

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

ANÁLISE E DESEMPENHO DE UM ACOPLADOR BASEADO EM CRISTAL
FOTÔNICO DOPADO COM ÉRBITO

ELIZETE SABINO MARTINS

DM 04 / 2018

UFPA / ITEC / PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil
2018

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

ELIZETE SABINO MARTINS

ANÁLISE E DESEMPENHO DE UM ACOPLADOR BASEADO EM CRISTAL
FOTÔNICO DOPADO COM ÉRBIO

DM 04 / 2018

UFPA / ITEC / PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil

2018

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

ELIZETE SABINO MARITNS

ANÁLISE E DESEMPENHO DE UM ACOPLADOR BASEADO EM CRISTAL
FOTÔNICO DOPADO COM ÉRBIO

Dissertação submetida à Banca Examinadora do Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica-PPGEE da UFPA para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica na área de Telecomunicações.

Linha de pesquisa Eletromagnetismo Avançado

UFPA / ITEC / PPGEE
Campus Universitário do Guamá
Belém-Pará-Brasil

2018

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

ANÁLISE E DESEMPENHO DE UM ACOPLADOR BASEADO EM CRISTAL
FOTÔNICO DOPADO COM ÉRBIO

AUTOR: ELIZETE SABINO MARTINS

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA À AVALIAÇÃO DA BANCA
EXAMINADORA APROVADA PELO COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-
GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL
DO PARÁ E JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE
EM ENGENHARIA ELÉTRICA NA ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM 13 / 04 / 2018

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Marcos Benedito Caldas Costa
(ORIENTADOR – UFPA)

Prof. Dr. Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante
(MEMBRO – UFPA)

Prof. Dr. José Renato Ferreira Alves Da Cunha
(MEMBRO EXTERNO – UFPA)

VISTO:

Prof. Dr. Maria Emilia De Lima Tostes
(COORDENADOR DO PPGEE / ITEC / UFPA)

Dedico a Deus e a meu Filho
Róristo Sabino Martins

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço a Deus.

Agradeço ao meu filho, Róristo Sabino Martins, que foi o motivo na escolha de seguir em um curso de pós-graduação mesmo não intendo a complexidade. Dedico este trabalho a você. Amo você!

Agradeço ao meu esposo Roberto Lopes Martins que apesar da distância sempre esteve ao meu lado. Pelo incondicional apoio, por tudo! Aos meus, Pais Faustino Correa Sabino e Euza Rego Sabino, e sobrinhas Allana e Allane {Gomes Sabino} pelo seu fundamental apoio durante o curso.

Ao Professor Marcos Benedito Caldas Costa, por sua excelente orientação desde o início. Por seu apoio e motivação desde sempre. Muito obrigado!

Aos professores Dr. Evaldo Gonçalves Pelaes e Dr. José Renato Ferreira Alves Da Cunha, que participaram como membros da banca de defesa deste trabalho. Muito obrigado!

Finalmente, agradeço a todos os professores e colegas do PPGEE-UFPA, de maneira especial aos meus colegas do grupo de pesquisa que, de alguma forma, contribuíram para a minha formação e realização deste trabalho.

SUMÁRIO

Capítulo 1	16
1 INTRODUÇÃO	16
1.1 OBJETIVO	16
1.2 METODOLOGIA DA PESQUISA	16
1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	17
1.4 TRABALHOS CORRELATOS	18
1.5 REFERÊNCIAS	19
Capítulo 2	20
2. CRISTAIS FOTÔNICOS	20
2.1 BREVE HISTÓRICO DE PhC	21
2.2 TIPOS DE ESTRUTURAS DE CRISTAL FOTÔNICOS	23
2.4 DEFEITOS NOS CRISTAIS FOTÔNICOS	24
2.5 GUIAS DE ONDAS	25
2.6 REFERÊNCIAS	29
Capítulo 3	31
3 MÉTODOS NUMÉRICOS	31
3.1. AS EQUAÇÕES DE MAXWELL	31
3.2 DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA	34
3.3 DOMÍNIO DO TEMPO	35
3.4 MÉTODO NUMÉRICO E SOFTWARE COMSOL MULTIPHYSICS (TM)	37
3.5 REFERÊNCIAS	39
Capítulo 4	41
4 TEORIA DE ACOPLADOR BASEADO EM CRISTAIS FOTÔNICOS	41
4.1 GUIAMENTO EM CRISTAL FOTÔNICO	41
4.2 ACOPLADOR DIRECIONAL DE CRISTAL FOTÔNICO (PHC)	44
4.3 ANÁLISE MATEMÁTICA DO ACOPLADOR DIRECIONAL DE PHC	46
4.4 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	50
Capítulo 5	51
5 IMPLEMENTAÇÃO DO DISPOSITIVO COM DOPAGEM DE ÉRBIO	51
5.1 PROPRIEDADES DO ÉRBIO	51
5.2 PROJETO DO ACOPLADOR DE CRISTAL FOTÔNICO DOPADO COM ER ³⁺	54
5.3 REFERÊNCIAS	63

Capítulo 6	64
6 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS	64
6.1 CONCLUSÃO	64
6.2 TRABALHOS FUTUROS	64
6.3 LISTA DE PUBLICAÇÕES	64
6.3 REFERÊNCIAS	Erro! Indicador não definido.

LISTA DE ACRÔNIMOS

FEM	Finite Element Method
PBG	Photonic Band Gap
PhCs	Photonic Crystal
PCF	Photonic Crystal Fibers
TE	Transverse Electric
TM	Transverse Magnetic
EM	Electromagnetic Waves
FDTD	Finite Difference Time Domain
PWE	Plane Wave Expansion
TMM	Transfer Matrix Method
V_g	Group Velocity
GVD	Group Velocity Dispersion
WDM	multiplexed by wavelength division
THz	Terahertz

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 exemplo de cristal fotônico bidimensional, composto por um arranjo de colunas cilíndricas de um material dielétrico, regulamente espaçada, cercadas por ar, onde a representa o período da rede, ou seja, a distância entre o centro de um cilindro para o outro e r é o raio do cilindro [3].	21
Figura 2.2 Ilustração do cristal fotônico desenvolvido por Eli Yablonovitch [1]	22
Figura 2.3 Foto de microscópio da primeira PCF fabricada [8, 9]	22
Figura 2.4 Ilustração do cristal fotônico em (a) uma dimensão, (b) duas dimensões e (c) três dimensões. As cores diferentes representam as diferentes constantes dielétricas dos materiais [3].	23
Figura 2.5 Cavidade eletromagnética baseada em cristal fotônico bidimensional [1]	25
Figura 2.6 Ilustração de guias de onda baseados em cristais fotônicos, construídos utilizando-se o software COMSOL Multiphysics: (a) com dobramento de 90 graus; (b) em linha reta.	26
Figura 2.7(a) e (b) Guias de onda 2-D de cristal fotônico de o tipo planar, baseado em uma rede periódica triangular de furos feitos em um material dielétrico, formados através de defeitos lineares; (c) Propagação do campo eletromagnético no guia de onda do tipo planar, mostrado no item (b). Adaptada de [15]	27
Figura 2.8 Utilizando-se do software Opti-FDTD, tem-se (a) um guia de onda baseado em cristal fotônico 2-D, com um bend de 90°, e (b) a propagação dos campos (EM) utilizando-se diferenças finitas bidimensionais (FDTD).	28
Figura 4.1. (a) Relação de dispersão típica. (b) Velocidade de grupo (v_g). (c) Distribuição do campo modal em um PhCW1 [1].	43
Figura 4.2(a) Diminuição da frequência normalizada do modo “even” em função da diminuição dos raios dos buracos de ar da primeira linha de buracos de ar. (b) Aumento da frequência normalizada do modo “even” em função do aumento dos raios dos buracos de ar da segunda linha de buracos de ar [1].	44
Figura 4.3 Estrutura básica do acoplador direcional de cristal fotônico de rede triangular.	45
Figura 4.4. Acoplamento direcional de acordo com o método dos supermodos [4].	47
Figura 4.5 Relação de dispersão de dois guias de onda acoplados [4]	48
Figura 5.1 Distribuição eletrônica para o íon de Er^{3+} na subcamada 4f [3,4]	52
Figura 5.2 Níveis do íon trivalente de érbio desdobrado por várias interações [3].	52
Figura 5.3 (a) Esquema dos níveis de energia de átomos de érbio nas últimas camadas eletrônicas (b) comportamento espectral típico de absorção (atenuação) e emissão (ganho) de uma fibra comercial dopada [5].	54
Figura 5.4 Diagrama de bandas calculado para um arranjo hexagonal de colunas dielétricas cercadas por ar, com parâmetros geométricos $r/a = 0,2$, para a polarização TM.	55
Figura 5.5 Geometria do acoplador direcional de cristal fotônico dopado de érbio com estrutura triangular, onde as hastes destacadas em vinho estão dopadas com érbio.	56
Figura 5.6 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico dopado com Érbio operando no estado linear (direto).	58
Figura 5.7 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico sem dopagem operando no estado linear (direto).	58
Figura 5.8 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico dopado com Érbio operando no estado não linear (cruzado).	59
Figura 5.9 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico não dopado operando no estado não linear (cruzado).	60
Figura 5.10. Espectro da frequência em relação a potências de saída para o dispositivo dopado com érbio	61

Figura 5.11 Espectro da frequência em relação a potências de saída para um dispositivo não dopado.....62

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1 Distribuição eletrônica do Érbio	51
---	----

RESUMO

Neste trabalho, utilizamos a teoria de guias de ondas em cristais fotônicos para projetar um acoplador baseado nesses guias, com dopagem de Érbio a fim de verificar o desempenho de comutação para os estados barra e cruzado do dispositivo dopado em relação ao não dopado. O acoplador de cristal fotônico dopado com Érbio utiliza a ressonância não linear causada pela excitação dos íons de érbio localizado na fileira central de um acoplador direcional. Tal excitação provoca a transição dos íons de érbio do estado fundamental para o metaestável fazendo a amplificação do sinal quando os fótons absorvem a luz emitida. As simulações ocorreram no software COMSOL Multiphysics®, o qual utiliza o Método dos Elementos Finitos (FEM). Foi realizada uma análise comparativa entre um acoplador direcional de cristal fotônico dopado com érbio e outro não dopado. Verificou-se o desempenho de comutação de ambos a partir da variação das frequências normalizadas e constatou-se que o acoplador dopado conseguiu operar nos estados barra e cruzado com maior espectro de frequência.

