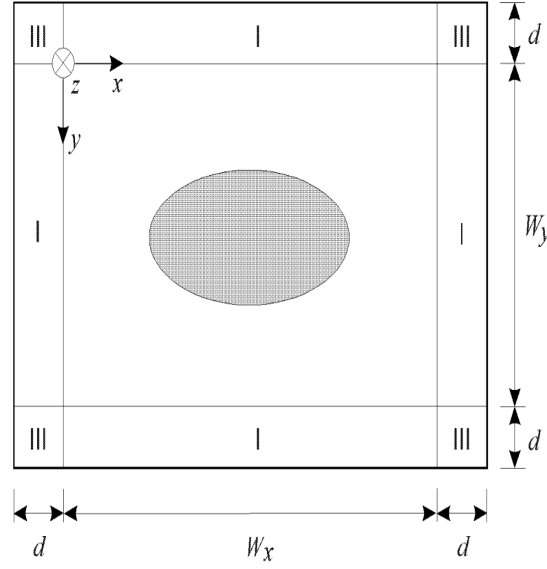
Semelhante ao caso da fronteira do lado esquerdo a parte real de k_x , $Re(k_x)$, deve ser limitada a um valor positivo para garantir apenas saída de radiação. Consoante visualizado, a propagação do feixe incluindo uma onda de radiação pode ser analisada de forma fácil e eficiente através da utilização da condição de limite transparente acima mencionada. O aspecto fundamental do método TBC é a aproximação da onda plana da onda de radiação e a renovação sucessiva do número de onda k_x , utilizando a etapa anterior de distribuição de campo .

CAMADA PERFEITAMENTE COMBINADA PML

Bereng r introduziu o conceito de uma Camada Perfeitamente Combinada (PML - Perfectly Matched Layer), (BERENG R, 1994), para reflexão com menor absorção de ondas eletromagnéticas, o que pode ser utilizado como uma alternativa para a condição de contorno transparente (TBC), (FOGLI et al,1998). A abordagem PML define o truncamento do domínio de computação por camadas (que absorvem interferindo com ondas planas), sem qualquer reflexão, independentemente da sua frequência e ângulo de incidência, (HUANG et al, 1996) e (JIMÉNEZ et al, 1994).

Um guia de ondas óptico 3D rodeado por regiões PML I, II, e III, com a espessura d , como mostrado na figura 2.15 é admitido para o uso da versão transversalmente escalonada da PML.

Figura 2.15: Guia de onda óptico cercado por PML



Fonte: OptiBPM, 2013.

Das equações de Maxwell $\nabla' \times E = j\omega\varepsilon_0\bar{\varepsilon}_r s E$ $\nabla' \times E = -j\omega\mu_0 s H$, escrevemos:

$$\nabla' \times \left(\frac{p}{s} \nabla' \times \phi \right) - k_0^2 q s \phi = 0 \quad (2.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{lll} p = 1, & q = \bar{\varepsilon}_r, & \phi = E \text{ para o modo TE} \\ p = \bar{\varepsilon}_r^{-1}, & q = 1, & \phi = E \text{ para o modo TE} \\ s = 1 - j \frac{\sigma_e}{\omega\varepsilon_0 n^2} = 1 - j \frac{\sigma_m}{\omega\mu_0} \end{array} \right. \quad (2.40)$$

onde σ_e e σ_m são a condutividade elétrica e magnética da PML, respectivamente, e os valores para as regiões I, II e III, são $s_x = 1$, s e 1 , respectivamente, assim como $s_y = s$, 1 e 1 . O operador diferencial modificado ∇' usado nas equações anteriores é definido como:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla' = \nabla'_t + \hat{z}\nabla'_z \\ \nabla'_t = \hat{x}s_x\frac{\partial}{\partial x} + \hat{y}s_y\frac{\partial}{\partial y} \\ \nabla'_z = s\frac{\partial}{\partial z} \end{array} \right. \quad (2.41)$$

A relação mostrada na equação 2.40 é satisfeita pela condição de impedância, significando que a impedância da onda em um meio PML é exatamente igual a do meio adjacente com índice de refração na janela de computação, $\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0 n^2}$, independentemente do ângulo de propagação ou frequência, $\sigma_e/(\varepsilon_0 n^2) = \sigma_m/\mu_0$. No meio PML é assumido uma m-ésima potência da condutividade elétrica como:

$$\sigma_e = \sigma_{max} \left(\frac{\rho}{d} \right)^m \quad (2.42)$$

onde ρ é a distância do início da PML e d é a espessura da PML. Usando o coeficiente de reflexão teórico R na interface entre a janela computacional e o meio PML

$$R = \exp \left[\frac{-2\sigma_{max}}{\varepsilon_0 c n} \int_0^d \left(\frac{\rho}{d} \right)^m d\rho \right] \quad (2.43)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e a condutividade máxima σ_{max} pode ser determinada por:

$$\sigma_{max} = \frac{(m+1)\varepsilon_0 c n}{2d} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad (2.44)$$

O parâmetro s é escrito como:

$$s = \begin{cases} 1 \\ 1 - j \frac{(\alpha+1)\lambda}{4\pi d n} \left(\frac{\rho}{d} \right)^\alpha \ln \left(\frac{1}{R_t} \right) \end{cases} \quad (2.45)$$

onde $\lambda = 2\pi c/\omega$, d é a espessura e x_0 é a posição da superfície PML. O condutor perfeito elétrico ou magnético para os modos TE e TM é usado para encerrar a PML. Em geral, uma condutividade parabólica é assumida, $m = 2$.

2.3.4 OPTIBPM

O sistema de software OptiBPM permite criar projetos para uma variedade de problemas envolvendo ondas guiadas no computador, utiliza o BPM como base do programa. Um campo óptico pode ser rastreado em qualquer ponto, uma vez que se propaga ao longo de uma estrutura de orientação em guia integrada e fibra óptica. Este método permite a observação da distribuição do campo de luz. OptiBPM fornece fácil entrada de dados para servir de dispositivos de guia de onda. O ambiente de layout contém blocos de guia de ondas chamadas primitivas onde dispositivos fotônicos são facilmente projetados e configuradas várias simulações. O programa OptiBPM simula a propagação da luz em guias de onda no sistema bidimensional e tridimensional ambos com direção de propagação no eixo z .

Os dispositivos simulados no software possuem em cada passo da simulação uma distribuição do índice de refração efetivo na dimensão transversal. Com um dispositivo real 3D é possível construir um dispositivo 2D aplicando o método do índice efetivo, onde há uma substituição da seção transversal bidimensional do dispositivo para uma seção transversal de uma dimensão. A seção transversal do índice real é substituída por um índice de distribuição efetivo unidimensional. Embora o método de índice efetivo seja uma solução aproximada, funciona para muitos dispositivos.

Uma simulação BPM 3D é disposta de todas as ferramentas necessárias para o projeto de guia de ondas, os dados de entrada consistem em modelar a distribuição do índice de refração, o campo de propagação de partida e um conjunto de parâmetros numéricos. O índice de refração de distribuição é fornecido pela estrutura de guia de ondas colocada no esquema do projeto. O campo inicial pode ser um modo de guia de ondas, um campo gaussiano, um campo retangular, ou um campo definido pelo usuário fornecido a partir de um arquivo.

O ambiente de processamento OptiBPM contém o método de propagação de feixe (BPM) como o seu elemento de núcleo, bem como agentes de resolução de modo que sejam compatíveis com os algoritmos de BPM. O simulador BPM 2D é baseado no algoritmo do método da diferença finita incondicionalmente estável de Crank-Nicholson. É possível personalizar as seguintes opções do programa, dependendo do projeto: Algoritmos com polarização TE e TM; Propagação de grande ângulo com base em aproximações de Padé, Padé (1,1) e Padé (2,2) até aproximações Padé (4,4); Escolha de campo inicial como um modo de guia de ondas, um campo de Gauss, um campo retangular, ou um campo determinado pelo usuário; O campo inicial pode ser inserido com um determinado ângulo;

Escolha do índice de refração de referência como modal, média, ou definido pelo usuário; Condição de contorno transparente simples ou completo (TBC). O simulador completo BPM 3D é baseado em: O regime de Direção Alternada Implícito (ADI); Algoritmos escalares; Algoritmos de semi-vetor com polarização quase-TE e quase-TM; Algoritmos de vetor completo que rege ambos os componentes dos campos transversais.

O objetivo do designer é para alcançar o desempenho ideal do dispositivo, dessa forma há necessidade de repetir as simulações com diferentes parâmetros de projeto. OptiBPM permite realizar cálculos automáticos, laços, chamados cálculos de verificação de parâmetros. Em OptiBPM, os agentes de resolução de modo são compatíveis com o algoritmo de BPM 2D e 3D. Os solucionadores empregam métodos diferentes: Método da Matriz de Transferência (TMM) em 2D para estruturas planares multi-camada; Método de direção alternada implícita (ADI) em 3D; Método de Correlação de Função (CFM), em 2D e 3D.

O programa para estruturas planares é baseada na resolução de várias condições de contorno nas interfaces entre as camadas dielétricas. Durante a propagação de um campo definido pelo usuário, o CFM calcula a correlação integral entre o campo de entrada e o campo de propagação em cada ponto. Isto cria a função de correlação de amplitude do campo para o guia de ondas. A função de correlação fornece todas as informações necessárias para uma descrição modal completa dos campos, incluindo as constantes de propagação, os pesos de cada modo e o modo de autofunções.

O método ADI separa os derivados de x e y em duas partes de um passo de iteração. Este método é superior a outras técnicas de diferenças finitas, devido à sua rápida convergência. O método ADI também fornece todas as constantes de propagação e auto-funções de modo. OptiBPM tem gráficos modernos que permitem visualizar, manipular, e imprimir a amplitude do campo, a fase, o índice de distribuição efetivo e outros dados calculados. A janela de monitoramento permite acompanhar o sinal ao longo de vários caminhos selecionados no circuito de guia de onda, (OPTIBPM, 2013).

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Os guias de onda ópticos são a base de dispositivos fotônicos integrados. Controles da radiação eletromagnética, tais como orientação, acoplamento, mudança, separação, multiplexação e demultiplexação de sinais ópticos tem sido demonstrados em (OKAMOTO, 1999), (KANEKO et al, 1999) e (INOUE et al, 1994). A teoria de propagação de ondas eletromagnéticas em guias de ondas é bem estabelecida. Isto permite que novos dispositivos baseados em guias de ondas planares sejam desenvolvidos aprimorando seu desempenho otimizando parâmetros como sua geometria e propriedades do material a ser utilizado para comprimentos de ondas específicos.

A alta capacidade de integração demonstrada no desenvolvimento de dispositivos eletrônicos também está sendo obtida com circuitos optoeletrônicos. Isto tem levado a necessidades de modelagens precisas devidos aos inúmeros parâmetros necessários observados para fabricação de um chip. Além dos componentes passivos como: guias de onda, componentes eletro-ópticos, tem-se também demonstrado amplificadores ópticos como elementos ativos na tecnologia planar.

Existem diversas abordagens para a solução de propagação de radiação em guias de ondas vistas em (DI PASQUALE, 1994), (WANG et al, 2006), (CHAKRABORTY et al, 2003), (ZHENG, 2008) e (LI, 2004), todavia, a discussão sobre elas não está no escopo desta dissertação. O enfoque será dado com a aplicação do Método de Propagação de Feixe (BPM-Beam Propagation Method), usado para a resolução de problemas de óptica integrada, desenvolvido por Feit and Fleck em 1978, (FEIT e FLECK, 1978).

Os dispositivos integrados MEMS, acopladores de diferentes componentes funcionais com características de tamanho para uma faixa de 100nm-10cm, tem sido amplamente estendidos para diversas áreas como química e reações biomédicas e em detecção em microfluidos pela necessidade e crescente desenvolvimento de dispositivos miniaturizados bem como pela possibilidade de obter “laboratórios em um chip” ou “Lab on Chip”. A função desenvolvida com essa tecnologia abrange desde um sistema de manipulação de microfluidos, incluindo a separação de reação química e transporte até o sistema de

detecção e caracterização, (LEE, 2007). A tecnologia é estudada pelo desenvolvimento de placas microfluidicas com o objetivo de detectar anomalias presentes em células, facilitando o processo desenvolvido nos exames laboratoriais. Dessa maneira, um esforço enorme para o desenvolvimento de elementos funcionais microfluidicos constroem a base para essa manipulação, (QIU, 2012).

A grande versatilidade de integração dos dispositivos microfluídicos direcionou esta tecnologia para outras aplicações, particularmente em pesquisas na área de ciências da vida e diagnósticos clínicos, particular em microcitometria de fluxo de fluorescência. Em um sistema de citometria convencional as partículas fluem em alta velocidade através de uma região de detecção. Em equipamentos convencionais, as partículas a serem analisadas são mantidas colimadas por um fluxo de encapsulamento externo por fluido, garantindo assim, um fluxo contínuo de partículas isoladas a serem analisadas. A posição de passagem dessas partículas são precisamente controladas dentro de uma região de detecção. As propriedades ópticas das partículas são determinadas por um ou mais feixes de lasers colimados iluminando a zona de detecção, produzindo assim fluorescência e/ou espalhamento de radiação pela passagem das partículas. Estas radiações espalhadas são medidas em diferentes faixas de ângulos. A radiação espalhada em pequenos ângulos, chamada de espelhamento frontal (FSC), é proporcional ao tamanho da partícula, enquanto radiação espalhada em grandes ângulos, ou espalhamento lateral (SSC), é proporcional às propriedades internas das partículas (granulação e forma), (MCDONALD, 2000).

O desenvolvimento de citômetros de fluxo miniaturizados tem sido objeto de intensa pesquisa atualmente, (ZHOU et al, 2010) e (AYLIFFE et al, 1999). Os dispositivos demonstrando sua potencialidade são geralmente fabricados usando polímeros, tais como SU-8, PDMS ou PMMA sobre lâminas de vidro ou substratos de silício (LEE e SUNDARARAJAN, 2010). Com o desenvolvimento de sistemas óptico integrados com guias de ondas, lentes e acopladores para fibra óptica e guias de ondas sobre substratos de vidro, exemplo proposto em (WANG et al, 2004). Um sistema que permite a propagação colinear simultânea do fluxo das amostras a serem analisadas e do feixe de radiação de excitação foi desenvolvido em (BERNINI et al, 2006). A possibilidade de desenvolvimento de um sistema de citometria utilizando lasers de estado sólido, fotodiodos PIN e amplificadores Lock-in foi mostrado em (TUNG et al, 2004). Este sistema utilizou bombeamentos em dois comprimentos de ondas (440nm e 635nm) com detecção em três ângulos distintos simultaneamente (45° , 135° e 180°) em uma alta taxa de 500 partículas/s.

Apesar dos avanços nas pesquisas, a completa otimização de um sistema óptico de microcitometria de fluxo ainda requer um grande número de questões críticas de projeto

a serem resolvidas. Particularmente as relacionadas com a fonte de luz incidente para excitação de caracterizações ópticas. O que tem sido empregada são fontes baseadas em diodos luminescentes emitindo em comprimentos de ondas de excitação dos principais corantes utilizados pela técnica. Apesar de eficiente, esta técnica necessita de diferentes fontes acopladas a um dispositivo. Neste trabalho é investigada a possibilidade de se utilizar a luz branca como fonte de bombeamento utilizando filtros ópticos integrados ao dispositivo como forma de obter as radiações de bombeamento.

Na próxima seção, daremos ênfase ao material PDMS que será bastante útil para a elaboração de um dispositivo óptico devido a sua já eficiência neste campo de pesquisa. O desenvolvimento da análise do dispositivo, que visa filtrar da luz branca os três comprimentos de onda do espectro visível (480nm, 530nm e 630nm), será dividido em quatro etapas nas seções seguintes: a primeira análise será baseada em um acoplador direcional, onde será dividida a radiação incidente entre os três guias de ondas; em seguida a inclusão de um acoplador secundário fez-se necessária pelas limitações do primeiro acoplador no tocante a separação final de seus guias. A terceira etapa consistirá na elaboração de um acoplador de interferência multimodo (MMI) com o objetivo de saída de um único modo. Para finalização do dispositivo faremos a junção deste último ao acoplador secundário.

3.1 DISPOSITIVO EM PDMS

Um dos materiais que vem atraindo a atenção ultimamente devido a sua fácil fabricação e compatibilidade com materiais do substrato e com o processo em microfluidos é o Polidimetilsiloxano (PDMS), (CHANG-YEN et al, 2003). O PDMS é de fácil acesso para modificações do índice de refração pelo processo de fabricação, alta estabilidade térmica podendo chegar a 300 °C, perda de absorção intrínseca, baixa perda por espalhamento e polarização, além de ser de baixo custo. É utilizado em guias de onda ópticas que atendem as exigências de mercado em que sua estrutura consiste basicamente de um núcleo, um revestimento para o núcleo e um substrato de base, (QIU, 2012).

PDMS, comumente chamado silicone, são polímeros na presença de siloxane inorgânicos composto de cadeias de átomos de silício e oxigênio. Seu índice de refração pode alcançar de 1.39 à 1.50 (em um comprimento de onda de 589 nm à 20 °C). Sua configuração produz polímeros com transição vítrea baixa, boa resistência oxidativa, boas propriedades ópticas abaixo de 300nm e estabilidade química, (CAI, 2008).

Os índices de refração diferentes para o PDMS tem sido relatados e o processo de cura do núcleo e revestimento dos guias de onda em diferentes temperaturas apontaram

que o grau de reticulação do PDMS tem dependência na temperatura e no tempo (KÖPERTZ et al, 2007). O processo de cura do núcleo e do revestimento são diferentes, o primeiro ocorre em altas temperaturas e já o segundo é feito à temperatura ambiente e com um intervalo de tempo maior. Ao final do processo tais guias demonstraram temperatura moderada e sensibilidade à umidade, porém sem variação temporal ao longo de 30 dias. A preocupação advém da instabilidade na temperatura devido à cura em temperaturas diferentes que pode ser evitada por meio da introdução de dois materiais distintos para o núcleo e revestimento a base de PDMS, dentre eles um material para o núcleo desenvolvido especialmente por Wacker Chemie (SLM 77.522), e o revestimento com o PDMS padrão comercial (Wacker RT Elastosil 601), (KOPETZ, 2007). No entanto na produção dos materiais do núcleo alguns grupos metil foram substituídos pelo grupo fenil, modificando também algumas propriedades, o que pode vir a acarretar problemas de compatibilidade posteriormente. Fazendo uso desse fato, o ideal é que sejam usados como base de guias com o PDMS comercial, mais baratos, acessíveis e de boa compatibilidade, (QIU, 2012).

Para estudar as propriedades desse material é necessário uma preparação inicial que consiste na purificação da matéria bruta antes do processo de cura para evitar perdas intrínsecas pelo espalhamento de partículas. O material da base e o agente de acoplamento eram ambos filtrados por um filtro de membrana de celulose de tamanho de poro de $0.2\mu m$. Depois da purificação, os materiais elastômero e agente de cura são misturados na proporção de 19:1 para o revestimento e de 9:1 para o núcleo. Em seguida, os polímeros misturados são curados em uma sala limpa por 2 hrs à $70^{\circ}C$ para obter amostras para caracterização óptica, (CAI, 2008).

Com o objetivo de usar vários comprimentos de onda e tendo em vista sua dependência com o índice de refração, existem algumas fórmulas de dispersão avaliáveis que podem ser usadas. Elas são provadas por Hartman, Conrady, Herzberger, Schott Optical e Sellmeier. Dentre estas a curva de Sellmeier é mais adequada para o alcance de comprimentos de onda no ultravioleta (UV), visível e para um alcance do comprimento de onda do Infravermelho superior à $2.3\mu m$ devido a sua aplicabilidade e precisão. A curva é derivada da teoria da dispersão clássica e permite a descrição da progressão do índice de refração ao longo da região de transmissão com um conjunto de parâmetros e cálculos da precisão dos valores interpolados. Três termos são suficientes para uma descrição satisfatória de quase todos os índices de refração dos materiais, (CAI, 2008). A equação seguinte é uma adaptação feita por Cai para descrever os três primeiros termos para a curva de Sellmeier

$$n^2 = 1 + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (3.1)$$

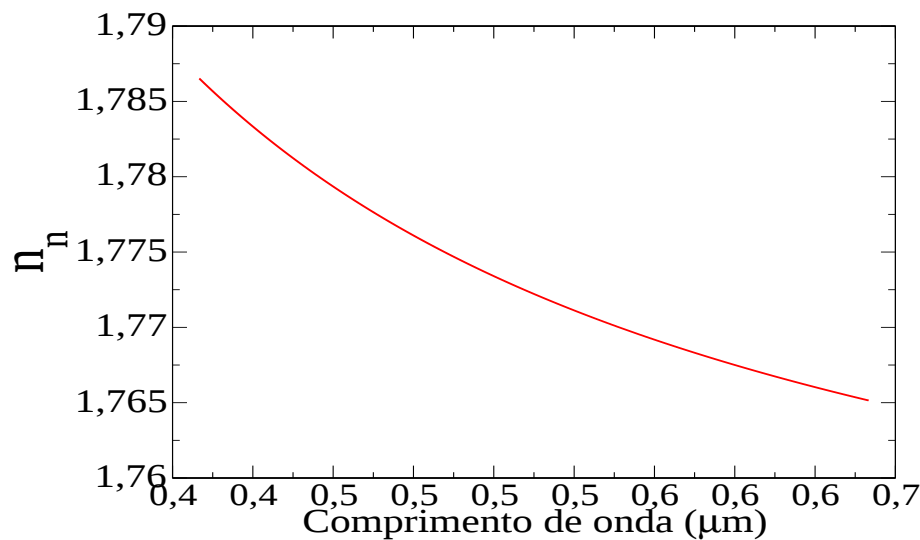
onde n é o índice de refração óptico no comprimento de onda λ , $B_1 - B_3$ e $C_1 - C_3$, são as constantes determinadas por processos matemáticos de ajuste da curva a dados experimentais, (CAI, 2008).

No presente trabalho, foi utilizado como base a aproximação feita por Cai em sua tese, para determinação dos coeficientes B_i 's e C_i 's da equação de Sellmeier, 3.1, por meio de um ajuste de curva executado por uma plataforma gráfica comercial, foram obtidas as constantes mostradas na tabela 3.1 e a curva de dispersão mostrada no gráfico 3.1 a relação existente entre o índice de refração do núcleo n_n e o comprimento de onda λ .

Tabela 3.1: Coeficientes de Sellmeier para o PDMS

B_1	1.431349e+0
B_2	6.50547e-1
B_3	5.341402e+0
C_1	7.266310e-2
C_2	1.193242e-1
C_3	1.802800e+1

Figura 3.1: Curva de Sellmeier para o núcleo PDMS.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Essa abordagem foi necessária antes do desenvolvimento estrutural do dispositivo, pois com ela é possível avaliar o quanto de precisão o dispositivo oferecerá, tendo em vista essas variações do índice de refração a medida que são usados comprimentos de ondas diferentes. Desta curva, foram extraídos os respectivos valores para o índice de refração

do núcleo n_n dos comprimentos de onda λ que serão usados nas simulações seguintes são eles: $480nm$, $530nm$ e $630nm$, mostrados na tabela 3.2. É sabido que dependendo da diferença de índice de refração do núcleo e do revestimento n_r , $\Delta n = n_n - n_r$, pode haver acoplamento ou não, uma vez que uma maior diferença contribui para o confinamento da amplitude do campo, dessa forma, foram listados alguns valores que são encontrados na prática, os mais relevantes mostrados também na tabela 3.2, referentes aos extremos, 0.001 e 0.01, e o ponto médio da análise 0.005.

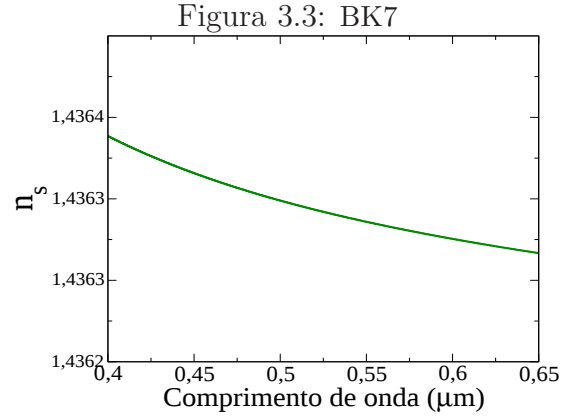
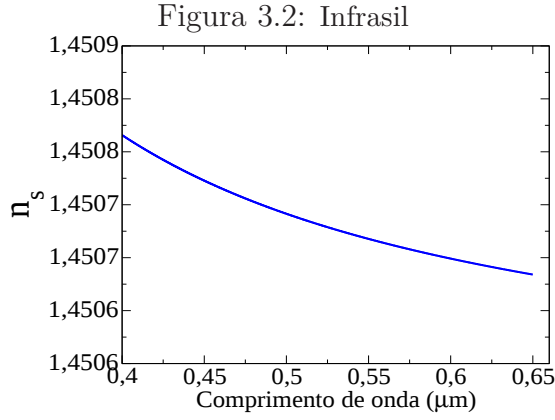
Tabela 3.2: Variação do índice de refração n_n e n_r com o comprimento de onda λ .

λ [nm]	Δn	n_n	n_r
480	0.001	1.776	1.775
	0.005	1.776	1.771
	0.01	1.776	1.766
530	0.001	1.771	1.770
	0.005	1.771	1.766
	0.01	1.771	1.761
630	0.001	1.766	1.765
	0.005	1.766	1.761
	0.01	1.766	1.756

Até agora foi relatada a importância da determinação do índice de refração do núcleo e do revestimento, porém o substrato o qual será depositado a estrutura núcleo-revestimento, é de extrema relevância para o complemento do dispositivo, tendo em vista que será a base do mesmo. Da literatura específica do fabricante levantamos a curva de dispersão do material utilizado como substrato. São dois tipos escolhidos: Infrasil e o vidro BK7. Podendo ambos serem usados, mas nos seguintes resultados optamos pelo Infrasil. A mesma análise anterior da equação de Sellmeier foi aplicada para essas matérias e encontrados seus coeficientes mostrados na tabela 3.3 e suas respectivas curvas que são ilustradas nos gráficos 3.2 e 3.3.

Tabela 3.3: Coeficientes de Sellmeier para o Infrasil e para o BK7

	Infrasil	BK7
B_1	4.765207e-1	1.039612e+0
B_2	6.277864e-1	2.317923e-2
B_3	8.722744e-1	1.010469e+0
C_1	2.848881e-3	6.000699e-3
C_2	1.183691e-2	2.001791e-2
C_3	9.568560e+1	1.035607e+2



E da mesma forma extraídos os respectivos valores para o índice de refração do substrato n_s para os comprimentos de onda relevantes na análise proposta nesta dissertação, que estão escritos na tabela 3.4. As próximas seções serão dedicadas as etapas antes mencionadas para a elaboração do dispositivo.

Tabela 3.4: Índices de refração do núcleo do Infrasil e do BK7

λ [nm]	n_s do Infrasil	n_s do BK7
480	1.450752	1.436305
530	1.450726	1.436290
630	1.450689	1.436269

3.2 ACOPLADOR DIRECIONAL INICIAL

A quantidade de parâmetros geométricos e/ou ópticos relativa ao tipo de material utilizado no desenvolvimento de um dispositivo fotônico é grande. Estes parâmetros são responsáveis, por exemplo, pelo fator de acoplamento do modo guiado neste dispositivo. No caso específico dos acopladores direcionais, o fator de acoplamento é decisivo. Tomando como valor em primeira aproximação para determinação desta constante inicial a teoria de Marcuse (MARCUSE, 1974).

$$k_c = \frac{k_x^2 \gamma_x e^{-\gamma_x s_i}}{\beta d (k_x^2 + \gamma_x^2)} \quad (3.2)$$

onde k_x e k_y são as constantes de acoplamento nas direções x e y , respectivamente, dadas pelas raízes das equações transcendentais do modelo definido por Marcatili (OKAMOTO, 2006) conforme mostrado no capítulo 1, equação 1.34. A dimensão transversal do guia na direção x é dado por d , e a separação entre os guias dos acopladores é dada por s_i , a constante do campo evanescente na direção x é definida por $\gamma = \sqrt{k^2(n_n^2 - n_r^2) - k_x^2}$ que depende do índice de refração do núcleo (n_n), do índice de refração do cladding (n_r) e do vetor de onda do campo incidente $k = 2\pi/\lambda$. A constante de propagação na direção z é definida por $\beta = \sqrt{k^2 n_n^2 - (k_x^2 - k_y^2)}$. Este modelo permite também estimar o comprimento de interação para a completa troca de energia entre os guias, definida por $L_c = \pi/2k_c$.

A análise iniciará com três guias de onda denominados superior, central e inferior, porém a análise mais importante será feita na saída dos guias, respectivamente, S1, S2 e S3, seus parâmetros estão mostrados na tabela 3.5. A escolha dos parâmetros de simulação é de grande importância para a propagação do campo óptico, uma vez que a própria estrutura define a função do guia, dessa forma um cuidado deve ser tomado para fazer uma escolha satisfatória.

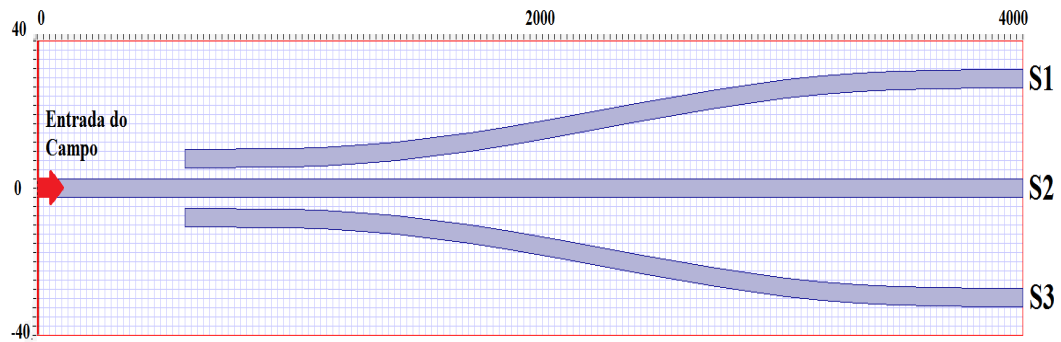
Tabela 3.5: Dados do acoplador MMI

Parâmetro	Valor de referência
Comprimento da camada	$4mm$
Largura da camada	$80\mu m$
Espessura da camada do revestimento	$40\mu m$
Espessura da camada do substrato	$15\mu m$
Comprimento do guia superior G_s	$3.4mm$
Comprimento do guia central G_c	$4mm$
Comprimento do guia inferior G_i	$3.4mm$
Largura dos três guias	$5\mu m$
Espessura dos três guias	$5\mu m$
Núcleo	1.776
Revestimento	1.775
Substrato	1.450752
Comprimento de onda λ	$480nm$

Com os parâmetros da tabela 3.5 a estrutura gerada mostrada na imagem 3.4 é de um acoplador direcional que possibilita a transferência da radiação entre guias de ondas vizinhos por meio do campo evanescente. Inicialmente definimos um guia de onda com características geométricas (dimensões) e ópticas (diferença de índices de refração entre núcleo e revestimento) que permita tal interação. Os guias superior e inferior são de um formato que obedecem a lei senoidal e o guia central é linear. A função aqui estabelecida para um acoplador com esse desenho é a divisão do feixe de luz branca acoplado no

guia central e acoplá-los as dois guias adjacentes, superior e inferior. Dessa maneira, é necessário encontrar uma configuração que preferencialmente obtenha os comprimentos de ondas separados em cada guia. A escolha do guia central 5×5 visa otimizar o acoplamento com fibra ótica da entrada de luz branca para o bombeamento.

Figura 3.4: Estrutura do acoplador direcional inicial: a área lisa em lilás corresponde à região do núcleo dos três guias e a área rachurada corresponde a região do revestimento. As siglas S1, S2 e S3 são respectivamente as saídas 1, 2 e 3 dos guias.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Primeiramente foi realizado um estudo para uma faixa de comprimentos de onda, de $400nm$ a $650nm$ [μm], e sua relação com o índice de refração para uma variação do Δn de 0.01 a 0.001 para o índice do revestimento. Para os índices correspondentes ao comprimento de onda de $480nm$ ilustrados na tabela 3.2, os resultados dos cálculos para a determinação dos comprimentos de interação estão mostrados na tabela 3.6 com os acréscimos referentes à variação. Para este cálculo foi adotada a separação entre os guias $1.7\mu m$.

Como método de simulação, foi usado o software OptiBPM, que permitiu acompanhar diversas variáveis relevantes durante o processo de propagação. Foi utilizado como campo incidente no modo fundamental, ou seja $p = q = 1$, normalizado segundo modelo do Marcatili (OKAMOTO, 2006), acoplado no guia de onda central. Foi utilizada a simulação 2D devido a limitação computacional. Embora o programa permita outras configurações, tais como: 3D, escalar, semi-vetorial e vetorial. Mas todas elas exigem capacidade computacional acima de nossa disponibilidade.