Palavras chaves: Acoplador, Cristal Fotônico, Érbio, Comutação

ABSTRACT

In this dissertation, the concepts of photonic crystal were used to design an Erbium-doped photonic crystal coupler in order to verify the switching performance for the bar and cross states of the doped device in relation to the non-doped device. The Erbium-doped Photonic crystal coupler used the non-linear resonance caused by the excitation of the erbium ions located in the central row of a Photonic Crystal directional coupler. Such excitation causes the transition of the erbium ions from the ground state to the metastable state by amplifying the signal when the photons absorb the light emitted by the signal. The simulations occurred in the COMSOL Multiphysics® software, which uses the Finite Element Method (FEM). A comparative analysis was performed between a directional coupler of photon crystal doped with erbium and another non-doped. It was verified the switching performance of both from the normalized frequencies variation and it was verified that the doped coupler was able to operate in the barra and cross states with the higher frequency spectrum.

Keywords: coupler; Photonic Crystal; erbium; switching.

Capítulo 1

1 INTRODUÇÃO

Dispositivos em Cristais Fotônicos tem seu tamanho em escalas nanométricas ideais para o sistema de óptica integrada, em virtude disso, pesquisa em Cristal Fotônico vem tendo grandes avanços para a construção de comutadores ópticos que operem de maneira eficiente com grandes bandas passantes. [1]

Cristais fotônicos são estruturas periódicas construídas com materiais que apresentam diferentes índices de refração. Nessas estruturas há uma faixa de frequências proibidas denominada “gap fotônico” (Photonic Band Gap - PBG). Ondas eletromagnéticas incidentes com frequência situada nesta faixa são refletidas pelo cristal [2]. A ocorrência desse fenômeno é aproveitada para o projeto da maioria dos dispositivos que se baseiam em cristais fotônicos.

Acopladores de cristal fotônico, em sua versão mais simples, são formados por dois guias de ondas paralelos separados por uma distância d . O Acoplador direcional é um dispositivo que permite controlar a troca de energia entre as ondas eletromagnéticas, que se propagam em estruturas com diferentes constantes de propagação.

1.1 OBJETIVO

Este trabalho tem como objetivo investigar um interruptor óptico de Cristal Fotônico não linear de rede triangular dopado com érbio, a fim de analisar a faixa de frequência que este dispositivo pode operar de maneira eficiente.

1.2 METODOLOGIA DA PESQUISA

A primeira fase desta pesquisa trabalho consistiu no levantamento bibliográfico acerca do tema, acoplador direcional baseado em cristais fotônicos, desempenho de comutação e acoplador direcional baseado em cristais fotônicos dopado presente nos sistemas telecomunicações ópticas. Na segunda fase foi desenvolvido o projeto do acoplador de cristal fotônico sem dopagem, para análise do desempenho de comutação, com parâmetros baseado em artigos acadêmicos. O projeto foi desenvolvido no software de simulação COMSOL Multiphysics® versão 5.0. A terceira fase consistiu-se na

dopagem com érbio. Na quarta fase foi realizada análise comparativa entre um acoplador direcional baseado em cristais fotônicos dopado com érbio e outro não dopado. Verificou-se o desempenho de comutação de ambos a partir da variação das frequências normalizadas e constatou-se que o acoplador dopado conseguiu operar nos estados barra e cruzado com maior espectro de frequência, assim os resultados das simulações foram coletados, comparados e houve a escrita do trabalho. As configurações do hardware utilizadas nas simulações computacionais foram: Processador Intel® Core™ i5-4690k (3.5 GHz expansível até 3.9 GHz, cache 6 MB), memória RAM de 12 GB, DDR3, 1600 MHz (1 x 8 GB + 1 x 4 GB) e sistema operacional Windows 10 Pro x64.

1.3 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

No capítulo 1, será apresentado um panorama sobre acopladores baseado em cristais fotônicos os objetivos e os resultados pretendidos com o projeto.

No capítulo 2, será apresentada uma breve revisão dos conceitos fundamentais sobre cristais fotônicos que serão fortemente utilizadas no decorrer do texto, com o intuito de desenvolvermos a teoria necessária e estabelecer a técnica apropriada para o projeto. É apresentado ainda um breve histórico sobre os cristais fotônicos, com alguns fatos considerados pioneiros para o desenvolvimento e evolução desta área, tipos de cristais fotônicos, tipos de defeitos, guias de onda e acopladores.

No capítulo 3, será apresentada a modelagem matemática que descreve o comportamento e a propagação da luz na estrutura especificada para um meio não condutor, linear, homogêneo e isotrópico. Além disto, foi feita uma descrição dos principais métodos numéricos utilizados durante as simulações das estruturas fotônicas.

No capítulo 4, iniciará com a explanação sobre guia de onda em cristal fotônico e posteriormente é apresentado a teoria de acoplador direcional em cristal fotônico.

No capítulo 5, será mostrada a descrição da teórica do acoplador planar de cristal fotônico dopado com Érbio, também é feito uma explanação sobre os íons terra rara em especial o érbio o qual foi usado como material dopante no acoplador direcional de cristal fotônico e por fim é mostrada a estrutura e análise dos resultados obtidos para o dispositivo com e sem dopagem através de um estudo comparativo

Finalmente, o capítulo 6 apresenta algumas considerações finais, uma lista com alguns trabalhos aceitos ou publicados em eventos nacionais além de uma proposta de estruturas que podem ser desenvolvidas em trabalhos futuros.

1.4 TRABALHOS CORRELATOS

O acoplador é um dispositivo muito importante para as redes ópticas e os circuitos integrados. Em virtude disto diversas pesquisas vêm sendo desenvolvida para melhorar o desempenho de comutação do acoplador com tamanho menor possível a fim de poder ser implementado nos circuitos integrados. Nesta direção alguns trabalhos foram desenvolvidos entre os quais, referem-se o Junior et al (2009). [3] onde é proposto um acoplador de PhC controlado por um sinal de comando externo. Assim, esta célula funciona como um interruptor totalmente óptico que utiliza um sinal externo, localizado na região central de acoplamento, de baixa intensidade para provocar a comutação do estado de barra para o estado cruzado. Essa estrutura foi simulada utilizando o método PWE, expansão de ondas planas, método de diferenças finitas e o método de propagação binária desenvolvido por [3].

Em outro trabalho de Rahmati e Granpayeh (2010) [4] é feita pela primeira vez uma análise com relação à estrutura da rede do acoplador embutido em cristal fotônico, tendo menor consumo de energia para induzir a comutação não-linear para a estrutura de rede quadrada.

Em Qiliang Li et al. (2014) [5] os autores fazem uma investigação de portas lógicas totalmente ópticas com base na modulação de índice de refração induzida pela potência de bombeio em um acoplador de fibra. Na região de acoplamento é feita a inserção de íons de Er^{3+} para induzir a não linearidade ressonante. Em primeiro lugar, é feito um estudo sobre o desempenho de comutação e o cálculo da relação de extinção (Xrácio) do dispositivo para obter a tabela verdade do mesmo. Os resultados revelaram que, em comparação com outros acopladores não-lineares não dopados, o acoplador de fibra dopado-erbium reduz a potência limiar de comutação.

Os trabalhos [3, 4, 5] são alguns exemplos de estudos que se caracterizam pela utilização de uma metodologia numérica com a finalidade de analisar o desempenho de comutação de acopladores que são utilizados em diversas aplicações no âmbito das telecomunicações.

1.5 REFERÊNCIAS

- [1] A. W. L. Junior. Célula de Comutação Óptica em Cristal Fotônico, Doutorado, Universidade Federal do Ceará N° p. 199 26/06/2010.
- [2] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, Robert D. Meade, "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light", Copyright by Princeton University Press, (2008).
- [3] A. Wirth Lima, Jr., Marcio G. da Silva, A. C. Ferreira, and A. S. B. Sombra, "All-optical nonlinear switching cell made of photonic crystal," J. Opt. Soc. Am. A 26, 1661-1667 (2009).
- [4] A. T. Rahmati; N. Granpayeh. "Reduction of Pump Power Threshold in teh Nonlinear all- optical Photonic Crystal Directional Coupler Switches Applied Optics," Vol.49. No.36, 20 December 2010
- [5] Q. Li, Z. Zhang, D. Li, M. Zhu, X. Tang, and S. Li, "All-optical logical gates based on pump-induced resonant nonlinearity in an erbium-doped fiber coupler," Appl. Opt. 53, 8036-8042 (2014).

Capítulo 2

2. CRISTAIS FOTÔNICOS

Os cristais fotônicos PhCs são nanoestruturas formadas por materiais organizados periodicamente e com diferentes índices de refração que possibilitam a manipulação da luz [1]. Neste capítulo será explanado um breve histórico, as propriedades e conceito do cristal fotônico que serão necessários para o entendimento dos próximos capítulos.

Os PhCs são estruturas periódicas cuja a periodicidade está relacionada a constante dielétrica do material. O espaço em que esta constante dielétrica está inserida, é conhecido como a *estrutura de rede* ou *malha do cristal* e a distância entre dois cristais (ou entre duas hastes dielétricas) é a *constante de malha*. Suas dimensões são em escala de comprimento de onda a propagação da luz ocorre no interior do cristal. Quando a luz se propaga nas interfaces do material dielétrico ocorre as múltiplas reflexões e refrações provocando interferência isto leva a não propagação da luz para determinados intervalos de frequências, essa faixa de frequência onde luz não se propaga no cristal são chamados de Gap Fotônicos ou PBG (Photonic Band Gap), que é a *banda proibida* da estrutura, similar com que ocorre com elétrons nos semicondutores.

Embora uma analogia maior com cristais semicondutores só possa ser vista em cristais fotônicos tridimensionais [1][2], para aplicações em óptica integrada e óptico-eletrônica, sistemas fotônicos bidimensionais têm grande importância prática uma vez que este tipo de geometria também é comum à tecnologia planar utilizada em microeletrônica.

Um exemplo de cristal fotônico bidimensional é mostrado na Figura 2.1, onde tem-se um arranjo periódico de colunas em um material dielétrico, regularmente espaçadas, cercadas por ar [3]

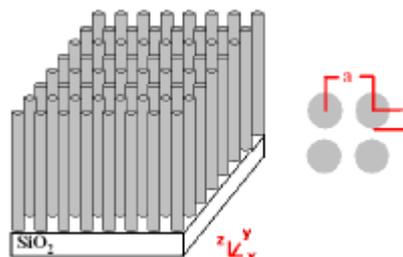


Figura 2.1 exemplo de cristal fotônico bidimensional, composto por um arranjo de colunas cilíndricas de um material dielétrico, regularmente espaçada, cercadas por ar, onde a representa o período da rede, ou seja, a distância entre o centro de um cilindro para o outro e r é o raio do cilindro [3].