Um Variação dos parâmetros de precisão do programa OptiBPM foi feita para um melhor ajuste nos resultados. Inicialmente mantendo os passos de propagação em $1.55\mu m$, foi realizada a variação para o número de pontos por micrometro ($pts/\mu m$). A análise permitiu observar que a variação dos pontos não influencia muito na amplitude do

Tabela 3.6: Variação do Δn

Δn	n_n	n_c	$k_c [m^{-1}]$	$L_c [mm]$
0.001	1.776	1.775	1722.879	0.912
0.002	1.776	1.774	1204.936	1.304
0.003	1.776	1.773	890.943	1.763
0.004	1.776	1.772	688.136	2.283
0.005	1.776	1.771	548.309	2.865
0.006	1.776	1.770	447.124	3.513
0.007	1.776	1.769	371.200	4.232
0.008	1.776	1.768	312.611	5.025
0.009	1.776	1.767	266.378	5.897
0.010	1.776	1.766	229.226	6.853

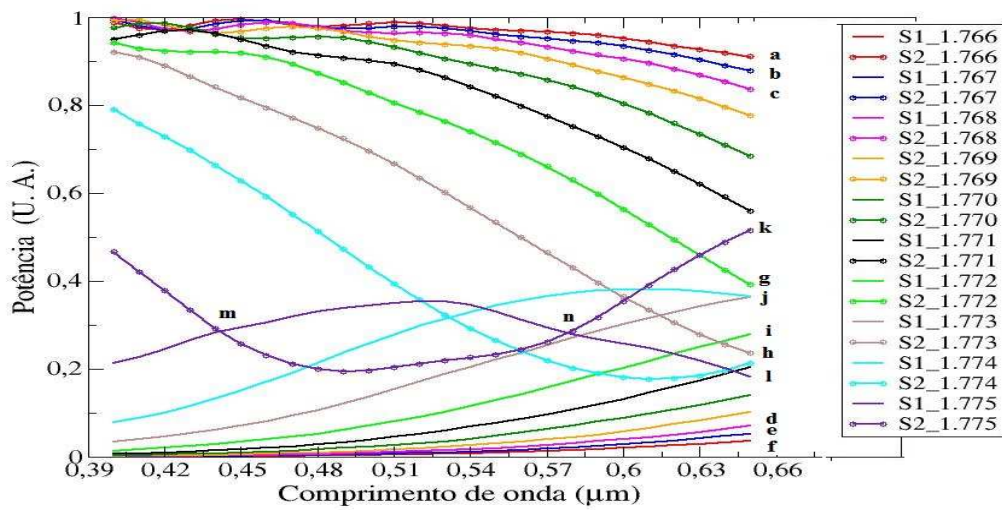
campo de saída ficando aproximadamente constante a partir de $15.61pts/\mu m$. Em segunda análise o número de pontos foi mantido constante, os passos de propagação foram variados de 0.1 a 2.5, com intervalos de 0.1 e com um valor diferenciado referente à 1.55, pois o mesmo era valor de referência do software OptiBPM. Foi visualizada uma considerável variação da amplitude de saída, esse fato é decorrente da aproximação paraxial feita onde é mencionado um limite no tamanho do passo de propagação, melhor explicada na seção 2.2.2 desta dissertação. Dessa forma, o valor mais satisfatório foi de 1.55 passos de propagação. Então a partir de agora as análises envolvendo a simulação OptiBPM obedecerão esses parâmetros de precisão.

Com base nos parâmetros estabelecidos na tabela 3.5 e 3.6 a simulação foi realizada para cada um dos valores de Δn . Ao final da simulação, foi obtido como resultado de análise imediata a potência do campo na saída do guia para os respectivos comprimentos de onda em função de cada valor de Δn , permitindo assim avaliar de forma geral o comportamento dos mesmos para uma possível comparação por meio da visualização no gráfico 3.5.

Cada ponto no gráfico 3.5 corresponde à saída da potência do campo para um respectivo comprimento de onda. Cada cor presente nos pares de curvas representa um valor de Δn . Acompanhando as curvas para Δn grande, mostrada principalmente nas curvas vermelha, azul escura e rosa pontilhadas (a, b, c), é verificada a potência do campo elevada na saída apenas no guia de onda central, S2 e as curvas em linha representam a potência do campo quase nula nas saídas superior, S1, e inferior, S3, (d, e, f). É perceptível ainda que a medida que o comprimento de onda aumenta a amplitude do campo diminui em S2,

o que favorece o acoplamento. Fazendo o acompanhamento agora para as curvas com Δn pequeno, curvas verde e marrom, (g, h), é encontrada uma distribuição da potência para os três guias não homogênia, o guia central continua ainda com a porcentagem maior e a medida que o comprimento de onda aumenta, a potência em S2 continua diminuindo e em S1 e S3 aumentando.

Figura 3.5: Potência de saída do campo eletromagnético (P) em função do comprimento de onda λ : cada cor presente nos pares de curvas representa um valor de Δn . As curvas pontilhadas representam a saída central S2, e as demais curvas representam as saídas superior S1 e inferior S2 que são simétricas.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

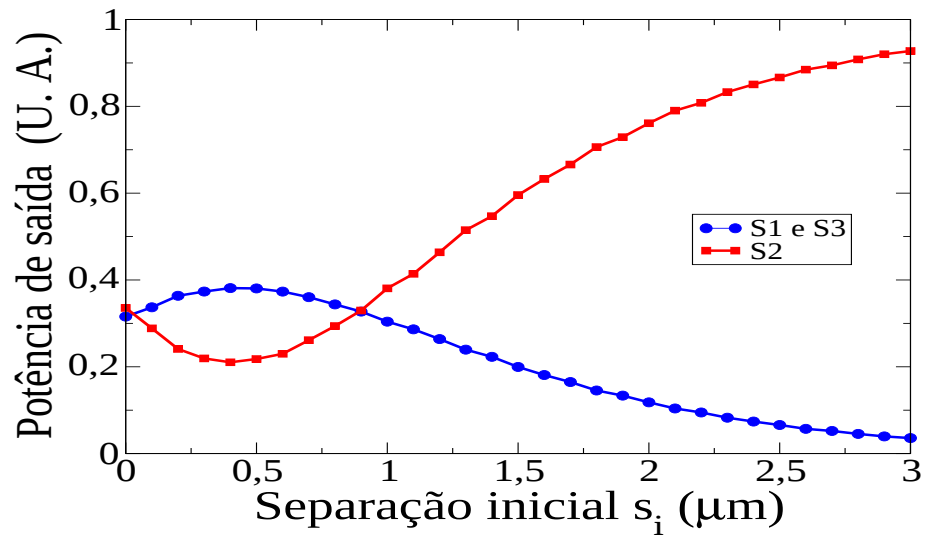
Um comportamento interessante é visto para $\Delta n = 0.001$, curva lilás (k, l). Para o comprimento de onda de $650nm$, por exemplo, o acoplamento permitiu que menos de $\sim 20\%$ da potência fosse acoplada em cada um dos guias superior e inferior, permanecendo $\sim 50\%$ no guia central. Enquanto que avaliando a mesma diferença de índice de refração para $\lambda = 400nm$, os resultados encontrados foram que mais de $\sim 20\%$ para o primeiro e $\sim 46\%$ para os segundo. Porém essa análise dos extremos da curva não pode ser aplicada ao restante da mesma, pois como pode ser evidenciado no gráfico 3.5 a curva diminui e aumenta suavemente para o guia central e aumenta e diminui suavemente para os guias de ondas superior e inferior, e ainda possuem dois pontos de intersecção, (m, n), que correspondem ao ponto onde as potências são iguais para os três guias. Foi verificada e ressaltada a contribuição do confinamento para Δn pequeno.

Fazendo a mesma variação do Δn para os respectivos índices de refração de $530nm$ e $630nm$ os resultados foram semelhantes o que indica que as alterações no comportamento ao usá-los não causarão problemas no dispositivo almejado. Baseado nesses cálculos preli-

minares, nas análises posteriores os parâmetros que serão usados seguem a variação do Δn ⁶⁴ feita para o comprimento de onda de $480nm$, e como o objetivo é que haja acoplamento então o melhor valor para o Δn é de 0.001.

O campo é bombeado para dentro do guia linear central, G_c , o qual inicialmente apresenta uma amplitude significativa, quando entra em contato com a região inicial dos guias em formato obedecendo a lei senoidal, na parte superior, G_s , e inferior ao guia, G_i , sua amplitude é dividida para os três guias. Essa divisão não é homogênea, principalmente se a separação dos guias não favorece o acoplamento, se os guias G_s e G_i não estiverem simétricos em relação ao guia G_c e ainda pela dificuldade presente nesse tipo de acoplador devido as perdas para curvas acentuadas. Considerando que os guias superior e inferior estejam simétricos ao guia central, a preocupação agora é encontrar a melhor distância de separação dos guias no início do contato, s_i , de modo que, a distribuição do campo nos três guias seja quase equivalente, a distância de separação final s_f , é mantida fixa com valor de $24,7\mu m$, sendo assim a acentuação da curva será medida apenas pela separação inicial s_i . Dessa maneira, a simulação foi realizada uma variação desta distância de $0-3\mu m$ como mostrada no gráfico 3.6,

Figura 3.6: Potência de saída do campo eletromagnético por meio da separação inicial s_i dos guias. A curva azul representa a saída central do guia, S2, enquanto que a curva vermelha representa as saídas superior e inferior, S1 e S3, que são simétricas.

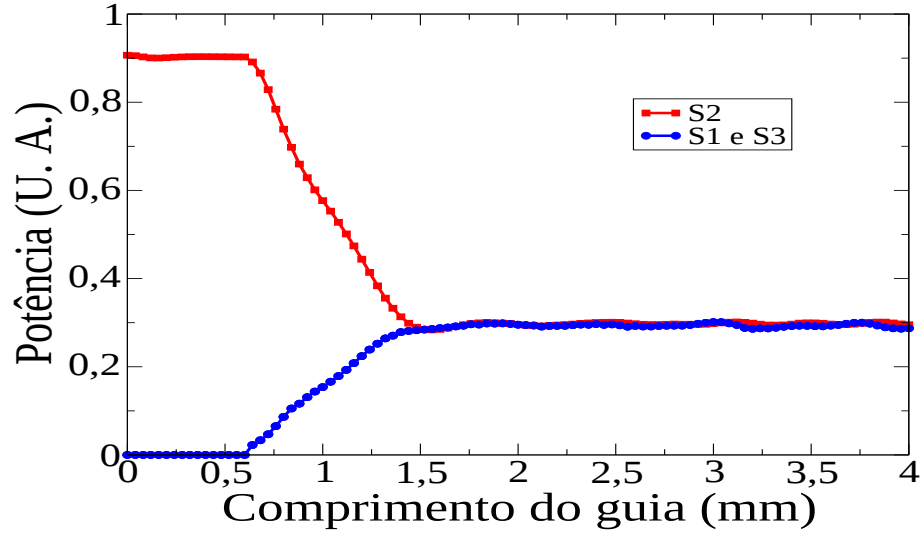


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Com a análise gráfica foi encontrado que o valor em que as curvas possuem potências equivalentes para s_i é de $0,9\mu m$, correspondente ao segundo ponto de intersecção das duas curvas, onde a curva vermelha, corresponde ao guia central G_c e a curva azul são os guias inferior G_i e superior G_s . Esse resultado pode ser melhor avaliado pelo gráfico de

acompanhamento da potência ao longo da propagação, figura 3.7.

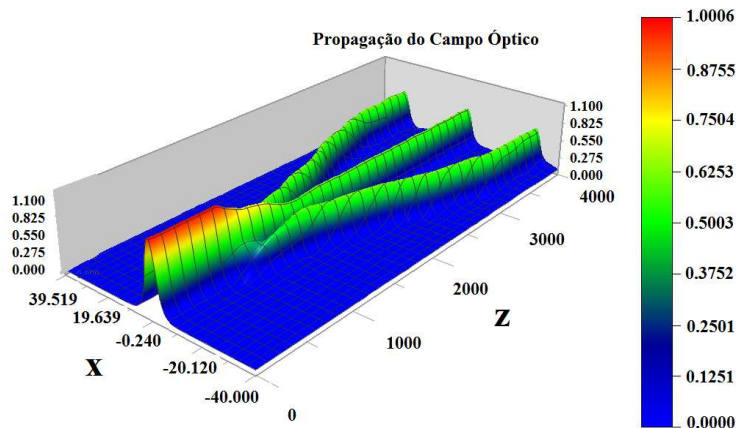
Figura 3.7: Potência ao longo da propagação para a separação inicial $s_i = 0.9\mu m$. A curva vermelha representa o guia central G_c enquanto que a curva azul representa os guias superior e inferior, G_s e G_i .



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

A figura 3.8 mostra a evolução espacial do campo eletromagnético através do acoplador direcional onde fica evidenciada a divisão da amplitude do campo incidente entre os três guias de ondas.

Figura 3.8: Amplitude ao longo da propagação do campo óptico em função da largura do guia, variável x , e em função do comprimento do guia, variável z . As cores representam a escala de valores da amplitude, onde vermelho é o máximo valor de amplitude e o azul é o mínimo valor de amplitude.

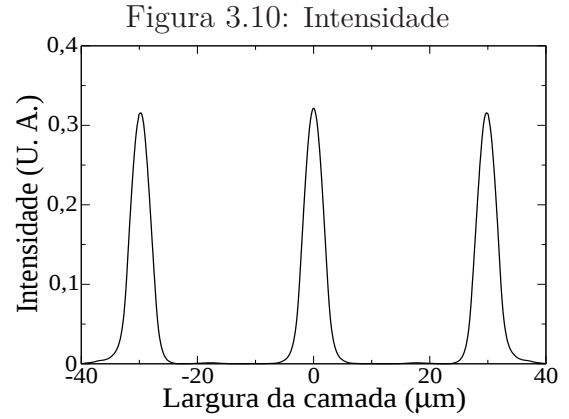
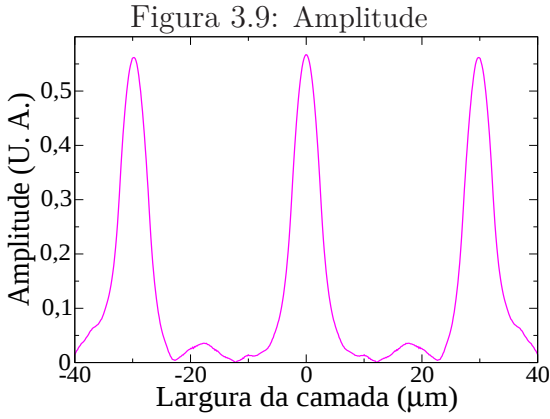


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

A amplitude e a intensidade de saída para o campo eletromagnético nos três guias

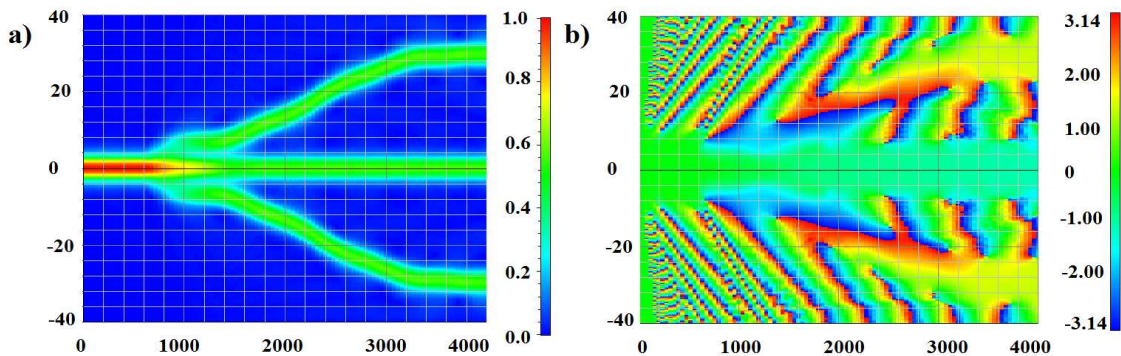
que formam o acoplador direcional são mostradas nas figuras 3.9 e 3.10.

Amplitude e Intensidade do campo eletromagnético nas saídas do acoplador em função da largura da camada.



A amplitude e a fase do campo eletromagnético ao longo da propagação é mostrada na figura 3.11. É observado ao longo da propagação a mudança na fase, uma vez que, o campo penetra no guia como uma onda plana varrendo todas as regiões núcleo e revestimento. Como o índice de refração é diferente para essas regiões ocorre uma defasagem ao final da propagação. No guia de onda central a fase permanece pouco alterada, enquanto que nos guias superior e inferior observamos uma maior variação, resultado este proveniente da curvatura dos guias.

Figura 3.11: a) Amplitude e b) Fase do campo eletromagnético ao longo da propagação para o acoplador direcional.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Ciente do acoplamento de três dispositivos de interferência multimodo MMI nas três saídas dos guias já analisados, foi necessário aumentar a distância de separação final dos guias em formato de seno em relação ao guia central, s_f . Através da variação de $24,7\mu m$

à $64.7\mu m$ com a mesma estrutura houve uma perda significativa na amplitude do campo conforme a distância de separação s_f aumentava. A fim de resolver o problema a primeira ideia foi aumentar o comprimento dos guias, porém nenhum sucesso foi alcançado. A segunda ideia consistiu na junção de outro guia em formato obedecendo a lei senoidal nos guias superior e inferior, seguindo uma nova etapa do dispositivo.

3.3 ACOPLADOR DIRECIONAL SECUNDÁRIO

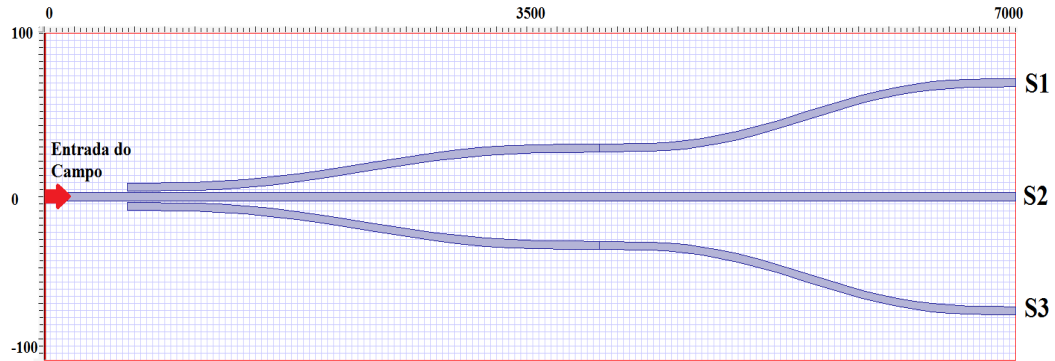
Em virtude da necessidade de uma maior separação dos guias superior e inferior na saída e que esta não trouxesse tantas perdas no valor da amplitude do campo, um segundo acoplador em formato seguindo a lei senoidal foi preciso, tendo em vista sua qualidade de curvatura para a separação final já vista no acoplador inicial. O acoplador secundário consiste na junção de três guias ao já formado acoplador inicial, contendo cada um deles $3mm$ de comprimento. Ou seja, o guia central agora tem um comprimento de $7mm$ e os guias superior e inferior têm $6,4mm$, os demais parâmetros continuam os mesmos mostrados na tabela 3.7.

Tabela 3.7: Dados do acoplador MMI

Parâmetro	Valor de referência
Comprimento da camada	$7mm$
Largura da camada	$200\mu m$
Espessura da camada do revestimento	$40\mu m$
Espessura da camada do substrato	$15\mu m$
Comprimento do 1º guia	$6.4mm$
Comprimento do 2º guia	$7mm$
Comprimento do 3º guia	$6.4mm$
Largura do 1º, 2º e 3º guia	$5\mu m$
Espessura do 1º, 2º e 3º guia	$5\mu m$
Núcleo	1.776
Revestimento	1.775
Substrato	1.450752
Comprimento de onda λ	$480nm$

A principal diferença deste acoplador para o anterior está no afastamento entre os guias a_g superior e inferior, pois agora ao invés de duas, s_i e s_f , foi introduzida uma terceira distância de separação final a_g , presente nas saídas dos guias. Com uma facilidade maior de afastamento entre os guias agora por meio do acoplador secundário mostrado na figura 3.12, é preciso ainda estudar o quanto de separação é suficiente para que a amplitude do campo advinda do acoplador inicial seja máxima para os três guias, isto é, sem perdas consideráveis.

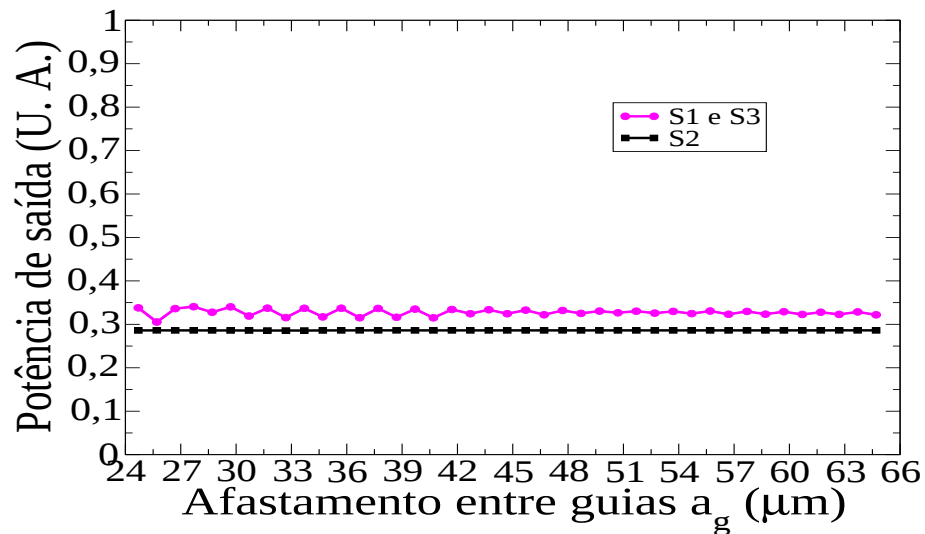
Figura 3.12: Estrutura do acoplador direcional secundário. As siglas S1, S2 e S3, correspondem, repectivamente, às saídas dos guias 1, 2 e 3.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

A variação foi realizada para o afastamento entre os guias, a_g , de $24.7\mu m$ a $64.7\mu m$. Antecipando o valor da largura dos acopladores MMI que serão anexados mais adiante, é satisfatória uma separação acima de $56\mu m$, para que cada acoplador MMI tenha uma separação um do outro de no mínimo $5.5\mu m$, para uma largura de $48\mu m$ cada um, permitindo assim que novos acoplamentos por estes não sejam desenvolvidos. Para avaliar o comportamento da variação de a_g foram obtidos os resultados referentes a potência do campo na saída, conforme visualizado no gráfico 3.13.

Figura 3.13: Potência de saída do campo eletromagnético em função da afastamento entre guias a_g . A curva rosa refere-se às saídas superior S1 e inferior S3, enquanto que a curva preta refere-se ao guia central S3.

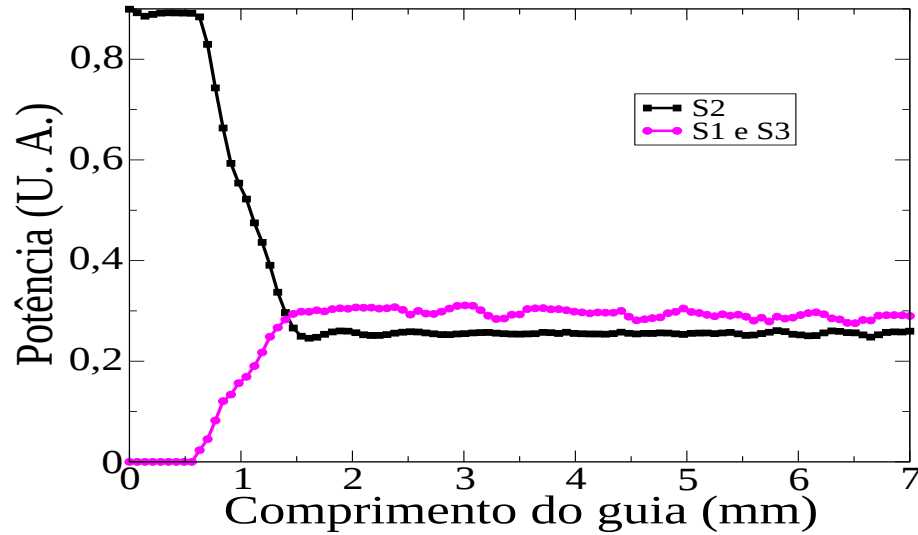


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Deste resultado, alguns picos e vales são vistos na curva rosa conforme os guias

superior e inferior se suavizam, assim tendo em vista a restrição anterior, o melhor valor encontrado da potência de saída do campo entre $56\mu\text{m}$ e $64.7\mu\text{m}$ foi de 55.7. O acompanhamento da curva da potência ao longo da propagação está mostrada no gráfico 3.14.

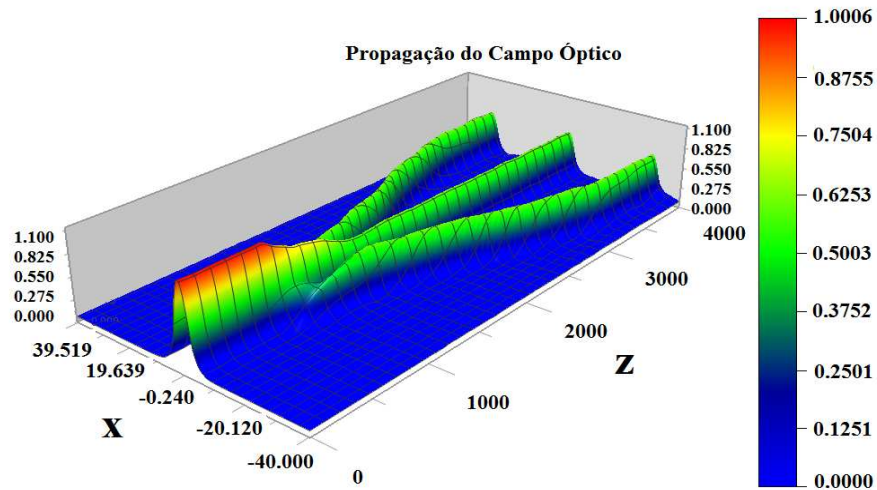
Figura 3.14: Potência ao longo da propagação em função de a_g . A curva rosa refere-se às saídas superior S1 e inferior S3, enquanto que a curva preta refere-se ao guia central S2.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Apesar do aumento considerável no tamanho do acoplador não foram encontrados muitas perdas pela propagação, resultado avaliado pelas amplitudes, intensidades e fases durante a propagação e na saída do guia, mostrados a seguir.

Figura 3.15: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Amplitude e Intensidade do campo eletromagnético nas saídas do acoplador em função⁷⁰ da largura da camada.

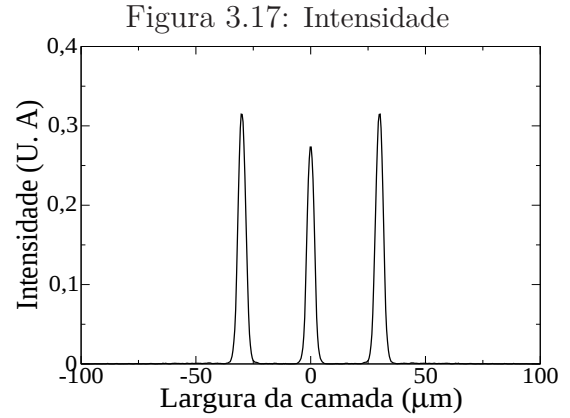
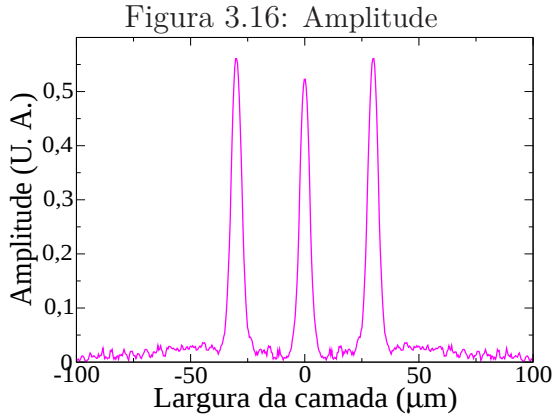
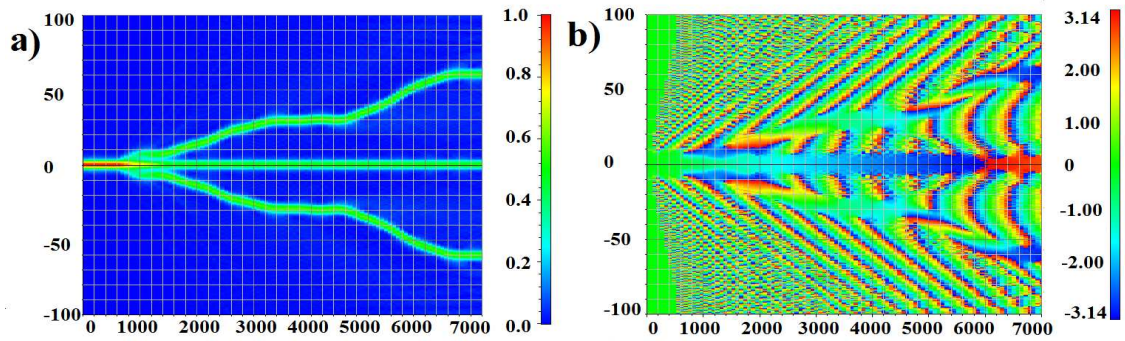


Figura 3.18: a) Amplitude e b) Fase do campo eletromagnético ao longo da propagação para o acoplador direcional secundário.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

3.4 ACOPLADOR DE INTERFERÊNCIA MULTIMODO (MMI)

O acoplador de interferência multimodo MMI é um dispositivo importante no estudo de propagação em guias de onda ópticos, dessa forma com fundamentação na literatura proposta na seção 2.2, foi feita a reprodução dos resultados para um acoplador MMI por meio da simulação com o programa OptiBPM. Os dados sugeridos na seção estão apresentados na tabela 3.8.

A simulação foi realizada em duas dimensões, visto que, a estrutura desenvolvida tem sua exploração verificada de forma eficiente com o método de índice efetivo descrito na seção 1.4. O que proporciona à simulação um tempo computacional menor em virtude da redução de cálculos que seriam realizados pelo programa em três dimensões.

Tabela 3.8: Dados do acoplador MMI.

Parâmetro	Valor de referência
Comprimento da camada	28,99mm
Largura da camada	300 μm
Espessura da camada	7 μm
Comprimento do 1º guia (L_i)	1,500mm
Comprimento do 2º guia (L)	25,99mm
Comprimento do 3º guia (L_f)	1,5mm
Largura do guia 2º (W)	150 μm
Largura do 1º e do 3º guia (W)	7 μm
Espessura do 1º guia ($2d$)	6 μm
Núcleo	1.5
Revestimento	1.49
Substrato	1.49
Comprimento de onda λ	1550nm

Os resultados encontrados para a simulação realizada estão de acordo com o previsto na literatura com a estrutura mostrada na figura 3.19 e o modo de entrada reproduzido na saída do guia com o eixo y representando a largura do guia e o eixo x o comprimento, figura 3.20. Nesta, a escala de cores refere-se a intensidade com que a amplitude do campo eletromagnético penetra na região do guia, com seu valor máximo na entrada representado pela cor vermelha e os valores intermediários ao longo da propagação.

Figura 3.19: Estrutura do Acoplador de Interferência Multimodo MMI. A região em lilás corresponde ao núcleo do guia e a região rachurada ao revestimento.

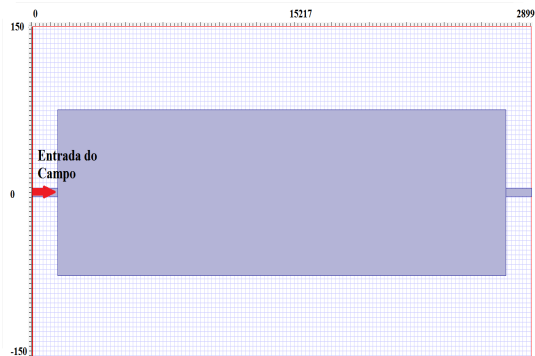
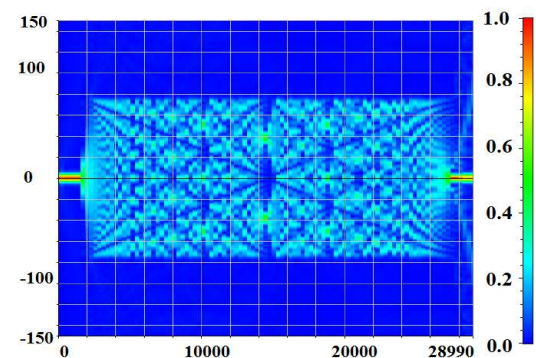


Figura 3.20: Amplitude do campo óptico ao longo da propagação. Cada ponto luminoso na região do MMI representa um modo.

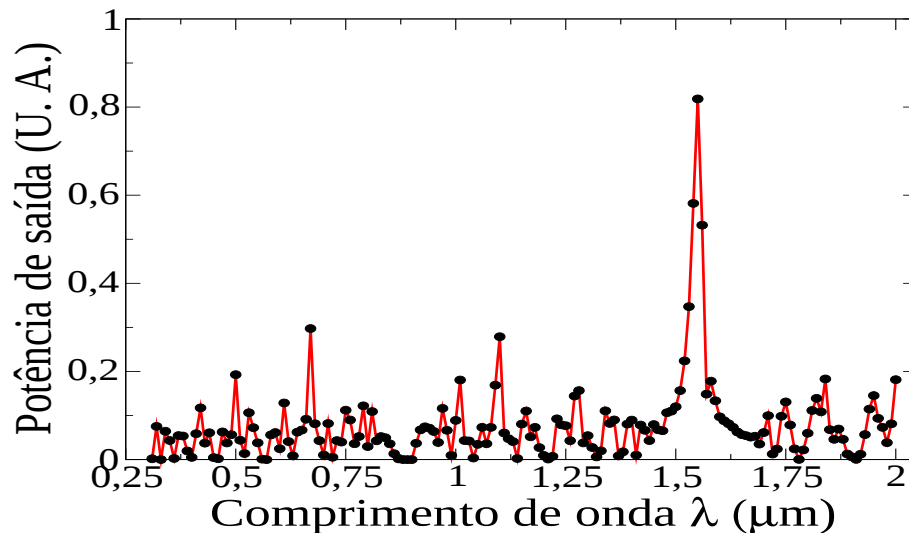


Com o objetivo de estudar melhor o comportamento do acoplador de interferência multimodo (MMI), variamos alguns parâmetros estruturais mostrados a seguir.

3.4.1 VARIAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA DO GUIA

O comportamento da amplitude do acoplador MMI conforme há variação do comprimento de onda λ de $0.3\mu m$ à $2.0\mu m$, foi observado no gráfico 3.21. Neste, os picos correspondem à intensidade com que a amplitude do campo percorre o centro do guia de maneira que haja a visualização de alguns picos maiores ou menores de acordo com a formação dos padrões de interferência. Como já era esperado há um pico em $\lambda = 1.55\mu m$ que corresponde à aproximadamente 82% do valor da amplitude inicial, os demais picos não passam de 30% deste mesmo valor visualizado no gráfico seguinte.