Enquanto nos semicondutores as bandas proibidas são geradas pela periodicidade dos átomos da rede cristalina, nos cristais fotônicos a PBG é formada pela variação periódica da constante dielétrica, numa faixa de dimensões comparáveis ao comprimento de onda da luz.

Esta *banda* (PBG) controla o fluxo de fótons (ou de luz) [1, 2], de modo que este fluxo pode ser alterado, desta forma, permitindo o projeto de cristais fotônicos para determinadas aplicações. Os materiais com PBG definido possuem aplicações para diversos objetivos. Entre alguns exemplos destas aplicações, pode-se citar os guias de onda, os ressonadores, acopladores e os filtros PBG.

2.1 BREVE HISTÓRICO DE PhC

Há décadas os cristais fotônicos vêm sendo estudados e fabricados, porém eles já existem na natureza a milhões de anos como por exemplo *opalas* e o mais recente *Lamprocyphus augustus* uma espécie de besouro brasileiro.

Faixas fotônicas em arranjos periódicos de esferas dielétricas foram discutidas pela primeira vez em 1979 por K. Ohtaka [4]. No entanto, o conceito de gap de banda fotônica foi proposto em 1987 pela primeira vez. E. Yablonovitch sugeriu que a emissão espontânea poderia ser inibida em um meio dielétrico com uma variação periódica do índice de refração [5]. Em um trabalho diferente também em 1987, S. John relatou que uma forte localização de fótons poderia ocorrer de forma previsível para uma certa faixa de frequência em redes dielétricas desordenadas [6]. Porém, o trabalho de E. Yablonovitch foi o qual teve maior relevância na comunidade científica devido a sua complexidade ele construiu um cristal fotônico tridimensional, com *band gap* situado na faixa entre 13 e 15 GHz. Este cristal fotônico consistia em um bloco formado por um material com índice de refração igual a 3,6 onde apresentava perfurações milimétricas que foram produzidas mecanicamente [7]. O referido cristal ficou conhecido como *Yablonovitch*, sendo representado na Figura 2.2.

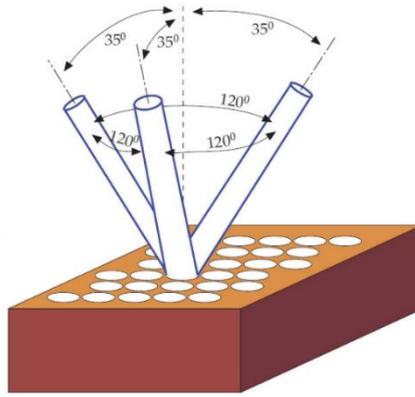


Figura 2.2 Ilustração do cristal fotônico desenvolvido por Eli Yablonovitch [1]

Em 1996, Thomas Krauss implementou um cristal fotônico 2-D no comprimento de onda óptico [8]. Existem inúmeros trabalhos de pesquisas que ocorreram em todo o mundo para melhorar o processamento óptico, também para a utilização de estruturas de cristais fotônicos.

Também em 1996, Philip Russell publicou um trabalho no qual desenvolveu a primeira fibra de cristal fotônico (PCF) utilizada comercialmente [9, 10], sendo representada na Figura 2.3 Trata-se de uma classe especial de componentes incorporando cristais fotônicos, que foi proposta por meio da construção de fibras ópticas de sílica pura com uma microestrutura composta de centenas de furos em arranjo hexagonal, que ao longo de seu comprimento estão preenchidos com ar. Estas fibras de cristal fotônico, ou simplesmente PCFs (sigla em inglês para Photonic Crystal Fibers), constituem uma nova classe de fibras ópticas.

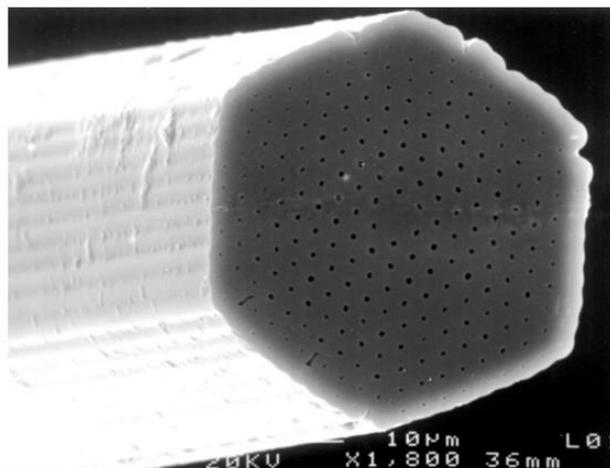


Figura 2.3 Foto de microscópio da primeira PCF fabricada [8, 9]

2.2 TIPOS DE ESTRUTURAS DE CRISTAL FOTÔNICOS

De acordo com a variação espacial da rede periódica, os cristais fotônicos podem ser classificados em: unidimensional (1-D), bidimensionais (2-D) ou tridimensional (3-D). Quando a variação periódica ocorre apenas ao longo de uma única direção, o cristal fotônico é denominado 1-D esse tipo de estrutura é mais simples e, portanto, mais fácil de fabricar.

O cristal fotônico é classificado como 2-D quando a constante dielétrica é periodicamente alterada ao longo de duas direções, mas é uniforme na terceira direção. Este cristal é formado pela distribuição periódica de hastes dielétricas em substrato de ar. Se a PBG existir no plano de periodicidade a luz não se propaga neste plano [8]. Para a propagação de luz neste plano, os modos harmônicos podem ser divididos em dois modos de polarizações independentes (TE e TM). Cada polarização tem as suas próprias estruturas de bandas diferentes. É possível que a PBG em determinada estrutura exista para uma polarização, mas não para a outra. Ao introduzir os defeitos, a luz pode ser localizada no gap de frequência obtido.

Para um cristal fotônico 3-D rede periódica se estender ao longo de todas as direções espaciais. Portanto, não há eixo ao longo do qual a luz pode propagar na estrutura [11]. Isso resulta em uma abertura de faixa completa. Em 1-D e 2-D pode localizar luz no defeito de ponto ou linha, mas em 3D existe capacidade extra para localizar a luz em todas as direções a Figura 2.4 mostram exemplos das estruturas das redes cristalinas unidimensional, bidimensional e tridimensional.

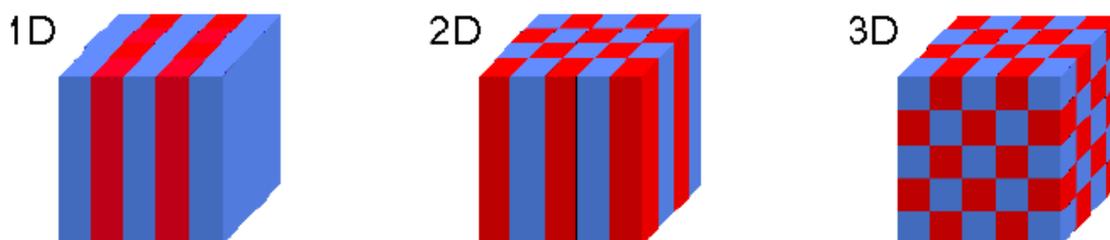


Figura 2.4 Ilustração do cristal fotônico em (a) uma dimensão, (b) duas dimensões e (c) três dimensões. As cores diferentes representam as diferentes constantes dielétricas dos materiais [3].

Neste trabalho foi usado um cristal fotônico 2D para simular um dispositivo baseado em cristal fotônico.

2.4 DEFEITOS NOS CRISTAIS FOTÔNICOS

Produzir defeito em um cristal fotônico é quebrar a periodicidade da estrutura isso pode permitir a existência de um modo ou um conjunto de modos espaçados localizado dentro da PBG. Os defeitos podem ser criados quando as hastes dielétricas são adicionadas ou removidas de uma certa região, eles podem ser classificados em pontual e linear [1] esses defeitos são criados afim de gerar uma região de confinamento no cristal, onde a luz poderá ser guiada e essa forma pode-se produzir um guia de onda, uma cavidade ressonante e outros dispositivos mais complexos.

As inserções de defeitos podem gerar guias de ondas que permitem a propagação de ondas eletromagnéticas (EM) em determinada estrutura fotônica, a qual está associada a sua *banda proibida*, responsável pelo guiamento e confinamento da luz. A periodicidade de um cristal fotônico é interrompida pela introdução de defeitos na estrutura, que podem ser criados através da remoção de uma camada de furos do cristal, ou pela retirada de hastes dielétricas, ou ainda alterando o diâmetro de uma linha de furos, de modo que um sinal eletromagnético (EM) é confinado no interior do defeito [1].

O defeito mais simples que pode ser criado em um cristal fotônico é o defeito do ponto mostrado na Figura 2.5. Os defeitos de pontos podem ser criados removendo ou alterando uma única coluna do cristal. Assim, os modos de defeitos localizados podem aparecer dentro do PBG no espectro de transmissão. A cavidade é cercada por paredes refletoras que provocam o confinamento da onda dentro do cristal. Há um número de maneiras de criar um defeito pontual, como substituir a uma coluna única com uma outra forma, tamanho ou a constante dielétrica do que o original ou remover uma coluna a partir do cristal. Os defeitos pontuais em PhCs são usados para prender a luz, como no caso de cavidades.

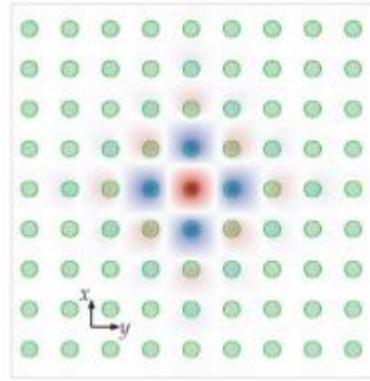


Figura 2.5 Cavidade eletromagnética baseada em cristal fotônico bidimensional [1]

Os defeitos de linha podem ser criados removendo ou alterando uma ou mais linhas de colunas na estrutura de outra forma periódica. Ao criar defeitos de linha bem confinados, os modos guiados podem aparecer dentro do PBG. Portanto, um guia de onda é criado onde a luz só pode se propagar de um lado para o outro ao longo do defeito da linha com uma frequência dentro do intervalo do PBG. Assim, a luz também pode ser orientada em torno de curvas acentuadas à medida que a radiação de energia no revestimento é proibida [12] como mostra na Figura 2.6. A capacidade de controlar a luz em uma escala tão pequena foi um dos principais motivos que impulsionaram a atração em cristais fotônicos para desenvolver circuitos integrados fotônicos de microescala.