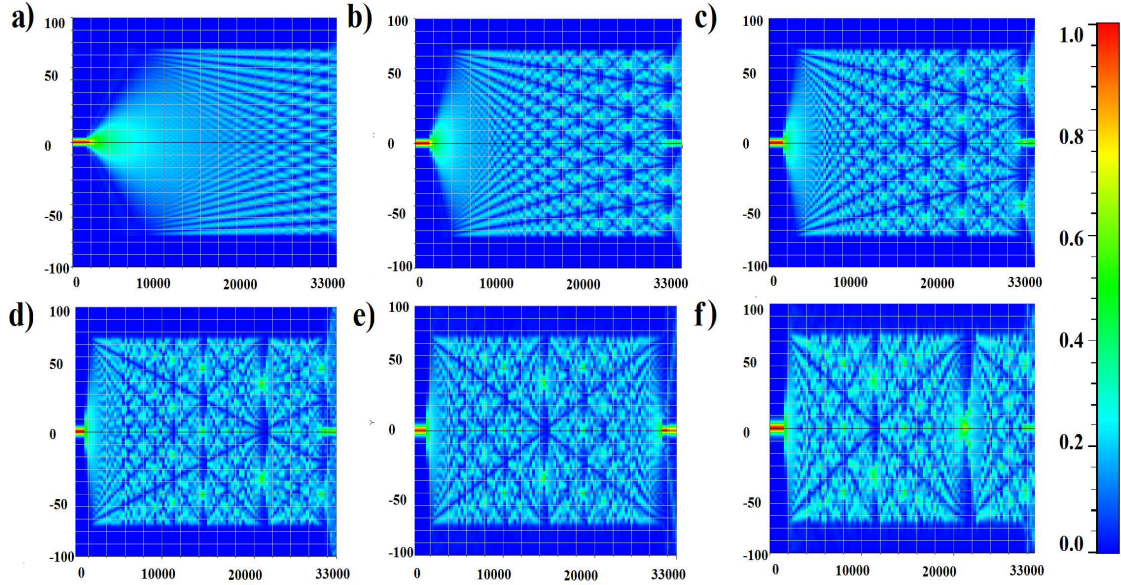
Figura 3.21: Potência do campo eletromagnético em função do comprimento de onda (λ).



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

A formação do modo na saída está ilustrada na figura 3.22 para alguns comprimentos de onda específicos. É observado que quanto maior o comprimento de onda mais modos intensos são perceptíveis na região do MMI. Conforme o comprimento de onda aumenta vários padrões de interferência são formados. A partir de $\lambda = 1.55\mu m$ há uma repetição dos padrões, ou seja, a mesma imagem é formada ao longo da propagação. Existe ainda uma perda na intensidade do campo óptico propagado, visto que, há uma redistribuição da intensidade do campo para comportar uma maior quantidade de modos, além das perdas consideradas normais devido às radiações que convergem para o revestimento.

Figura 3.22: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para a) $\lambda = 0.3\mu m$, b) $\lambda = 0.5\mu m$, c) $\lambda = 0.6\mu m$, d) $\lambda = 1.1\mu m$, e) $\lambda = 1.55\mu m$ e f) $\lambda = 2.0\mu m$.

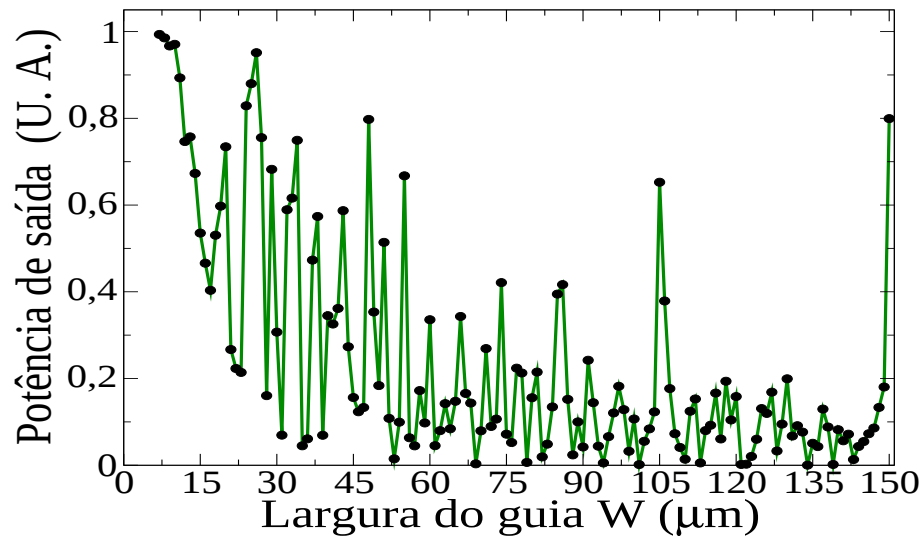


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

3.4.2 VARIAÇÃO DA LARGURA W_{MMI} DO GUIA

O comportamento da Potência de saída do campo quando a largura W_{MMI} é variada foi estabelecida no gráfico 3.23, mantendo o tamanho do conjunto de guias de $L = 29.990\mu m$ e o comprimento de onda do guia de $1.55\mu m$.

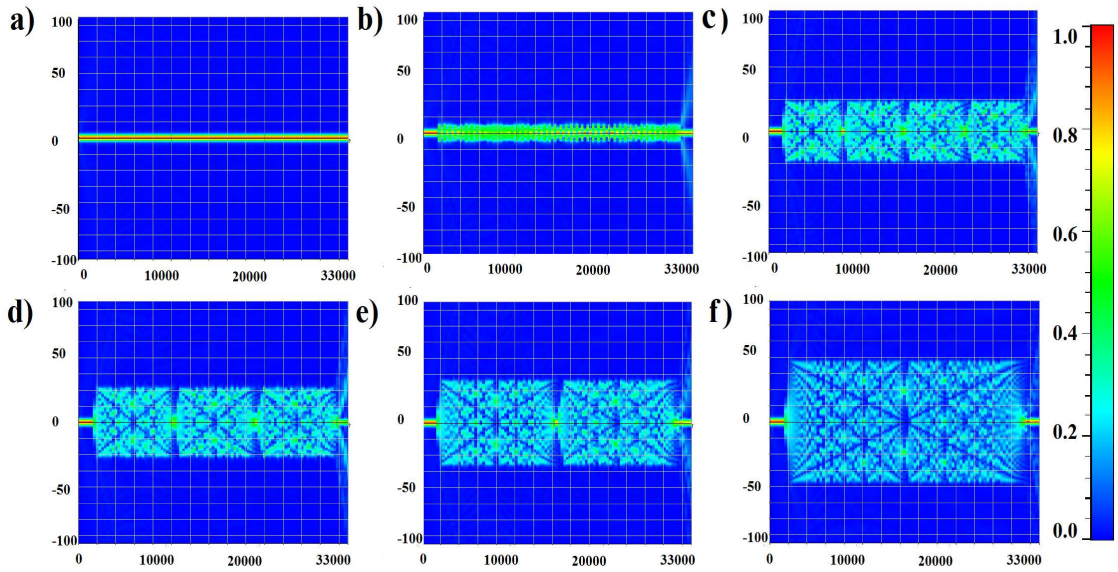
Figura 3.23: Potência do campo eletromagnético em função da largura do guia W_{MMI}



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Os picos presentes na figura 3.23 identificam quando o campo sai pelo centro do guia. No gráfico está plotada a Potência de saída do campo com relação a largura W_{MMI} , de $7\mu m$ a $150\mu m$. É possível ainda visualizar nas imagens da figura 3.26, alguns padrões de interferência importantes no tocante a contagem de modos centrais.

Figura 3.24: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para a) $W_{MMI} = 7\mu m$, b) $W_{MMI} = 20\mu m$, c) $W_{MMI} = 74\mu m$, d) $W_{MMI} = 86\mu m$, e) $W_{MMI} = 105\mu m$ e f) $W_{MMI} = 150\mu m$.



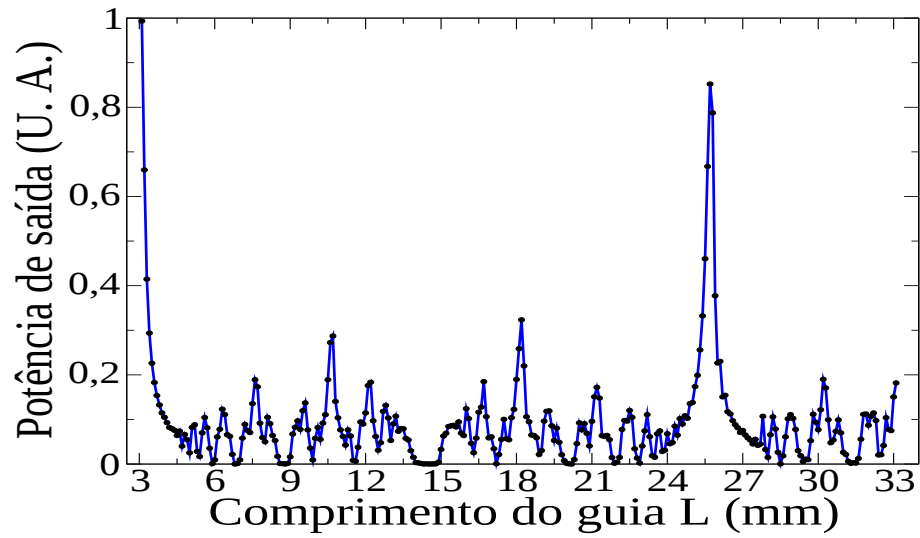
Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Considerando os pontos de maior amplitude no gráfico 3.23, fazendo uma contagem decrescente da largura em 150, 105, 86 e 74, correspondem a formação central de 2, 3, 4 e 5 modos, que detém a maior valor da amplitude melhor visualizado na imagem 3.24, é esperado que ao diminuir a largura W os pontos centrais continuem aumentando até a formação de um único modo, que ocorre quando o guia é plano linear.

3.4.3 VARIAÇÃO DO COMPRIMENTO L_{MMI} DO GUIA

O estudo seguinte mantém a largura de $W_{MMI} = 150\mu m$ e faz uma variação do comprimento do guia L_{MMI} como mostrado no gráfico 3.25.

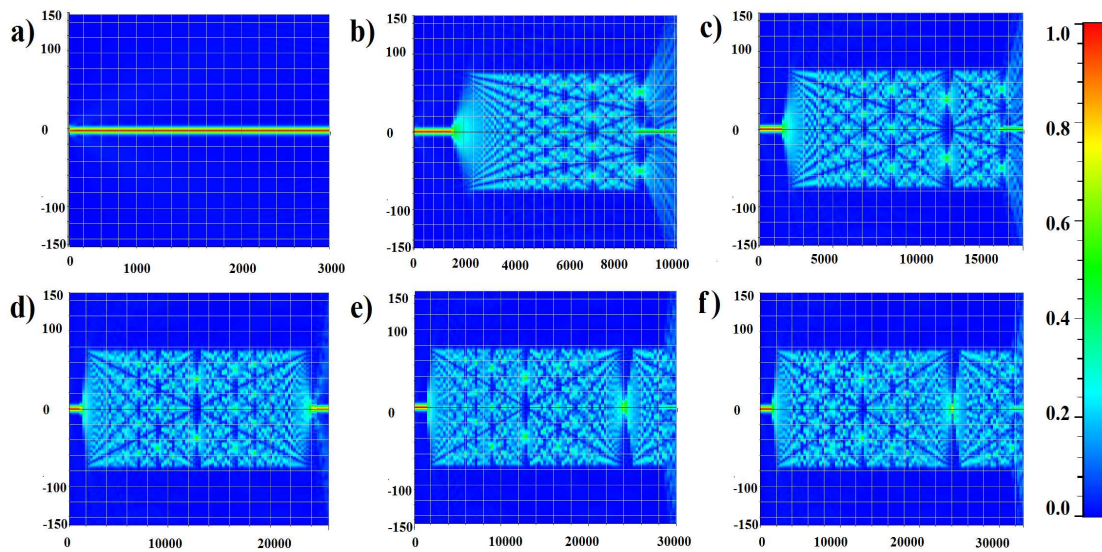
Figura 3.25: Potência do campo eletromagnético em função do comprimento do guia L_{MMI} .



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Mais uma vez está plotada a Potência de saída do campo só que agora com relação ao comprimento L de $3mm$ até $33mm$. Novamente os picos evidenciam a saída central do guia. E foram escolhidos alguns pontos do gráfico e mostrados na figura 3.26 para a visualização melhor da propagação da amplitude do campo eletromagnético.

Figura 3.26: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para a) $L_{MMI} = 3mm$, b) $L_{MMI} = 10.5mm$, c) $L_{MMI} = 18mm$, d) $L_{MMI} = 2.57mm$, e) $L_{MMI} = 30mm$ e f) $L_{MMI} = 33mm$.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Na figura 3.26, com a análise da propagação é notável que o aumento do comprimento do guia influencia no aumento de picos na região do MMI e a partir do comprimento $L = 25.7mm$ que forma um único modo na saída, os números de modos começam a se repetir. Por meio da variação do comprimento do guia L_{MMI} , foi possível encontrar uma melhor imagem para a reprodução do modo do campo eletromagnético de entrada, vista para o comprimento de $25.7mm\mu m$ na figura 3.26.

3.5 ACOPLADOR DE INTERFERÊNCIA MULTIMODO MMI COM PDMS

Uma vez encontrada uma distância satisfatória de separação dos guias na saída e ainda estudado o comportamento do acoplador de interferência multimodo arbitrário. Na terceira etapa de construção do dispositivo a preocupação se deu no tocante a encontrar um único modo de saída para o dispositivo de MMI com o material PDMS, para os três comprimentos de onda de análise. Utilizando a relação existente entre o índice de refração efetivo n_{eff} , a largura W , o comprimento de onda λ e o comprimento do guia L_{MMI} presente na equação 2.12, pode ser estimado com a equação, que o comprimento ou a largura do guia não serão os mesmos para os três comprimentos de onda anteriormente citados. Os parâmetros usados estão dipostos na tabela 3.9.

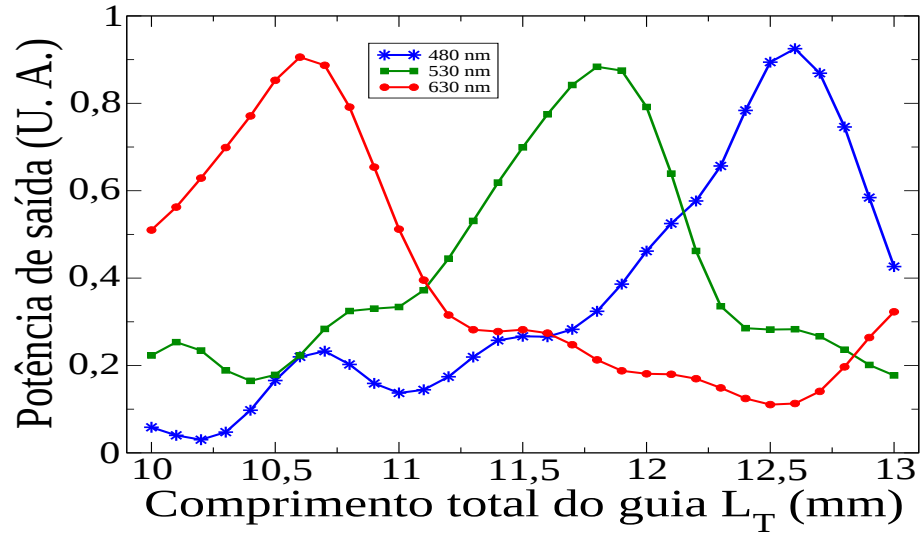
Tabela 3.9: Dados do acoplador MMI

Parâmetro	Valor de referência
Largura da camada	$200\mu m$
Espessura da camada do revestimento	$40\mu m$
Espessura da camada do substrato	$15\mu m$
Comprimento o guia de entrada e saída	$1.5mm$
Largura do guia de entrada e saída	$5\mu m$
Largura do guia	$48\mu m$
Espessura do guia de entrada e saída	$5\mu m$
Núcleo	1.776
Revestimento	1.775
Substrato	1.450752
Comprimento de onda λ	$480nm$
Número de pontos por μ	15.61
Número de passos	1.55

Dessa maneira, optando por uma largura fixa de $48\mu m$, foram feitas variações do comprimento do guia de $8,5mm$ à $13mm$, para $\lambda = 480nm$, $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$, de forma a obter o comprimento total L_T com o modo único na saída. O gráfico 3.27 mostra um pico na curva azul em $L_T = 12,6$, sabendo que $L_T = L_{MMI} + 3$, para a região do MMI

o modo único ocorre em $L_{MMI} = 9.6$. Da mesma forma, a curva verde mostra um pico em $L_T = 11.9mm$, de forma que $L_{MMI} = 8.9mm$, assim como a curva vermelha tem pico característico em $L_{MMI} = 7.6mm$.

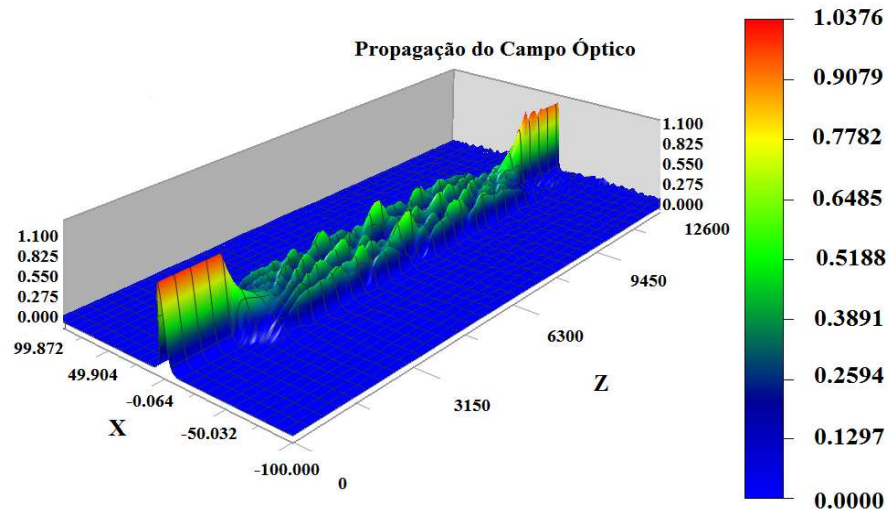
Figura 3.27: Potência do campo eletromagnético na saída do guia para $\lambda = 480nm$, $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$ em função do comprimento do guia.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Os únicos modos na saída para os três comprimentos de onda, $\lambda = 480nm$, $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$ são equivalentes, diferenciados apenas pelo comprimento total do guia um deles é mostrado a seguir

Figura 3.28: Amplitude do campo óptico ao longo da propagação para $\lambda = 480nm$

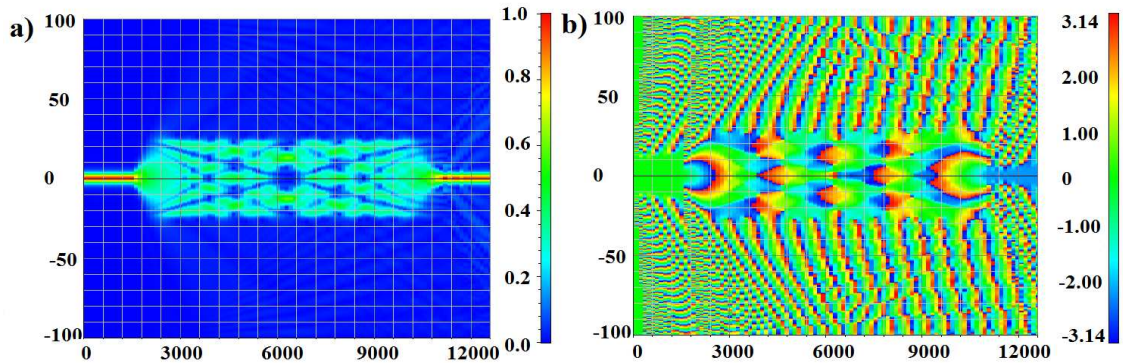


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

A amplitude na região no núcleo onde se encontram os guias inicial e final e a região do MMI é visualizada pela formação de modos. No início da propagação é visto um modo inicial e a medida que o campo entra na região do MMI ocupa a nova largura e sua amplitude é dividida formando vários modos de amplitudes menores. Na metade de seu comprimento, como é esperado pela teoria, são formados dois modos e ao final da propagação um único modo sai pelo terceiro guia de largura menor. Esse fenômeno acontece para os três comprimentos de ondas abordados diferenciando apenas pelo comprimento do guia, e o exemplo de um deles foi mostrado na figura 3.28.

Na figura 3.29, é feita uma comparação da propagação do campo com a fase para o comprimento de onda $\lambda = 480nm$. A fase no guia inicial é constante, porém ao entrar na região do MMI sofre variações, e é notável a formação de padrões nos pontos correspondentes aos picos dos modos vistos na amplitude.

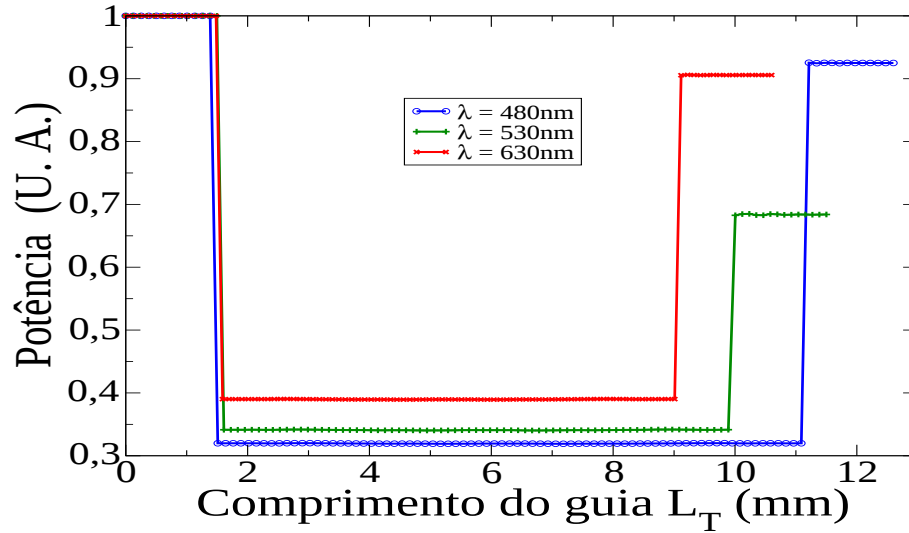
Figura 3.29: a) Amplitude e b) Fase do campo óptico ao longo da propagação para $\lambda = 480nm$



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Analogamente para os comprimentos de onda $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$, o comportamento é semelhante apenas diferenciando pelas perdas por radiação para o revestimento próximas as saídas que são mais visíveis. A potência ao longo da propagação acompanhando a região central do guia é avaliada, percebemos que na curva azul para $\lambda = 480nm$, figura 3.30, inicialmente com potência máxima, quando entra na região do MMI tem uma perda considerável de $\sim 70\%$ evidenciada pela formação dos multimodos e uma vez que estamos avaliando apenas na região central. Ao concluir a propagação tem uma perda da potência inicial inferior à 10% apenas.

Figura 3.30: Potência do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 480nm$, $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Para o comprimento de onda $\lambda = 530nm$, curva verde da mesma figura, a potência na região do MMI também é $\sim 70\%$, porém no guia final ela é medida no gráfico com $\sim 0,7$, ou seja, uma perda próxima de 30%. Semelhante ao comprimento de onda de $\lambda = 480nm$, em $\lambda = 630nm$ a potência na saída possui 0,9, ou seja, um aproveitamento de 90% da potência inicial, visualizada na curva vermelha. Os mesmos resultados calculados para o acopladores iniciais no tocante aos resultados nas saídas dos guias, foram também feitos para o acoplador MMI. Mostrados nos resultados seguintes.

Amplitude e Intensidade do campo eletromagnético nas saídas para $\lambda = 480nm$.

Figura 3.31: Amplitude

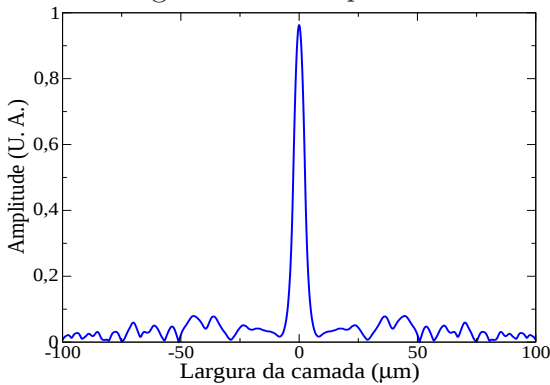
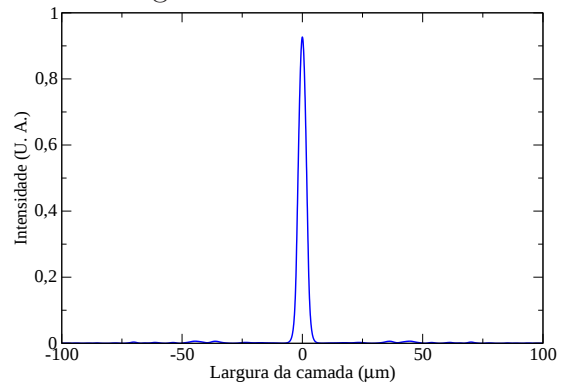


Figura 3.32: Intensidade



As amplitudes para os três comprimentos de onda de análise são semelhantes, sofrendo apenas poucas flutuações nas regiões fora do núcleo devido à radiação. Um

exemplo do resultado é mostrado na figura 3.31.

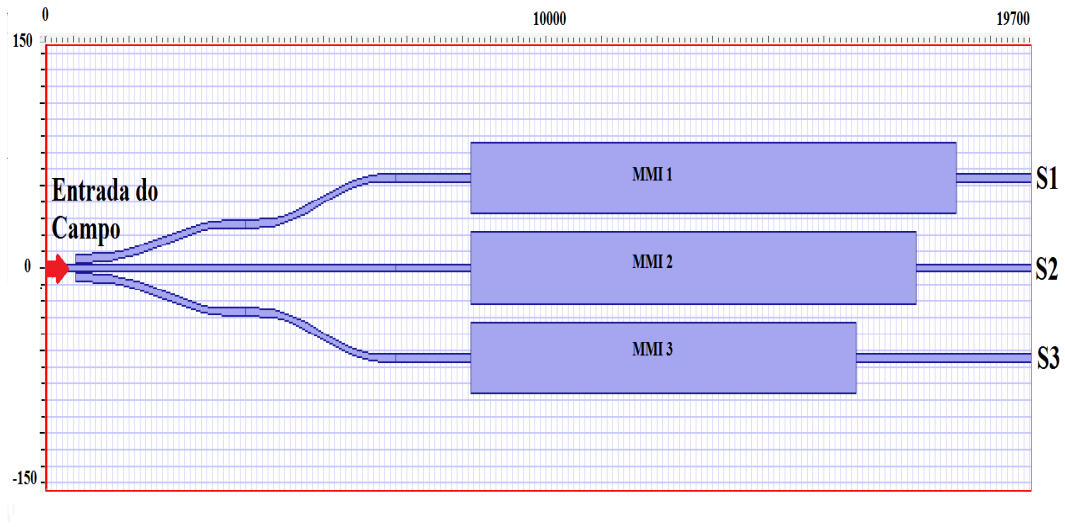
3.6 ACOPLADOR DIRECIONAL SECUNDÁRIO COM O ACOPLADOR MMI

Como última análise, fizemos a união da estrutura do acoplador direcional secundário em cada uma das saídas com os acopladores MMI referentes aos três comprimentos de onda. O objetivo final do dispositivo é que ao ser inserida a luz branca no guia inicial, ela seja dividida para os três guias do acoplador e em seguida a região do MMI faça uma filtragem dos três comprimentos de onda, $480nm$ para a saída 1, S1, $530nm$ para a saída 2, S2, e $630nm$ para a saída 3, S3. Os parâmetros usados em sua construção são estabelecidos na tabela 3.10. A estrutura do dispositivo é mostrada na figura 3.33.

Tabela 3.10: Dados do acoplador MMI

Parâmetro	Valor de referência
Comprimento da camada	$19,7mm$
Largura da camada	$300\mu m$
Espessura da camada do revestimento	$40\mu m$
Espessura da camada do substrato	$15\mu m$
Comprimento do 1º guia	$19.7mm$
Comprimento do 2º guia	$19.1mm$
Comprimento do 3º guia	$19.1mm$
Largura do 1º, 2º e 3º guia	$5\mu m$
Espessura do 1º, 2º e 3º guia	$5\mu m$
Núcleo	1.776
Revestimento	1.775
Substrato	1.450752
Comprimento de onda λ	$480nm$
Comprimento de onda λ	$530nm$
Comprimento de onda λ	$630nm$
Número de pontos por μ	15.61
Número de passos	1.55

Figura 3.33: Estrutura do Acoplador Secundário com o MMI



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Levando em consideração que a capacidade do OptiBPM não oferece a opção de que sejam propagados os três comprimentos de onda simultaneamente, as simulações foram feitas de forma separada para cada comprimento de onda ($480nm$, $530nm$ e $630nm$). A vantagem disto é que é possível observar a quantidade de energia que pode emanar para todas as saídas, bombeando apenas um comprimento de onda, sendo útil para demonstrar a real capacidade de filtragem. Dessa maneira, foi simulado através da introdução do campo óptico na entrada da estrutura, para os três comprimentos de onda $480nm$, $530nm$ e $630nm$. Comparando a amplitude e a intensidade na saída para os comprimentos, $480nm$ e $630nm$ são equivalentes, embora quando comparados com $530nm$ há uma considerável redução na amplitude. Mostrada na tabela 3.11 a relação destes resultados com a potência de saída dos guias.

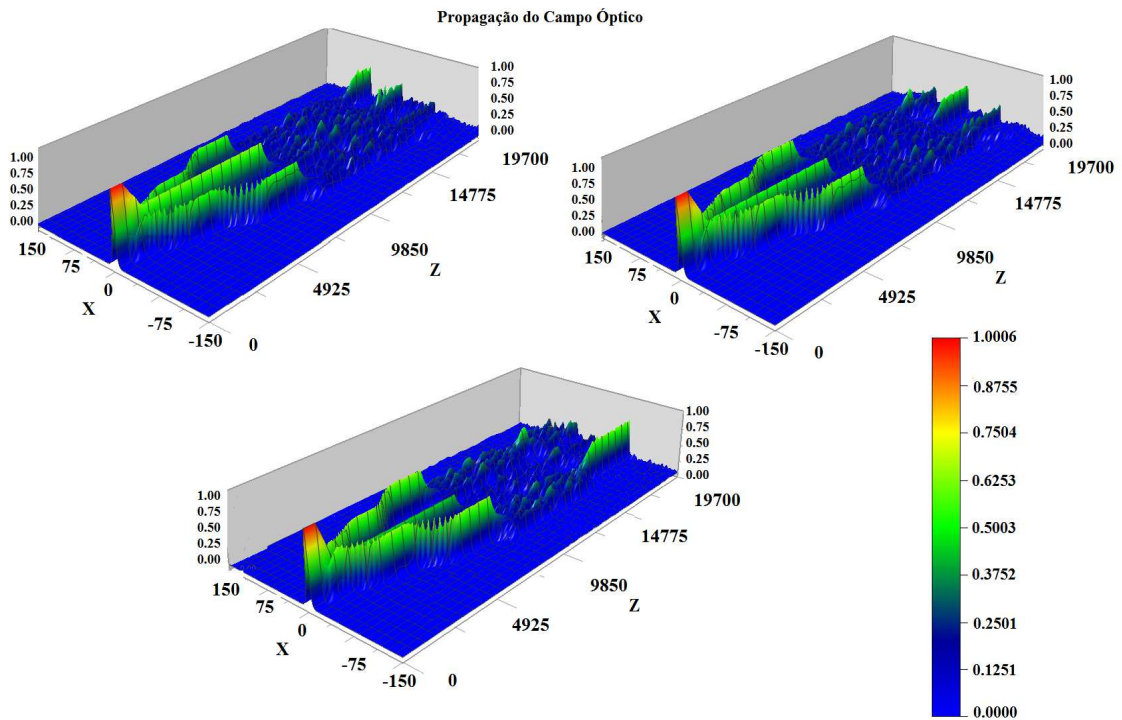
Tabela 3.11: Potência do campo eletromagnético na saída final dos guias, S1, S2 e S3 para $\lambda = 480, 530$ e $630nm$ para $s_i = 0.9nm$

λ (nm)	P em S1	P em S2	P em S3
480	0.282	0.065	0.082
530	0.076	0.133	0.074
630	0.0	0.025	0.280

Da tabela 3.11 o valor da potência de saída em S2 para $\lambda = 530$ é 0.133, valor não satisfatório se comparado com 0.280 e 0.282. Como o objetivo é que o valor de potência seja aproximadamente igual para os três comprimentos de onda, então é necessário resolver esse problema. A ideia foi reduzir a quantidade de luz que entrava nas saídas superior

e inferior e aumentá-la no centro. Olhando novamente o gráfico da potência de saída por meio da separação inicial dos guias, figura 3.6 encontrado na análise do acoplador direcional inicial na seção 3.2 desta dissertação. É possível visualizar nesta que para uma separação inicial de $1.0\mu m$, os guias superior e inferior possuem um potência menor que o central. Feito isso, houve um aumento da amplitude e intensidade da luz na saída do dispositivo para o comprimento de onda de $530nm$, embora ainda não seja equivalente aos comprimentos de onda 480 e 630. Os resultados são mostrados a seguir.

Figura 3.34: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 480nm$, $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$.

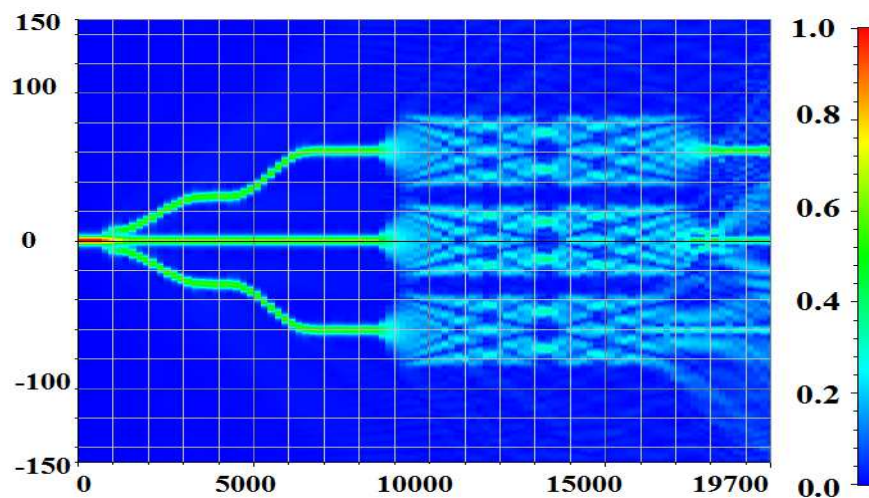


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Na figura 3.34 a), é visto inicialmente para o acoplador secundário o mesmo comportamento de antes, há a divisão para os três guias da energia com a introdução do campo óptico com $\lambda = 480nm$. Ao entrar nas regiões contendo o MMI 1, como já é esperado as formações dos multimodos permitem que na saída S1 seja gerado um único modo com amplitude equivalente ao valor que entrou nesta região. Ao entrar na região contendo o MMI 2 ainda é possível visualizar um modo na saída S2, com amplitude inferior ao da saída S1. Na região MMI 3, os processos de interferência destrutiva não permitem que saia algum modo perceptível na saída S3. De forma análoga, na figura 3.34 b), a introdução do campo óptico com $\lambda = 530nm$ entra nas regiões contendo o MMI 1, o modo

visualizado na saída S1 é quase imperceptível. Como já esperado, ao entrar na região MMI 2, as formações dos multimodos permitem que na saída S2 seja gerado um único modo com amplitude equivalente ao valor que entrou nesta região. Já na região MMI 3, o modo na saída S3 tem menor amplitude que na saída S1. Ao introduzir o campo óptico com $\lambda = 630nm$ agora, figura 3.34 c). Os processos de interferência destrutivas nas regiões MMI 1 e MMI 2, permitem que nas saídas S1 e S3 todos os modos sejam aniquilados. Na região MMI 3, porém, como está de comum acordo com o que foi estudado, há formação na saída S3 de um único modo. Com os gráficos em três dimensões foi possível identificar os modos em seu formato mais autêntico de picos se propagando ao longo de todos os guias. As informações para os três modelos de dispositivos são boas, contudo alguns detalhes da propagação são melhor indentificados em estruturas em duas dimensões mostradas a seguir.