2.5 GUIAS DE ONDAS

Criando-se imperfeições ou defeitos com a retirada, modificação ou troca de elementos da rede cristalina de um cristal fotônico é possível construir dispositivos capazes de propagar, no defeito, os modos eletromagnéticos inicialmente proibidos. Exemplos desta aplicação são guias de onda, trilhas de circuitos impressos, filtros PBG e cavidades ressonantes. A Figura. 2.6 mostra uma estrutura periódica conduzindo o feixe de luz por um determinado caminho.

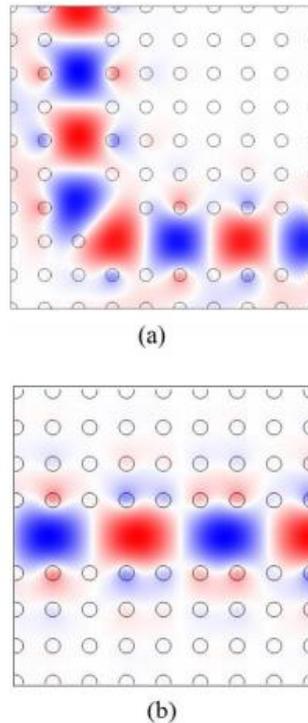


Figura 2.6 Ilustração de guias de onda baseados em cristais fotônicos, construídos utilizando-se o software COMSOL Multiphysics: (a) com dobramento de 90 graus; (b) em linha reta.

Para obter um guia de onda em cristal fotônico é necessário a inserções de defeitos na estrutura do cristal. Há várias maneiras de introduzir defeitos lineares nos PhCs, que pode ser removendo as hastes de uma única linha, resultando em um guia de onda que tem apenas um modo guiado nas frequências determinadas [13], ou removendo colunas de hastes de múltiplas fileiras, gerando um único guia de onda. Porém, sempre com atenção a simetria translacional do cristal a qual deve ser mantida.

Cristais fotônicos, baseado em uma rede periódica de furos feitos em um material dielétrico, estes defeitos podem ser criados removendo uma camada de furos ou alterando o diâmetro de uma linha de furos do cristal, de modo que um sinal eletromagnético (EM) seja confinado no interior do defeito [14], como se pode observar na Figura 1.7. Meade et al [14] publicaram o conceito de fitas de cristal fotônicos, sendo com estruturas com redes periódicas bidimensionais de extensões finitas, nas quais são feitos guias de ondas com largura bastante estreitas por onde a luz é guiada com forte confinamento e perda mínima. Os guias de onda de cristal fotônico tipo planar, são formados através da remoção de uma fileira de orifício de ar a partir de uma rede periódica 2-D, que pode ser do tipo quadrada ou triangular por exemplo, introduzir defeito de linha dentro da rede periódica.

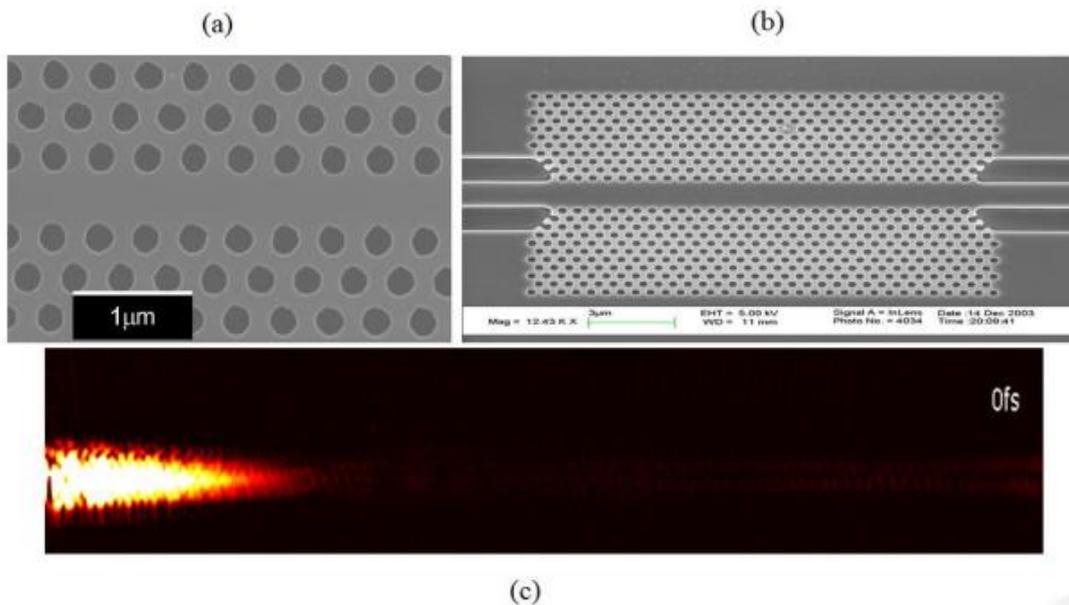


Figura 2.7(a) e (b) Guias de onda 2-D de cristal fotônico de o tipo planar, baseado em uma rede periódica triangular de furos feitos em um material dielétrico, formados através de defeitos lineares; (c) Propagação do campo eletromagnético no guia de onda do tipo planar, mostrado no item (b). Adaptada de [15]

Os PhCs têm muitas vantagens em relação aos materiais convencionais, porém, as principais vantagens dos cristais fotônicos em relação aos materiais convencionais é o ângulo crítico de curvatura, pois nos materiais dielétricos convencionais o guiamento da luz ocorre através do processo de reflexão interna total TIR. Neste caso, o mecanismo de orientação é o *band gap* que é independente das propriedades do material que preenche o núcleo. Assim, quando temos um ângulo de curvatura de 90° ou próximo desse valor, os dispositivos feitos desses materiais sofrem perdas causando atenuações na transmissão do sinal.

Na Figura 2.8 (a) seguir, temos um guia de onda de cristal fotônico construído através da realização de sucessivos defeitos lineares na estrutura com a retirada de hastes dielétricas, formando um guia de onda com dobramento de 90° . Na Figura. 1.7 (b), temos a propagação dos campos eletromagnéticos neste guia de onda, onde pode - se observar que o *bend* não oferece resistência ao guiamento da luz, havendo um confinamento praticamente sem perdas.

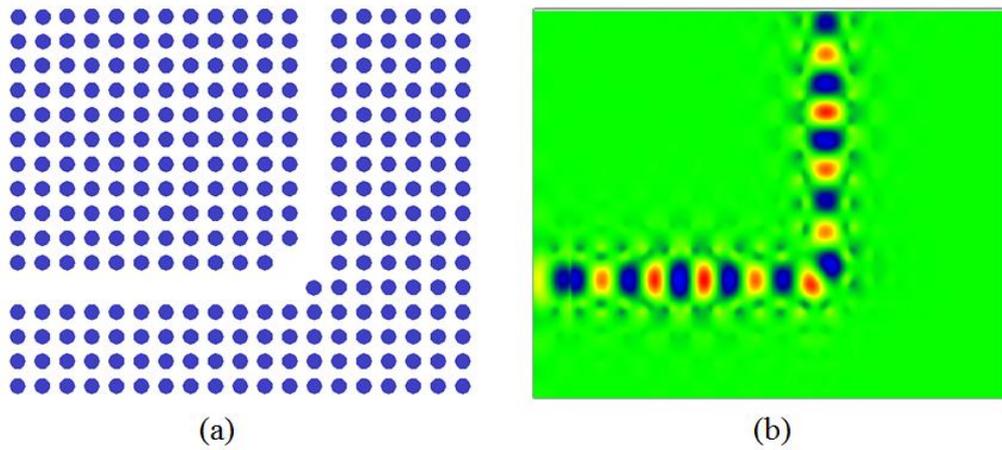


Figura 2.8 Utilizando-se do software Opti-FDTD, tem-se (a) um guia de onda baseado em cristal fotônico 2-D, com um bend de 90°, e (b) a propagação dos campos (EM) utilizando-se diferenças finitas bidimensionais (FDTD).

2.6 REFERÊNCIAS

- [1] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, Robert D. Meade, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light”, Copyright by Princeton University Press, (2008).
- [2] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, “Existence of a photonic band gap in two dimensions”, *Applied Physics Letters*, v. 61, n. 4, pp. 495-497, (1992).
- [3] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade and J.N.Winn, “Photonic Crystals”, Princeton University Press, New Jersey, 1995
- [4] K. Ohtaka, “Energy band of photons and low-energy photon diffraction”, *Phys. Rev. B*, vol. 19, pp. 5079, 1979.
- [5] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [6] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [7] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Photonic band structure: the face-centered-cubic case”, *Physical Review Letters*, v. 63, n. 18, pp. 1950-1953, (1987).
- [8] T. F. Krauss, R. M. De La Rue and S. Brand, “Two-dimensional photonic band gap structures operating at near-infrared wavelengths”, *School of Physics and Astronomy*, vol. 383, no. 12, pp. 699-702, (1996).
- [9] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin, “All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding”, *Opt. Lett.* 21, 1547-1549, (1996).
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin, “Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding”, In: *Optical Fiber Communication Conference, San Jose. Proceedings-SPIE*, (1996).
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung, “Photonic band structure: the face-centered cubic case employing nonspherical atoms”, *Physical Review Letters*, v. 67, n. 17, pp. 2295-2299, (1991).
- [12] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos “High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, pp. 3787-3791, 1996.
- [13] k. Sakoda, “optical properties of Photonic Crystal”, Springer Berlin (2001).
- [14] R. D. Meade, K D. Brommer, A. M. Rappe J. D. Joannopoulos, Existence of a photonic band gap in two dimensions”, *Applied Physics Letters*, vol. 61, N° 4, pp. 495-497, (1992).

[15] H. Gersen, T. J. Karle, R.J.P. Engelen, W.Bogaerts, J. P. Korterik, N. F. Krauss and L. Kuipers, “Real-Space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguide”, *Phys. Rev. Lett.* 94, 073903 1-4 (2005).