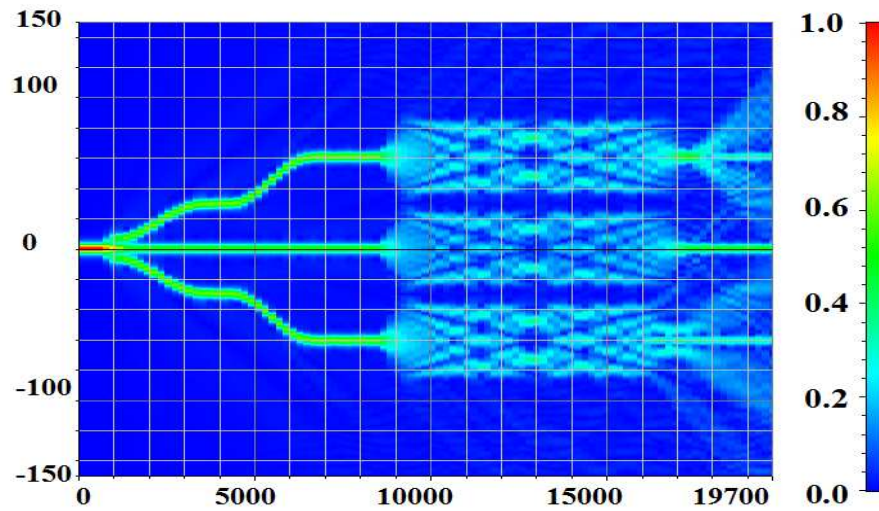
Figura 3.35: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 480nm$.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Analisando a amplitude com o comprimento de onda de $480nm$, por exemplo mostrado na figura 3.41, cada ponto luminoso na imagem corresponde a um modo na região do MMI. Para a primeira região MMI 1, o comportamento é organizado, possuindo apenas pouca perda por radiação próximo da saída S1. O fato de as regiões MMI 2 e MMI 3 possuírem comprimentos diferentes e menores que a região MMI 1, contribui para as maiores perdas por radiação próximas as saídas S2 e S3.

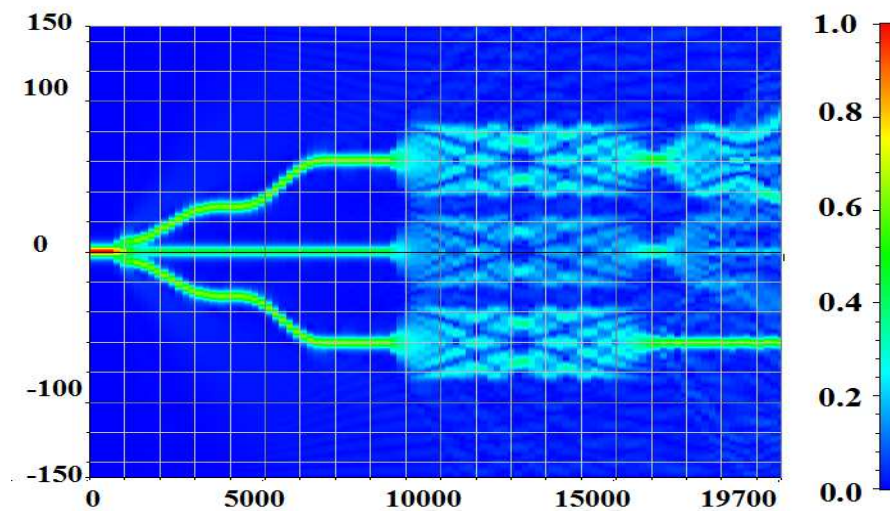
Figura 3.36: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 530nm$.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Assim como a análise anterior, na figura 3.36 referente ao comprimento de onda de $530nm$, a região próxima a saída S2 tem pouca perda por radiação para o revestimento. As radiações nitidamente visualizadas nas regiões MM1 e MM3, são provenientes mais uma vez dos comprimentos dos guias 1 e 3, que não favorecem o acoplamento dos modos em suas saídas. Efeito esse proposital para o objetivo final do dispositivo.

Figura 3.37: Amplitude do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 630nm$.

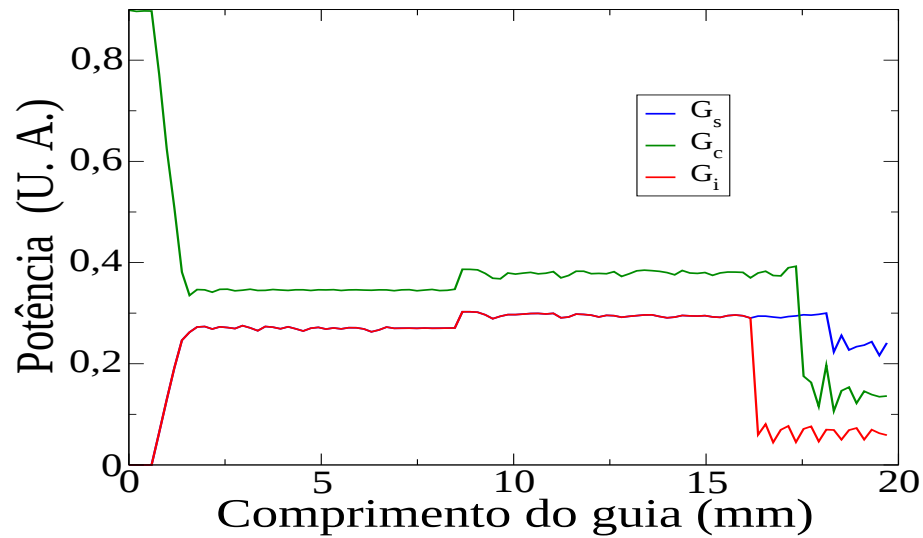


Fonte: Autora da dissertação, 2015.

O fato de antes ser mencionado que nas saídas S1 e S2 para a introdução do campo com comprimento de onda $630nm$, houve formação de modos bem pequenos se dá

por intermédio do processo de interferência que mostra na figura 3.40 que são formados modos com amplitudes maiores fora da saída. Além da radiação que converge para o revestimento. É possível acompanhar a potência ao longo de cada guia conforme mostrado em seguida, e avaliar melhor a quantidade de energia que sai dos dispositivos para os três comprimentos de onda.

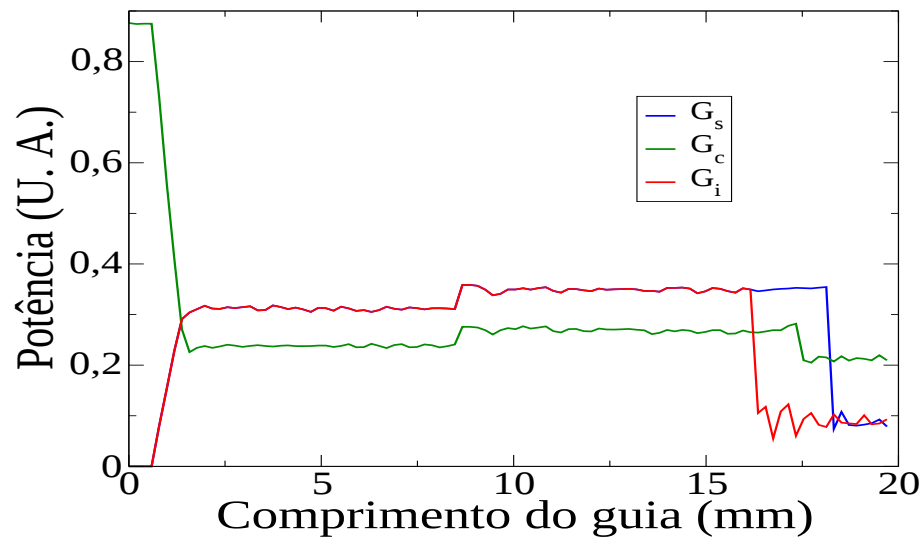
Figura 3.38: Potência do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 480nm$.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Na figura 3.38 é observado que para $\lambda = 480nm$ a potência de saída é de cerca de 0.241 para a saída S1, para S2 em torno de 0.136 e para S3 a potência tem valor 0.058.

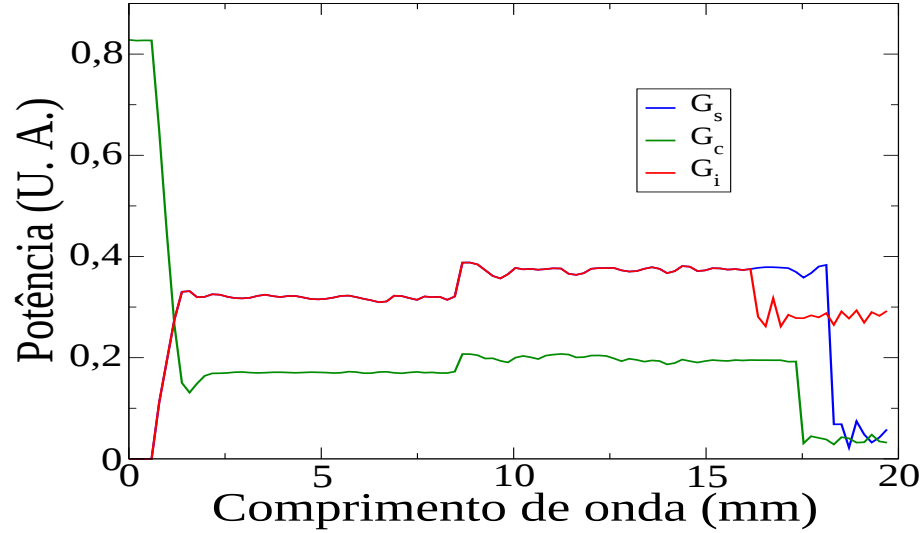
Figura 3.39: Potência do campo eletromagnético (P) ao longo da propagação para $\lambda = 530nm$.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Na figura 3.39, a potência de saída para $\lambda = 530nm$ é de 0.209 para a saída S2, para S1 é $P = 0.078$ e em S3 possui valor 0.092.

Figura 3.40: Potência do campo eletromagnético ao longo da propagação para $\lambda = 630nm$.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

A potência de saída para $\lambda = 630nm$ é $P = 0.292$ para a saída S3, enquanto que para S1 é 0.058 e para S2 é 0.032. Os resultados são considerados satisfatórios e condizentes com o que é visualizado nas imagens da propagação da amplitude. A potência do campo para $s_i = 1.0\mu m$ é mostrada na tabela 3.12 e são melhores que os resultados encontrados anteriormente na tabela 3.11. Seguindo a linha de comparações de resultados, as amplitudes, intensidades na saída do guia também foram avaliadas nos resultados seguintes.

Tabela 3.12: Potência do campo eletromagnético nas saídas finais dos guias, S1, S2 e S3 para $\lambda = 480, 530$ e $630nm$ para $s_i = 1.0nm$.

λ (nm)	P em S1	P em S2	P em S3
480	0.241	0.136	0.058
530	0.078	0.209	0.092
630	0.058	0.032	0.292

Figura 3.41: Amplitude

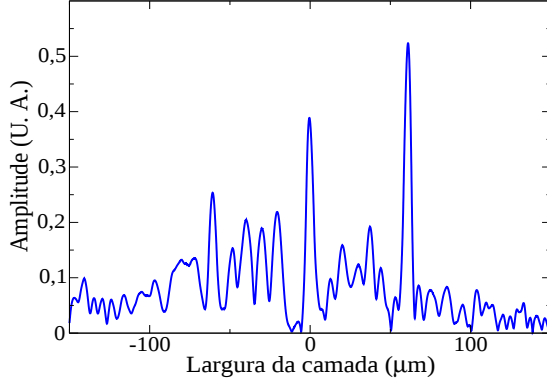
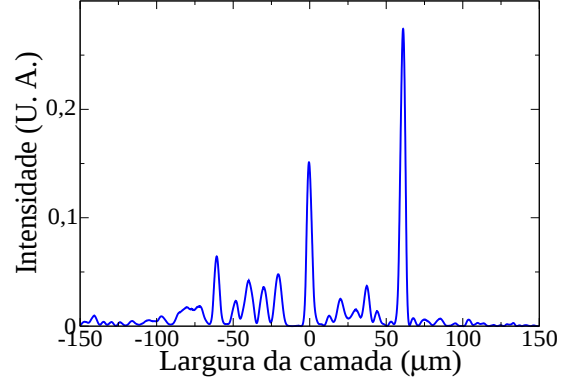


Figura 3.42: Intensidade



Apesar de algumas flutuações presentes tanto nas amplitudes quanto nas intensidades, figuras 3.41 e 3.42, provenientes dos espalhamentos de luz nos comprimentos finais da propagação do guia, melhor visualizados na figura 3.41. É nítida a formação de um pico global, correspondente a estrutura contruída para a saída de energia do comprimento de onda de $480nm$. A diferença entre os picos ainda é pequena, principalmente para MMI estruturado para saída de um único modo em $\lambda = 530nm$, referente ao pico central.

Amplitude e Intensidade do campo eletromagnético nas saídas para $\lambda = 530nm$.

Figura 3.43: Amplitude

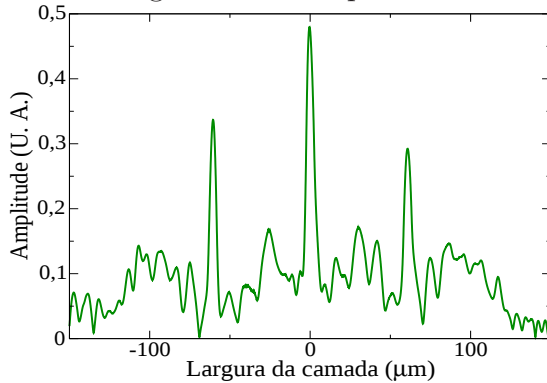
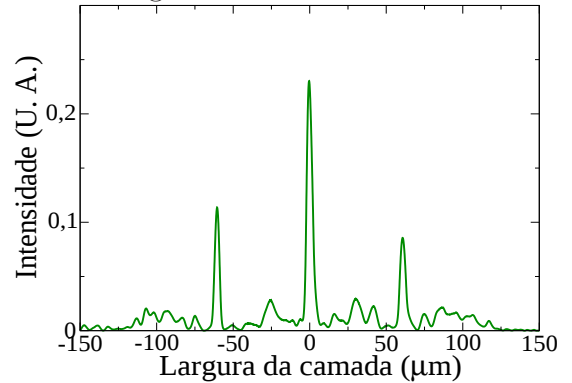
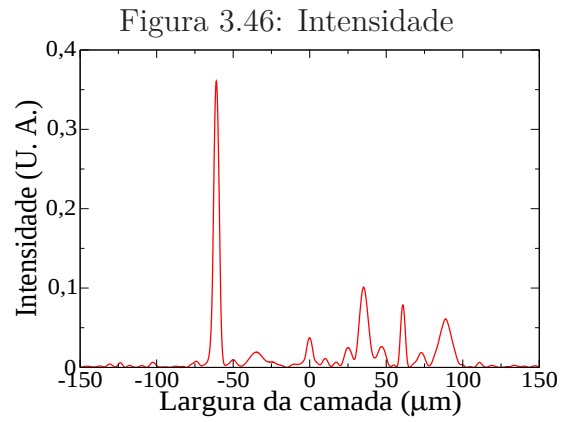
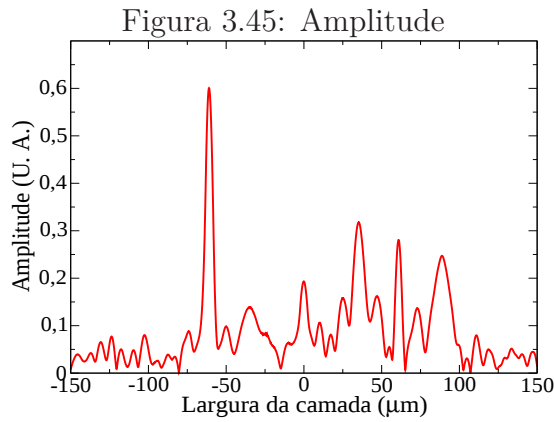


Figura 3.44: Intensidade

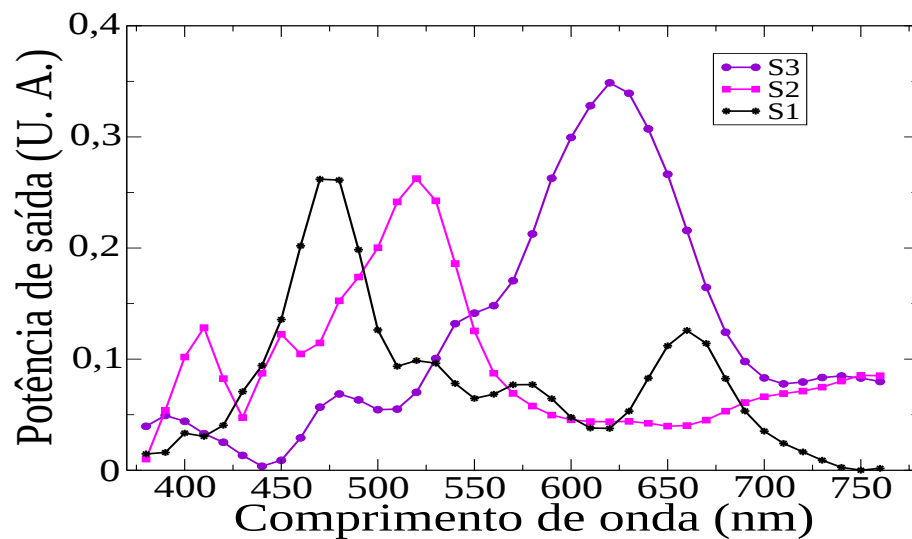


Da mesma forma, o resultado quando é inserido o campo com comprimento de onda $530nm$, possui as mesmas características de diferenciação dos picos, explicada provavelmente pela proximidade destes comprimentos no espectro, $480nm$ e $530nm$. A diferença é que agora o pico global está no centro, conforme já esperado pelas formulações anteriores e mostrado nas figuras 3.43 e 3.44.



A resposta pela introdução do campo com $\lambda = 630nm$ para amplitude é até agora a mais satisfatória, tendo em vista os resultados anteriores no tocando a diferenciação dos picos, visualizada nas figuras 3.45 e 3.46. Possuem um pico visivelmente definido como esperado para a terceira saída S2, enquanto que nas outras saídas há apenas alguns vazamentos de amplitude e intensidade. A partir dos resultados analisados o objetivo do dispositivo foi satisfatoriamente alcançado. Para verificar a concordância dos resultados foi feita uma variação para a faixa de comprimentos de onda correspondente ao espectro visível ($380nm - 760nm$).

Figura 3.47: Potência do campo eletromagnético em função de λ . Onde S1, S2 e S3 correspondem as saídas 1, 2 e 3.



Fonte: Autora da dissertação, 2015.

Cada ponto no gráfico 3.47 correspondem a potência de saída para cada compri-

mento de onda correspondente. Os picos característicos correspondem a faixa de $480nm$, $530nm$ e $630nm$. Onde foi perceptível que a onda eletromagnética do espectro visível (luz branca) ao ser inserida no guia inicial, se propaga pela estrutura do dispositivo filtrando os três comprimentos de onda $\lambda = 480nm$, $\lambda = 530nm$ e $\lambda = 630nm$, nas saídas S1, S2 e S3, respectivamente. Este resultado é proveniente dos processos de interferência destrutiva que ocorrem na região do MMI. Dessa maneira, para esta estrutura de guias de onda é possível ter efeitos destrutivos para os demais comprimentos de onda que não estejam nesta faixa.

Apesar das limitações encontradas nas amplitudes, intensidade e fases, os resultados são consideravelmente satisfatórios para uma formulação inicial do dispositivo. É de conhecimento aqui que um estudo no sentido de sanar esses problemas seria necessário, contudo não será realizado nesta dissertação, uma vez que, envolve a análise experimental, e nesta dissertação nos preocupamos apenas com a formulação teórica. A análise experimental pode ser útil para uma continuação da pesquisa.

4 CONCLUSÃO

Com dispositivos fotônicos conhecidos, acopladores direcionais e de interferência multimodo (MMI), usamos o material PDMS para a modelagem de um dispositivo óptico integrado que permitisse a filtragem de uma fonte de luz branca dos três comprimentos de onda $480nm$, $530nm$ e $630nm$. Uma vez inserido o campo eletromagnético com apenas um comprimento de onda por vez no dispositivo com 3 saídas, S1, S2 e S3, a análise permitiu verificar que apenas um comprimento de onda passa de forma predominante por cada saída. Pela saída S1 a predominância é de $480nm$, enquanto que na saída S2 é de $530nm$ e na saída S3 é de $630nm$.

A potência de saída para cada guia foi em torno de 25% da potência total, com uma relação sinal/ruído inferior a 10%, exceto para $530nm$ que obteve por volta de 13%. É considerado um bom resultado, uma vez que, esta é uma proposição inicial para a construção do dispositivo. Para uma possível otimização são necessários dados experimentais.

Diante dos resultados expostos com a elaboração de cada etapa do dispositivo, é perceptível a importância dos detalhes presentes no tamanho, na suavização de cada curva e no formato de cada estrutura para a contribuição da propagação do campo óptico, bem como a diferença de índice de refração do núcleo e do revestimento. Dessa forma, o estudo fortalece o conhecimento adquirido na literatura no tocante a função dos dispositivos que envolvem guias de ondas relacionados a sua estrutura.

O tamanho do dispositivo é considerado satisfatório, porém não ideal, levando em consideração o tamanho das placas microfluidicas. Pois o objetivo é máxima integração possível. Por essa razão, as perspectivas futuras estarão no sentido de aumentar a largura do dispositivo para diminuir o comprimento do guia, mudar o material e estudar novas configurações de forma a tentar a máxima miniaturização mas obtendo a mesma finalidade aqui apresentada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ACCORNERO, R.; ARTIGLIA, M.; COPPA, G.; DI VITA, P.; LAPENZA, G.; POTENZA, M.; RAVETTO, P. Finite Difference Methods for the Analysis of Integrated Optical Waveguide. **Electron Lett.** v. 26, p. 1959-1960, 1990.
- ARAI, Y.; MARUTA, A.; MATSUHARA, M. Transparent Boundary for the Finite-Element Beam Propagation Method. **Opt. Lett.**, v. 18, p. 765-766, 1993.
- AYLIFFE, H. E.; A. B. FRAZIER, RABBITT, R.D.; “Electric impedance spectroscopy using microchannels with integrated metal electrodes, **Journal of Microelectromechanical Systems**, v. 8(1), p. 50-57, 1999.
- BACHMANN, M.; BESSE, P. A.; MELCHIOR, H. General self-imaging properties in $N \times N$ multimode interference couplers including phase relations, **Appl. Opt.**, v. 33, p. 3905–3911, 1994.
- BERENGÉ, J.P. A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves. **J. Comput. Phys.** v. 114, p. 185-200, 1994.
- BERNINI, R.; DE NUCCIO, E.; BRESCIA, F.; MINARDO, A.; ZENI, L.; SARRO, P. M.; PALUMBO, R.; SCARFI, M. R. Development and characterization of an integrated silicon micro flow cytometer. **Analytical and Bioanalytical Chemistry**, v. 386(5), p. 1267-1272, 2006.
- BRYNGDAHL, O. Image formation using self-imaging techniques. **Journal of the Optical Society of America**, v. 63, p. 416-419, 1972.
- CHANG-YEN, D. A.; EICH, R. K.; GALE, B. K. A monolithic pdms waveguide system fabricated using soft-lithography techniques. **Journal of lightwave technology**, v. 23(6), p. 2088, 2005.
- CHANG-YEN, D. A.; GALE, B. K. An integrated optical glucose sensor fabricated using pdms waveguides on a pdms substrate. **In Proceedings of the SPIE**, v. 5345, p. 98–107, 2003.
- CHAKRABORTY, R.; BISWAS, J. C.; LAHIRI, S. K. Analysis of directional coupler electro-optic switches using effective-index-based matrix method. **Optics Communications**, v. 219, p. 157–163, 2003.
- CHEUNG, K.; GAWARD, S.; RENAUD, P. Impedance spectroscopy flow cytometry: On-chip label-free cell differentiation. **Cytometry Part A**, v. 65A(2), p. 124-132, 2005.

- CHUNG, Y.; DAGLI, N. Assessment of Finite Difference Beam Propagation. **IEEE J. Quantum Electron**, p. 1335-1339, 1990.
- CHUNG, Y.; DAGLI, N. Explicit Finite Difference Vectorial Beam Propagation Method. **Electron. Lett.**, v. 27, p. 2119-2121, 1991.
- DAMASK, J. N. Polarization Optics in Telecommunications. **Springer**, ISBN 0-387-22493-9, 2004.
- DI PASQUALE, F.; ZOBOLI, M.; FEDERIGHI, M.; MASSAREK, I. Finite-Element Modeling of Silica Waveguide Amplifiers with High Erbium Concentration. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 30, n. 5, 1994.
- FEIT, M.D.; FLECK, J.A., Jr. Light Propagation in Graded-Index Optical Fibers. **Appl. Opt.**, v. 17, p. 3990-3998, 1978.
- FLEGER, M.; NEYER A.; "PDMS microfluidic chip integrated waveguides for optical detection. **Microelectronic Engineering**, v. 83, p. 1291-1293, 2006.
- FOGLI, F.; BELLANCA, G.; BASSI, P. TBC and PML conditions for 2D and 3D BPM: A Comparison. **Opt. Quantum Electron**, v. 30, p. 443-456, 1998.
- HADLEY, G.R. Full-Vector Waveguide Modelling Using an Iterative Finite-Difference Method with Transparent Boundary Conditions. **J. Lightwave Technol.**, v. 13, p. 465-469, 1995.
- HADLEY, G.R. Transparent Boundary Condition for the Beam Propagation Method. **IEEE J. Quantum Electron**, v. 28, p. 363-370, 1992.
- HEATON, J. M.; JENKINS, R. M. General matrix theory of self-imaging in multimode interference (MMI) couplers. **IEEE Photon, Tech. Lett.**, v. 11, p. 212-214, 1999.
- HADLEY, G.R. Wide-Angle Beam Propagation using Padé Approximant Operators. **Opt. Lett.**, v. 17, p. 1426-1428, 1992.
- HOEKSTRA, H. J. W. M.; KRIJNEN, G. J. M.; LAMBECK, P. V. New Formulations of the Beam Propagation Based on the Slowly Varying Envelope Approximation. **Opt. Commun.**, v. 97, p. 301-303, 1993.
- HUANG, W.P.; XU, C.L. Simulation of Three-Dimensional Optical Waveguide by a Full-Vector Beam Propagation Method. **IEEE J. Select. Quantum Electron**, v. 29, p. 2639-2649, 1993.
- HUANG, W.P.; XU, C.L.; LUI, W.; YOKOYAMA, and K. The Perfectly Matched Layer

(PML) Boundary Condition for the Beam Propagation Method. **IEEE Photon. Technol. Lett.**, v. 8, (1996): 649-651.

HUANG, W.P.; XU, C.L.; CHU, S.T.; CHAUDHURI, S. The Finite-Difference Vector Beam Propagation Method: Analysis and Assessment. **J. Lightwave Technol.**, v. 10, (1992): 295-305.

HUNT H. C.; WILKINSON, J. S. Multimode interference devices for focusing in microfluidic channels. **Optics Letters**, v. 36, 3067-3069, 2011.

INOUE, Y.; OHMORI, Y.; KAWACHI, M.; ANDO, S.; SAWADA, T.; TAKAHASHI, H. Polarization Mode Converter With Polyimide Half Waveplate in Silica-Based Planar Lightwave Circuits. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 6, NO. 5, 1994.

JIMÉNEZ, D.; RAMIREZ, C.; PÉREZ-MURANO, F.; GUZMÁN, A. Implementation of Bérenger Layers as Boundary Conditions for the Beam Propagation Method: Applications to Integrated Waveguides. **Opt. Commun.**, v. 159, (1999): 43-48.

KANEKO A.; GOH, T.; YAMADA, H.; TANAKA, T.; OGAWA, I. Design and Applications of Silica-Based Planar Lightwave Circuits. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 5, NO. 5, 1999.

KOPETZ, S.; CAI, D.; RABE, E.; NEYER A. Pdms-based optical waveguide layer for integration in electrical-optical circuit boards. **AEU-International Journal of Electronics and Communications**, v. 61(3):163-167, 2007.

LEE, D. E. **Development of Micropump for Microfluidic Applications**. PhD thesis, Louisiana University, 2007.

LEE, D. L. Electromagnetic Principles Of Integrated Optics. **Copyright Singapore**, 1986.

LEE, S. J.; SUNDARARAJAN, N. Microfabrication for microfluidics. Integrated Microsystems Series. **Artech House**. xii, Boston, p. 262, 2010.

LI, Y-F., WANG, C-Y.; HU, M-L. A fully vectorial effective index method for photonic crystal fibers: application to dispersion calculation. **Optics Communications**, v. 238, p. 29-33, 2004.

LI, Z.; PSALTIS D. Optofluidic dye lasers. **Microfluid Nanofluid**, 4,145-158, 2008.

MARCATILI, E. A. J. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. **Bell Syst. Tech. J.**, v. 48, p. 2071-2102, 1969..

- MARCUSE, D. Theory of Optical Waveguides. **Academic Press**, New York, 1974.
- MÄRZ, R. Integrated Optics: Design and Modeling. **Artech House**, Norwood, 1995.
- MCDONALD, J. C.; DUFFY D. C.; ANDERSON, J. R.; CHIU, D. T.; WU, H.; SCHUELLER, O. J. A.; WHITESIDES, G. M. Fabrication of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane). **Electrophoresis.**, v. 21, p. 27-40, 2000.
- MILLER, S. E. Integrated Optics: An Introduction. **The Bell System Technical Journal**, v. 48, 1969, p. 2059-2068.
- NIEMEIER, T.; ULRICH, R. Quadrature outputs from fiber interferometer with 4×4 coupler. **Optics Letters**, v. 11, p. 677-679, 1986.
- OKAMOTO, K. Fundamentals of Optical Waveguide. **Copyright Elsevier**, 2006.
- OKAMOTO K. Recent progress of integrated optics planar lightwave circuits. **Optical and Quantum Electronics**, v. 31, p. 107-129, 1999.
- OKAMOTO, K.; YAMADA, H.; GOH, T. Fabrication of coherent optical transversal filter consisting of MMI splitter/combiner and thermo-optic amplitude and phase controllers. **Electron. Lett.**, v. 35, p. 1331-1332, 1999.
- OPTIBPM, 12.0: Technical Background and Tutorials, 2013.
- POLLOCK, R. C. Fundamentals of Optoelectronics. **Richard D. Irwin, Inc.**, 1995.
- QIU, W. **PDMS Based Waveguides for Microfluidics and EOCB**, tese, Louisiana University, 2012.
- SOLDANO, L. B.; PENNINGS, E. C. M. Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: Principles and applications. **IEEE J. Lightwave Tech.**, v. 13 p. 615-627, 1995.
- TAMIR, T. Integrated Optics. **Springer-Verlag**, Berlin, cap. 2, 1975.
- TIEN, K. P. Integrated optics and new wave phenomena in optical waveguides. **Reviews of Modern Physics**, v. 49, n. 2, 1977.
- TUNG, Y. C.; ZHANG, M.; LIN, C. T.; KURABAYASHI, K.; SKERLOS, S. J. PDMS-based opto-fluidic micro flow cytometer with two-color, multi-angle fluorescence detection capability using PIN photodiodes. **Sensors and Actuators B-Chemical**, v. 98(2-3), p. 356-367, 2004.
- ULRICH, R. Image Formation by Phase Coincidences in Optical Waveguides. **Optics**

Communications, v. 13, p. 269-254, 1975.

VEERMAN, F. B.; SCHALKWIJK, P. J.; PENNING, E. C. M.; SMIT, M. K.; VERBEEK, B. H. An optical passive 3-dB TMI-coupler with reduced fabrication tolerance sensitivity. **IEEE J. Lightwave Tech**, v. 10, p. 306–311, 1992.

VEZENOV, D. V.; MAYERS, B. T.; WOLFE, D. B.; WHITESIDES, G. M. Whitesides; Integrated fluorescent light source for optofluidic applications. **Applied Physics Letters**, v. 86, 041104, 2005.

WANG, Q.; FARRELL, G.; FREIR, T. Effective index method for planar lightwave circuits containing directional couplers. **Optics Communications**, v. 259, p. 133–136, 2006.

WANG, Z.; EL-ALI, J.; ENGELUND, M.; GOTSÆD, T.; PERCH-NIELSEN, I. R.; MOGENSEN, K. B.; SNAKENBORG, D.; KUTTER J. P.; WOLFF, A. Measurements of scattered light on a microchip flow cytometer with integrated polymer based optical elements. **Lab on a Chip**, 4(4): p. 372-377, 2004.

YAMAUCHI, J.; ANDO, T.; and NAKANO, H. Beam Propagation Analysis of Optical Fibers by Alternating Direction Implicit Method. **Electron. Lett.**, v. 27, p. 1663-1665, 1991.

ZHENG, C-T.; MA, C-S.; YAN, X.; WANG, X-Y.; ZHANG, D-M. Simulation and optimization of a polymer directional coupler electro-optic switch with push–pull electrodes. **Optics Communications**, v. 281, 3695–3702, 2008.

ZHOU, J. W.; ELLIS, A. V.; VOELCKER N. H. Recent developments in PDMS surface modification for microfluidic devices. **Electrophoresis**, v. 31(1): p. 2-16, 2010.