Capítulo 3

3 MÉTODOS NUMÉRICOS

Neste capítulo, serão apresentados os métodos utilizados nas simulações numéricas, que foram empregues para obter os resultados da PBG e da comutação. A propagação de ondas eletromagnéticas (EM) em cristais (PhC) é descrita através das equações de Maxwell [1]. Existem muitos métodos utilizados para analisar o comportamento de dispersão e espectros de transmissão em cristais fotônicos, ou seja, geram as soluções para as equações de Maxwell no meio estratificado, como o método da expansão em ondas planas (PWE) [2, 3, 4], o método da matriz de transferência (TMM) [5], o método da função de Green, dos elementos finitos (FEM) e o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD) [6, 7]. Cada método tem as suas vantagens e desvantagens.

Tipicamente, o método PWE é utilizado para calcular a *banda proibida* (PBG) e os modos de propagação da estrutura periódica, enquanto que o método FEM é usado para calcular o espectro de transmissão e a distribuição de campo que é baseado em soluções numéricas das equações de Maxwell.

3.1. AS EQUAÇÕES DE MAXWELL

Através das equações de Maxwell é possível modelar matematicamente vários fenômenos eletromagnéticos, neste caso, propagação da luz em meios periódicos eletromagnéticos pode ser expressa da seguinte forma [1].

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = J + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = \rho \quad (3.4)$$

Onde, \vec{E} e \vec{H} são os vetores intensidade de campo, elétricos e magnéticos, respectivamente, e \vec{D} e \vec{B} são os vetores densidade de fluxo elétrico e indução magnética, respectivamente; ' J ' é a densidade de corrente elétrica ' ρ ' é a densidade de cargas elétricas.

Os vetores indução magnética e densidade de fluxo elétrico estão relacionados aos campos magnético e elétrico, respectivamente, através das seguintes equações constitutivas.

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (3.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (3.6)$$

Onde, μ e ϵ são as constantes dielétricas do material, respectivamente, a permeabilidade e a permissividade. No espaço livre, a permeabilidade e a permissividade são respectivamente: μ_0 é $4\pi \times 10^{-7}$ Henry / m e ϵ_0 é $8,854 \times 10^{-12}$ Farad / m.

Agora, assumindo as relações constitutivas (3.5 - 3.6) e supondo que o material é linear, isotrópico, periódico e sem perdas, então as equações de Maxwell dadas em (3.1-3.4) podem ser reescritas por:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (3.10)$$

Os campos elétrico e magnético são funções do espaço e tempo. As equações de Maxwell são lineares, de modo que a dependência espacial pode ser separada da

temporal escrevendo os campos \vec{E} e \vec{H} em modos harmônicos, em termos de uma exponencial complexa.

$$\vec{H}(\mathbf{r}, t) = \vec{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (3.11)$$

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \vec{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \quad (3.12)$$

Onde, ω é a frequência angular, sendo $\vec{H}(\mathbf{r})$ e $\vec{E}(\mathbf{r})$ as auto-funções da equação da onda.

Agora, substituindo as Equação (3.11 - 3.12) nas Equação (3.7 - 3.10), os perfis de modo para qualquer frequência [8] pode ser governado pelas Equação.

$$\nabla \times \vec{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\vec{H}(\mathbf{r}) \quad (3.13)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\mu\varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E}(\mathbf{r}) \quad (3.14)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.15)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (3.16)$$

Para dissociar as duas Equação (3.13 - 3.14), podemos dividi-las por ε_r e na sequência aplica o rotacional e utilizar a relação da velocidade da luz c com as constantes ε_0 e μ_0 , para obter duas equações para as auto-funções $\vec{H}(\mathbf{r})$ e $\vec{E}(\mathbf{r})$, ou seja,

$$\nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \times \vec{H}(\mathbf{r}) \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\mathbf{r}) \quad (17)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r} \nabla \times \nabla \times \vec{E}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\mathbf{r}) \quad (18)$$

Onde, ω é a auto frequência angular e c é a velocidade da luz no espaço livre, dada por:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (19)$$

Para a obtenção dos modos, será considerada a Equação (3.17), que é denominada de *equação mestra* (em inglês, *master equation*) [1]. Trata-se de um problema de autovalores. Para a realização das simulações numéricas, foi empregado o software COMSOL Multiphysic que utiliza o método dos elementos finitos para a resolução numérica das equações de Maxwell [8].

Basicamente os métodos utilizados para gerar soluções para as equações de Maxwell são divididos em duas categorias: os métodos do domínio do tempo e os métodos do domínio da frequência. Neste trabalho, foram utilizados os métodos PWE e FEM para analisar o dispositivo óptico baseado em cristal fotônico, sendo o primeiro no domínio da frequência e o outro no domínio do tempo.

3.2 DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA

Os métodos numéricos que encontram soluções para as equações de Maxwell através de técnicas no domínio da frequência são aqueles em que a equação dos autovalores dos fótons é resolvida para se obter os estados permitidos dos fótons e suas energias. A vantagem fornecida através dessas técnicas é a obtenção direta da estrutura de banda do cristal. Dentre os vários métodos destacamos o método de expansão em ondas planas (PWEM – *Plane Wave Expansion Method*) [9-12] e o método da matriz de transferência (TMM – *Transfer Matrix Method*) [13-15]. Outros métodos são uma combinação da (a) discretização das equações de Maxwell por elementos finitos com a transformada rápida de Fourier pré-condicionada acoplada a um algoritmo de pré-condicionamento da iteração do subespaço para encontrar os autovalores [17]-[18] e (b) do Método Korrington-Kohn-Rostoker (KKR), que faz o uso da teoria de dispersão múltipla para resolver a equação de Schrödinger.

3.2.1 Método da Expansão da Onda Plana (PWE)

O método de onda plana é uma técnica numérica popular usada para resolver problemas eletromagnéticos periódicos. Esta técnica baseia-se na expansão dos campos eletromagnéticos em uma superposição de ondas planas [2]. As equações de Maxwell

são representadas no domínio da frequência e transformadas em um problema de autovalor. Ao resolver este problema de autovalor, são obtidos os campos eletromagnéticos e as frequências correspondentes a cada onda plana, que fornece a relação de dispersão da estrutura periódica. O método de onda plana é o método mais utilizado para calcular diagramas de banda em cristais fotônicos [16]. Assim, através do método PWE é possível determinar a faixa PBG do cristal fotônico que são diferentes para o modo TE transversal elétrico e TM transversal magnético. As estruturas projetadas para o desenvolvimento desta pesquisa produzem um band gap no modo TM, como será calculado no capítulo seguinte.

3.3 DOMÍNIO DO TEMPO

As técnicas no domínio do tempo usadas para solucionar as equações de Maxwell é uma técnica bastante flexível. A estrutura de banda é calculada pela transformada de Fourier do campo dependente do tempo no domínio da frequência. Através soluções diretas das equações de Maxwell, sem que seja necessária a obtenção de uma equação de onda específica para o campo elétrico ou magnético. Este método também é usado para obtenção de diversos parâmetros eletromagnéticos, tais como espectros de reflexão e transmissão, por meio de uma única simulação.

Neste trabalho, utilizamos as técnicas no domínio do tempo através do método elementos finitos (FEM) para obter o espectro de transmissão.

3.3.1 Método Dos Elementos Finitos

Alguns tipos de geometria podem provocar grandes problemas de discretização, e falha ou atraso na resolução das simulações. Com o FEM esse tipo de problema é superado, pois ele é um método preciso e flexível, que permite analisar a estrutura com domínios arbitrários sua precisão é determinada a partir do tamanho da malha, o mesmo é vantajoso por diminuir o tempo computacional das simulações [19]. Este método numérico é utilizado para gerar resolução de equações parciais em domínio finito. Obtém-se uma equação linear a partir de uma discretização dos domínios originais contínuos do problema físico. Essa discretização é feita a partir de uma malha que pode ser uniforme ou adaptativa. A malha adaptativa, mostrada na Figura 3.1 é utilizada para geometrias de formatos variados, por exemplo, curvas. Neste dispositivo usamos uma

malha adaptativa e refinada para determinar a intensidade de campo eletromagnético na estrutura.

Devido sua versatilidade o FEM pode ser utilizado em domínios de formato irregulares e característica não-homogênia. Assim, em regiões onde exista muita variação e/ou alta intensidade de campo eletromagnético é usado uma malha mais refinada do que em outras regiões onde o campo eletromagnético não apresentam tanta variação e/ou intensidade menor. Essa característica torna este método superior aos outros, pois nem todos os métodos conseguem gerar soluções de maneira eficiente para situações iguais ou semelhantes a essa.

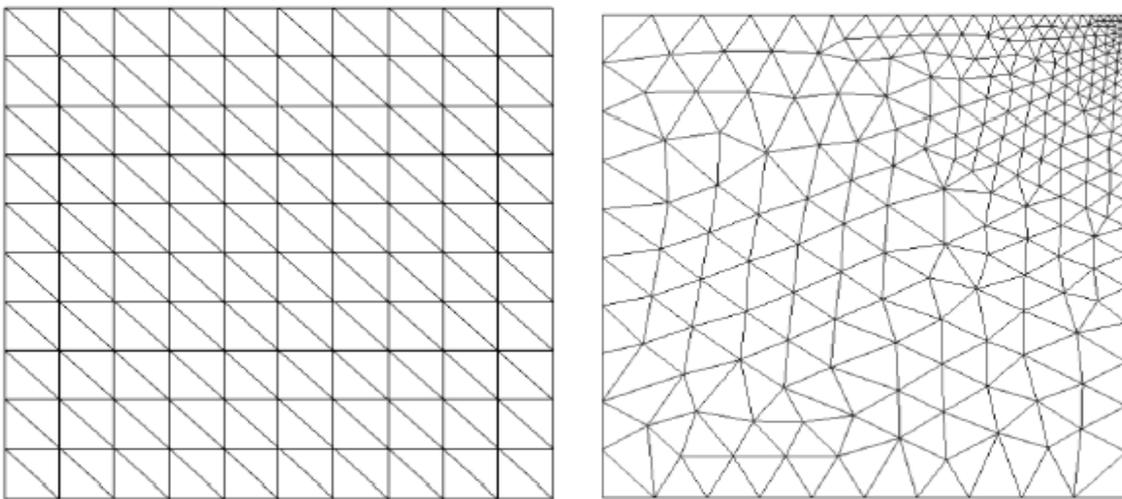


Figura 3.1 Exemplos de discretização, (a) malha uniforme e (b) malha adaptativa [20]

O primeiro passo no FEM é fazer a discretização o domínio é dividido em elementos bidimensionais isso é feito utilizando elementos triangulares como os da Figura. 3.2. Para esta divisão, não deve existir superposição nem buracos entre elementos e estes podem se conectar apenas pelos vértices, não podendo haver conexão entre um vértice de um elemento e um lado de outro. Além disso, devemos evitar elementos com ângulos internos pequenos, pois o erro é inversamente proporcional ao seno dos ângulos internos [9]. Depois da discretização do domínio, é preciso aproximar a função desconhecida de cada elemento. E então, o método gera as matrizes esparsas cujas soluções numéricas são encontradas.

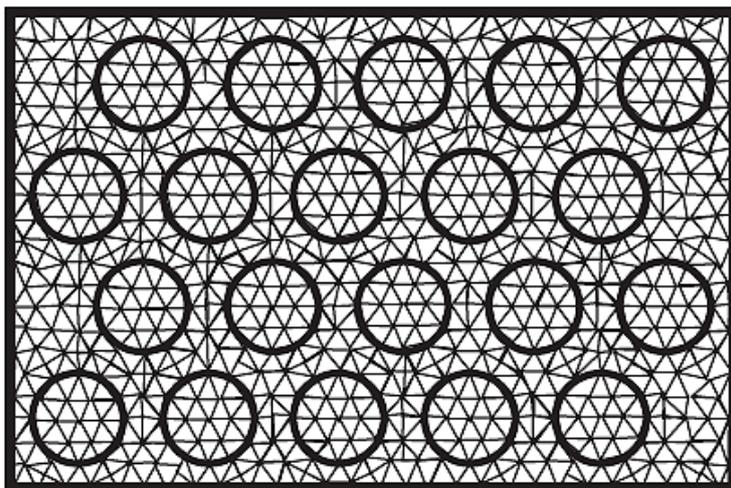


Figura 3.2 Divisão do domínio em elementos triangulares no FEM para o caso bidimensional [21].

3.4 MÉTODO NUMÉRICO E SOFTWARE COMSOL MULTIPHYSICS (TM)

Dois métodos numéricos são amplamente utilizados em problemas de eletromagnetismo envolvendo equações diferenciais parciais, o método das diferenças finitas e o método dos elementos finitos, sendo este último um dos métodos mais precisos e flexíveis, pois permite analisar estruturas com domínios arbitrários (em particular, geometrias curvas). Devido a isto, foi escolhido o software COMSOL MULTIPHYSICS, que utiliza o método dos elementos finitos. Foram realizadas simulações para o modelo do acoplador, guias de ondas e o cálculo do diagrama de bandas utilizando o software COMSOL MULTIPHYSICS, versão 5.0. As configurações do hardware utilizadas nas simulações computacionais foram: Processador Intel® Core™ i5-4690k (3.5 GHz expansível até 3.9 GHz, cache 6 MB), memória RAM de 12 GB, DDR3, 1600 MHz (1 x 8 GB + 1 x 4 GB) e sistema operacional Windows 10 Pro x64. O COMSOL contém ferramentas CAD para cada área de atuação chamadas de módulos, no qual a discretização da estrutura e a escolha das condições de contorno podem ser feitas de forma automática ou manual. Os resultados obtidos neste software podem ser convertidos para linguagem de

programação em MATLAB ou salvos em ASCII, para serem utilizados em outros softwares.

Os modelos geométricos deste trabalho criados no COMSOL passaram pelas seguintes etapas: Descrição geométrica da região de interesse, Definição dos parâmetros físicos da estrutura e condições de contorno que regem o problema, Geração de uma malha de elementos (discretização) e, Pós-processamento de resultados para visualização.

3.5 REFERÊNCIAS

- [1] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, Robert D. Meade, “Photonic Crystals: Molding the Flow of Light”, Copyright by Princeton University Press, (2008).
- [2] K. M. Leung and Y. F. Liu, “Photon band structures: The plane-wave method”, *Physical Review B*, vol. 41, no. 14, pp. 10188-10190, (1990).
- [3] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Photonic band structure: the face centered-cubic case”, *Physical Review Letters*, v. 63, n. 18, pp. 1950-1953, (1987).
- [4] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, “Existence of a photonic band gap in two dimensions”, *Appl. Phys. Lett.*, 61, 495-497, (1992).
- [5] Yonekura J, Ikeda M, Baba T, “Analysis of finite 2-D photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method”, *Journal of lightwave technology*, v. 17, n. 8, pp. 1500-1508, (1999).
- [6] Chan R.Y., Liu J.M., “Time-domain wave propagation in optical structure”, *IEEE Photonics Technology letters*, v. 6, n. 8, pp. 1001-1003, (1994).
- [7] A. Taflov and S. C. Hagness, “Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method”, Norwood: Artech House, (2004).
- [8] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystal”, Springer Berlin, (2001).
- [9] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade e J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princenton, Setembro 1995.
- [10] H. S. Sozuer, J. W. Haus, and R. Inguva, “Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method,” *Phys. Rev. B*, v.45, p.13962-13972 (1992).
- [11] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phys. Rev. B*, v.44, p.13772 – 13774, 1991.
- [12] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, “Existence of a Photonic Gap in Periodic.
- [13] J. Yonekura, M. Ikeda e T. Baba, “Analysis of finite 2-D photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method”, *Journal of lightwave technology*, v. 17, n. 8, p. 1500-1508, agosto 1991.
- [14] J. B. Pendry, “Calculating photonic band structure”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, v.8, p. 1085-1108, 1996.

- [15] J. B. Pendry and A. MackKinnon, “Calculation of Photon Dispersion elations”, *Phys. Rev. Lett.*, v.69, p.2772-2775. 1992.
- [16] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Block-iterative frequencydomain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis”, *Opt. Express*, vol. 8, pp. 173-190, 2001.
- [17] D.C. Dobson, An Efficient Method for Band Structure Calculations in 2D Photonic Crystals. *J. Comput. Phys.*, v.149, p. 363-376, 1999.
- [18] D.C. Dobson, J. Gopalakrishnan, and J. E. Pasciak. An Efficient Method for Band Structure Calculations in 3D Photonic Crystals. *J. Comput. Phys.*, v.161, p. 668-679, 2000.
- [19] Sadiku, M. N. O., *Elementos de Eletromagnetismo*, 3ª Edição, Ed Bookman, 2004.
- [20] SOUSA F. J. de M. Análise Teórica de Circuladores de 3-Portas em Cristais Fotônicos Bidimensionais, Doutorado, Tese, Universidade Federal do Pará, N° p. 96 07/12/2012,
- [21] A. W. L. Junior. Célula de Comutação Óptica em Cristal Fotônico, Doutorado, Tese, Universidade Federaldo do Ceará 26/06/2010, N° p. 199.

Capítulo 4

4 TEORIA DE ACOPLADOR BASEADO EM CRISTAIS FOTÔNICOS

Neste capítulo será apresentada a teoria e implementação do acoplador direcional baseado em cristais fotônico, mas primeiramente é necessário discutir algum conceito de guia de onda que é a estruturas mais simples e depois será apresentado o dispositivo, suas análises e discursões.

4.1 GUIAMENTO EM CRISTAL FOTÔNICO

Quando se insere um ponto de defeito na estrutura de um cristal fotônico perfeito, surge uma perturbação, ocasionando um modo correspondente na PBG. Quando se remove uma linha completa de buracos surgem vários modos na PBG, formando uma função de dispersão de modos de guia de onda. Uma linha de defeito pode ser formada não apenas pela remoção de uma linha de buracos, podendo também ser elaborada, por exemplo, através da introdução de buracos menores. Vamos nos deter nos guias de ondas formados através da remoção de uma ou mais linhas na direção ΓK de uma estrutura PhC hexagonal. Esses guias de ondas são denominados de acordo com o número de linhas omitidas, ou seja, uma estrutura PhC com n linhas de defeito é denominada de guia de onda W_n .

Para obtenção de um guia de ondas PhC W_1 (PhCW₁), remove-se uma única linha da estrutura do PhC, ocasionando uma largura de $(3)^{1/2}a$ (estrutura triangular). Além da utilização convencional, os PhCWs podem proporcionar linhas de atraso, compensação de dispersão, bem como grandes interações entre a luz propagante e a matéria, nesse caso, explorando-se o fenômeno da propagação lenta da luz. Por outro lado, as propriedades de dispersão dos PhCWs podem ser alteradas através da modificação da estrutura do PhC. Entretanto, essas modificações podem ocasionar: a operação multimodo, a diminuição do coeficiente de acoplamento ao meio externo, bem como problemas estruturais de continuidade, por exemplo, em curvas e em regiões de separação da luz.

Na Figura 4.1(a) é mostrado um diagrama de bandas para luz polarizada tipo TE em um PhCW₁ 2D embutido em uma estrutura triangular de silício, na qual os diâmetros dos buracos de ar é $0,3a$ (a é constante de periodicidade do PhC).

A relação de dispersão normalizada foi obtida para vetores de onda k_z , ou seja, ao longo da direção do núcleo do guia de onda. Observe no detalhe da Figura 5.3(a) a supercélula adotada para as simulações no PWE. Conforme podemos constatar o PhCW1 suporta um modo par “even” (linha sólida preta), e um modo ímpar “odd” (linha tracejada preta) dentro da PBG do PhC, cuja faixa de frequências normalizadas vai de aproximadamente 0,20 a 0,28u (u é a frequência normalizada = a/λ). As paridades dos modos são definidas através da simetria no plano, com relação ao núcleo do guia de onda. Observe que o modo “even” possui relação de dispersão plana para $k_z > 0,3$ e possui declividade nula em $k_z = 0,5$. Isto acontece devido aos efeitos de dobradura que surgem no limite da zona de Brillouin.

Na Figura 5.3(b) está mostrado o diagrama da velocidade de grupo (v_g) para o modo “even” (preto). Observe a enorme redução de v_g ao se aumentar o vetor de onda (frequências mais baixas). Note ainda, que conforme esperado, para $k_z < 0,3$, $v_g \approx c/4$ que é aproximadamente a velocidade de grupo do modo se propagando em guia de onda convencional de silício ($n = 3,5$). Para $k_z > 0,3$ v_g decresce de forma acentuada abaixo de $c/20$. Próximo de $k_z = 0,5$, v_g tende a zero. Nesse caso, a luz está propagando-se no que se denomina de regime de propagação lenta da luz. Portanto, em um PhCW1, diferentes frequências irão se propagar com velocidade de grupo bastante diferente. A curva na cor vermelha da Figura 5.3(b) mostra o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD). Observe que o parâmetro de GVD no regime de propagação lenta da luz, cresce de várias ordens de magnitude (variando entre $-104\text{ps}^2/\text{km}$ até $-109\text{ps}^2/\text{km}$). Note que o enorme valor do parâmetro de GVD nas proximidades da fronteira da zona de Brillouin distorce qualquer trem de pulsos se propagando através do PhCW1. Portanto a alteração da v_g e GVD ocasiona a impossibilidade utilização do regime de propagação lenta da luz em sistemas multiplexados por divisão de comprimento de onda (WDM).

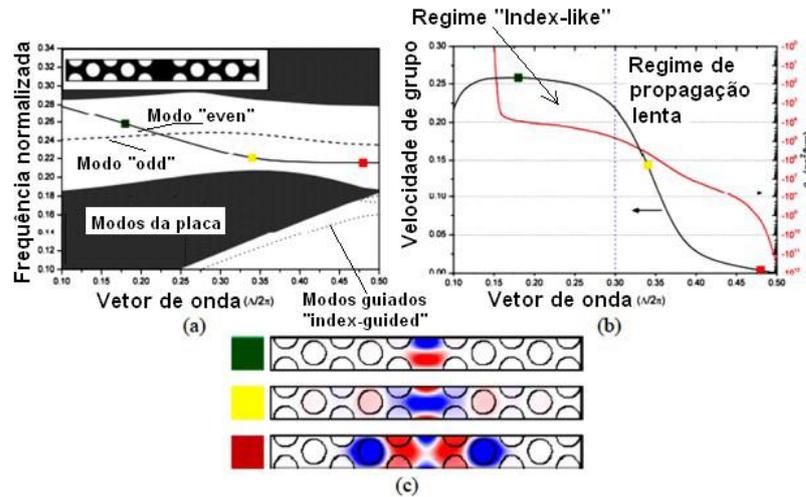


Figura 4.1. (a) Relação de dispersão típica. (b) Velocidade de grupo (vg). (c) Distribuição do campo modal em um PhCW1 [1].

Na Figura 4.1(a) está detalhada a relação de dispersão típica, mostrando a frequência normalizada em função do vetor de onda normalizado, para um guia de onda PhC 2D constituído por uma única linha de defeito suportando um modo “even” (linha cheia) e um modo “odd” (linha pontilhada) dentro da PBG. O detalhe mostrado no gráfico representa a supercélula usada nos cálculos via método ”plane wave expansion” (PWE). Na Figura 4.1(b) está plotada a velocidade de grupo (vg) em unidades da velocidade da luz no vácuo (linha preta) e parâmetro GVD (linha vermelha), ambos em função do vetor de onda normalizado. Na Figura 4.1(c) mostramos a distribuição do campo modal em um PhCW1 para os vetores de onda representados pelos quadrados marcados em vermelho, amarelo e verde nas figuras 4.1(a) e 4.1(b).

O conhecimento da distribuição de campo modal pode ser explorado para se encontrar as características de dispersão do PhCW1. Na Figura 4.1(c) é mostrado a distribuição de campo modal referente ao modo “even” dentro da PBG, para três diferentes vetores de onda representados através dos quadrados nas cores verde, amarela e vermelha que estão mostrados nas figuras 4.1(a) e 4.1(b). Para $kz \leq 0,3$ com $v_g = c/4$ (quadrado verde), o modo está muito confinado no núcleo do guia de onda, e o perfil dos campos é parecido com o perfil dos campos do modo fundamental em um guia de onda tipo “ridge”. Portanto, nesse regime parecido com o regime de propagação via diferença de índice de refração (“index-like regime”) o modo é denominado de modo guiado por índice de refração (“index-guided”). No início da região de propagação lenta da luz (quadrado amarelo) o modo começa a penetrar dentro do revestimento do PhC e,

nas proximidades do limite da zona de Brillouin, possui seu campo altamente concentrado na primeira e segunda linhas de buracos (quadrado vermelho).

No regime “index-like” as propriedades do modo “even” depende principalmente dos parâmetros das primeiras linhas de buracos, onde a parte lenta da propagação da luz do modo é enormemente dependente dos parâmetros do revestimento do PhC, especialmente, das primeiras, e segunda linhas de buracos de ar. Na Figura 4.2 está plotado o modo “even” para um PhCW1 cujo corpo do PhC possui buracos com raios $r = 0,3a$, bem como com diversos outros raios. Na Figura 4.2(a) podemos observar que D_1 representa o diâmetro dos buracos referentes à primeira linha de buracos de ar, enquanto D_2 , na Figura 4.2(b), representa os diâmetros dos buracos referentes à segunda linha de buracos de ar. Observe que à medida que se diminui os raios dos buracos da primeira linha de buracos, os modos possuem frequências mais baixas, tanto no regime “index-guided” quanto regime de luz lenta (“slow-light”), o que representa o incremento do índice de refração efetivo. Além disto, a declinação da curva de frequências normalizadas para pequenos comprimentos de onda aumenta em magnitude, e a banda passante, onde a relação de dispersão é linear, aumenta no regime “slow-light”. Por outro lado, ocorre justamente o contrário quando se aumenta os raios dos buracos de ar referentes à segunda linha de buracos de ar.

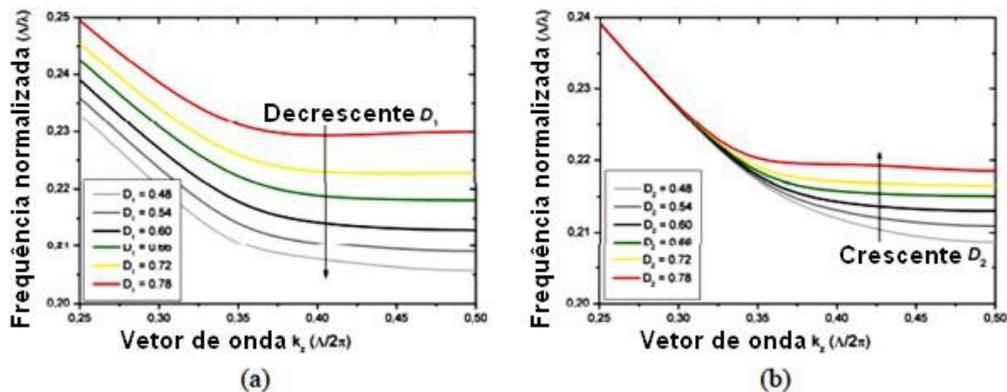


Figura 4.2(a) Diminuição da frequência normalizada do modo “even” em função da diminuição dos raios dos buracos de ar da primeira linha de buracos de ar. (b) Aumento da frequência normalizada do modo “even” em função do aumento dos raios dos buracos de ar da segunda linha de buracos de ar [1].

4.2 ACOPLADOR DIRECIONAL DE CRISTAL FOTÔNICO (PHC)

Acoplador direcional baseado em cristais fotônicos um dispositivo fabricado a partir de materiais com índice de refração positivo que preserva o sentido de propagação da luz e, possivelmente, por esta razão, é intitulado desta forma. Regularmente são utilizados em diversos outros dispositivos ópticos que necessitam da divisão do feixe óptico (interferometria) em outros dois feixes coerentes, por exemplo, mas fisicamente separados (e vice-versa).

Acoplador direcional, em seu formato mais simples, é composto por dois guias de onda paralelos separados por uma distância bastante pequena, mostrado na Figura 4.3, de modo que, possa haver a troca de energia de um guia para o outro através do acoplamento dos campos evanescentes.

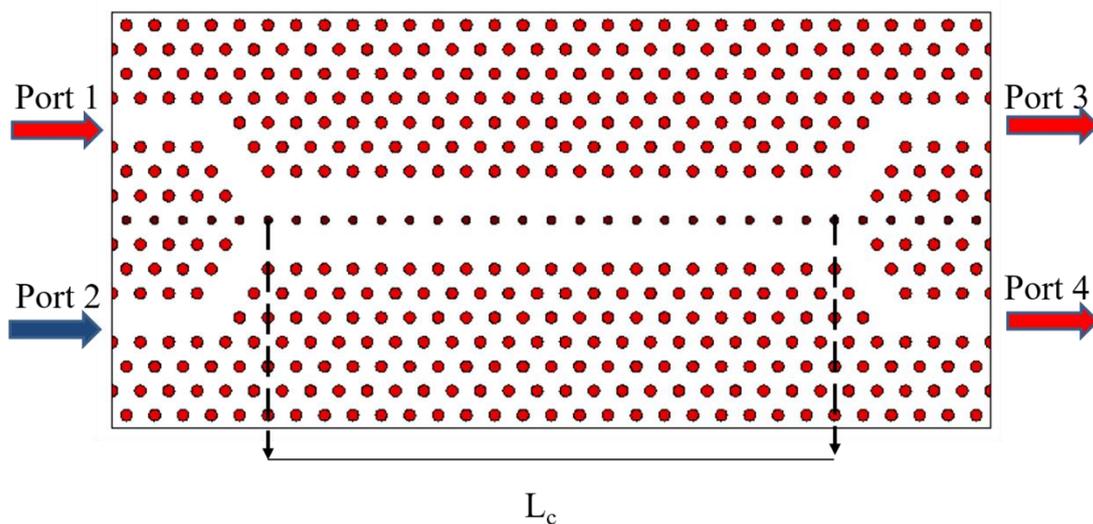


Figura 4.3 Estrutura básica do acoplador direcional de cristal fotônico de rede triangular.

No caso mais geral o sistema é constituído por uma configuração de N guias de ondas paralelos, os quais podem, ou não ser simétricos. Devido seu vasto campo de aplicação o acoplador de PhC é um dispositivo que é bastante estudado principalmente no do que tange a óptica integrada (ICs) PhCs e circuitos ópticos. Para a óptica integrada os dispositivos devem ter tamanhos em escala manométrica, no acoplador baseado em PhC a estrutura em geral cumpre esses requisitos, o comprimento de acoplamento é muito curto. O comprimento de acoplamento L_c é definido como a distância a qual a onda foi totalmente comutada de um guia de onda para o outro.

Existem duas teorias que explicam o comportamento do acoplador: a teoria do supermodo e a teoria dos modos acoplados, a teoria dos supermodos considera a estrutura completa, a qual é constituída por todos os guias de ondas e os meios ao redor

dos mesmos. Já a teoria dos modos acoplados considera a troca de energia e acoplamento entre os guias provocado pela existência de um guia de onda perto do outro causando perturbações [2]. Enquanto essa descreve a transferência de energia de um guia de onda para o outro, a primeira explica a interação dos modos no processo de acoplamento [3].

A transferência de potência óptica de um núcleo para o outro do acoplador direcional simétrico ocorre de forma periódica. A máxima transferência de potência óptica acontece em distâncias tais, que:

$$KZ = \frac{m\pi}{2} \quad (4.1)$$

Onde, K é a coeficiente de acoplamento e Z é a distância percorrida pelo sinal óptico dentro do acoplador, sendo m um número ímpar inteiro. A menor distância, na qual surge uma máxima transferência de potência, é denominada de “Comprimento de acoplamento” dada pela equação 2

$$Z = L_c = \frac{m\pi}{2} \quad (4.2)$$

Acopladores de fibras ópticas com $L = L_c$ transferem toda a potência de entrada da porta 1, para porta de saída 4, operando em estado cruzado, enquanto que toda a potência óptica lançada na porta 1 sai na porta de saída 3, quando $L = 2L_c$, operando em estado direto. A Equação 2 o acoplador opera em estado cruzado.

4.3 ANÁLISE MATEMÁTICA DO ACOPLADOR DIRECIONAL DE PhC

4.3.1 Método do Supermodo

Considerando o caso mais simples onde os dois guias de onda do acoplador de PhC são monomodos, então essa estrutura suporta dois super modos, com os respectivos auto-vetores, os quais possuem paridades par (“even”), e ímpar (“odd”), conforme pode ser observado na Figura 4.4. Esses supermodos possuem diferentes constantes de propagação as quais são denominadas β_{even} e β_{odd} .

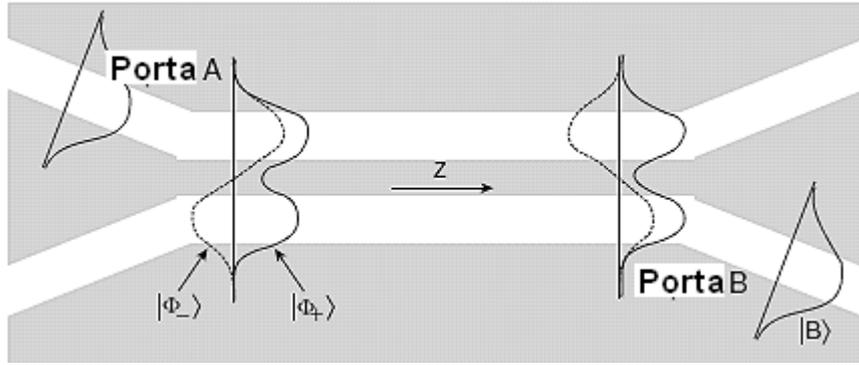


Figura 4.4. Acoplamento direcional de acordo com o método dos supermodos [4].

Quando é emitido um sinal na porta de entrada A ocorre a sobreposição dos modos par (even) e ímpar (odd). Quando o sinal emitido percorre uma distância $Z=L_c$, onde a transferência de potência óptica é máxima, o deslocamento de fase entre esse supermodo é π , e o sinal deixa o acoplador pela porta B.

A representação dos modos ainda não acoplador nos guias de onda A e B é dada pela Equação 4.3

$$\begin{aligned} |\phi_+\rangle &= \frac{|A\rangle + |B\rangle}{\sqrt{2}} \\ |\phi_-\rangle &= \frac{|A\rangle - |B\rangle}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Assim, o campo total no acoplador pode ser expresso como uma sobreposição dos dois supermodos. Equação 4.4

$$\begin{aligned} |\phi(z)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}|\phi_+\rangle e^{j\beta_+z} + \frac{1}{\sqrt{2}}|\phi_-\rangle e^{j\beta_-z} = \frac{1}{\sqrt{2}}|A\rangle(e^{j\beta_+z} + e^{j\beta_-z}) + \frac{1}{\sqrt{2}}|B\rangle(e^{j\beta_+z} - e^{j\beta_-z}) \\ &= \frac{e^{j\beta_-z}}{2} [(e^{j\Delta\beta z} + 1)|A\rangle + (e^{j\Delta\beta z} - 1)|B\rangle] \end{aligned} \quad (4.4)$$

Sendo,

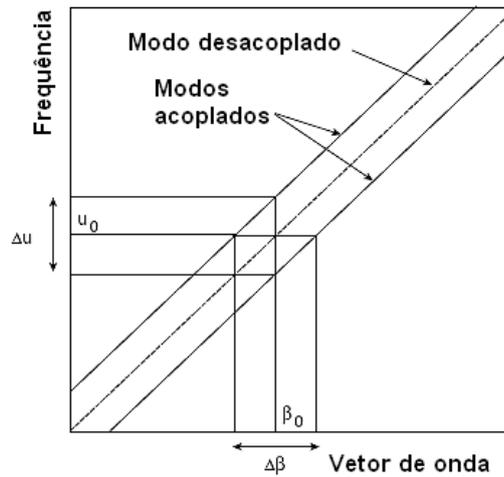
$$\Delta\beta = \beta_+ - \beta_-$$

No início da propagação ($Z=0$), o sinal está totalmente embutido no guia de onda A, ou seja, $|\phi(z=0)\rangle = |A\rangle$. Após percorrer a região de acoplamento, ou seja, $Z=L_c$ o campo é totalmente comutado para o guia de onda B, ou seja, $|\phi(z=L_c)\rangle = |B\rangle$. Isto

somente acontece, se o comprimento de acoplamento L_c for um número ímpar múltiplo da metade do comprimento de batimento, ou seja, Equação 4.5

$$L_c = \frac{1}{2} L_\beta = \frac{\pi}{\Delta\beta} \equiv \frac{\pi}{|\beta_{odd} - \beta_{even}|} \quad (4.5)$$

Na Figura 4.5 é mostrado a relação de dispersão referente a dois guias de ondas acoplados. Observe que os supermodos “even” e “odd” possuem uma diferença de constante de propagação igual a $\Delta\beta$. No caso de dois guias de ondas idênticos a



transferência de potência é completa.

Figura 4.5 Relação de dispersão de dois guias de onda acoplados [4]

4.3.2 Método do Modo Acoplado

A teoria do modo acoplado considera a troca de energia entre dois modos. Primeiramente é feita a descrição do campo \vec{E} dos dois modos localizados nos guias de ondas que estão muito próximos um do outro. O campo total (super-modo) da estrutura acoplada é baseado nos modos sem perturbação das respectivas constantes de propagação, que se propagam em ambos os guias de ondas. A Equação 4.6 é uma solução da equação geral dos modos acoplados:

$$E(x, y, z, t) = A(z)E_a(x, y)e^{j(\omega t - \beta_a z)} + B(z)E_b(x, y)e^{j(\omega t - \beta_b z)} \quad (4.6)$$

todavia, é necessário levar em consideração a perturbação que surge nas constantes de propagação provocada pela proximidades dos guias onda. Em virtude disto faz-se necessário que a equação geral dos modos acoplador (4.6) satisfaça a equação geral de ondas acopladas.

Inserindo-se a Equação (4.6) na equação geral de onda para estrutura acoplada e após diversas manipulações matemáticas, obtém-se:

$$E(x, y, z, t) = A(z)E_a(x, y)e^{j(\omega t - (\beta_a + \Delta\beta_a)z)} + B(z)E_b(x, y)e^{j(\omega t - (\beta_b + \Delta\beta_b)z)} \quad (4.7)$$

A partir da Equação (4.7) obtemos as Equações dos modos acoplados para o acoplador direcional:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= -jk_{ab}Be^{j2\delta\beta_{ab}z} \\ \frac{dB}{dz} &= -jk_{ba}Ae^{-j2\delta\beta_{ab}z} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Onde,

$$\delta\beta_{ab} = \left(\frac{1}{2}\right)(\beta_a + \Delta\beta_a - \beta_b - \Delta\beta_b)$$

Basicamente a descrição da teoria dos modos acoplados é da seguinte forma. Quando uma onda é emitida no guia de onda A, ou seja, no início da propagação as constantes de propagação não sofrem perturbações, estas constantes são representadas da forma $(\beta_a$ e $\beta_b)$, porem à medida que essa onda propaga na estrutura, a distância entre os guias de onda A e B tende a ficar bastante próximo, devido essa proximidade o material dos guias adjacentes provocam modificação nas constantes de propagações para $\beta_a + \Delta\beta_a$ e $\beta_b + \Delta\beta_b$. O acoplamento entre os dois guias de onda é ocasionado pelo coeficiente de acoplamento k_{ab} e k_{ba} .

Quando as constantes de propagações são idênticas ($\beta_a = \beta_b$) e o coeficiente de acoplamento $k_{ab} = k_{ba}$ o comprimento de acoplamento L_c é definido pela Equação 4.9,

$$L_c = \frac{\pi}{2k} \quad (4.9)$$

Onde, L_c representa o comprimento de acoplamento e a potência de um guia de onda é totalmente transferida para o outro guia de onda.

4.4 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Lars H. Frandsen, Andrei V. Lavrinenko, Jacob Fage-Pedersen, and Peter I. Borel, Photonic crystal waveguides with semi-slow light and tailored dispersion properties, *Optics Express*, Vol. 14, No. 20, pp. 9444 - 9450, (2006).
- [2] A. T. Rahmati; N. Granpayeh. Reduction of Pump Power Threshold in teh Nonlinear all- optical Photonic Crystal Directional Coupler Switches *Applied Optics*, Vol.49. No.36, 20 December 2010.
- [3] Sadiku, M. N. O., *Elementos de Eletromagnetismo*, 3ª Edição, Ed Bookman, 2004.
- [4] A. W. L. Junior. *Célula de Comutação Óptica em Cristal Fotônico*, Doutorado, Tese, Universidade Federal do Ceará 26/06/2010, N° p. 199.

Capítulo 5

5 IMPLEMENTAÇÃO DO DISPOSITIVO COM DOPAGEM DE ÉRBJO

Neste capítulo será feita a descrição do acoplador direcional baseado em cristais fotônicos dopado com érbio utilizado na pesquisa, porém antes é preciso apresentar as propriedades do érbio motivo pelo qual foi utilizado em nossa pesquisa.

5.1 PROPRIEDADES DO ÉRBJO

O Érbio é um metal de transição interna pertencente da família dos lantanídeos, que possui grande poder de absorção de luz no espectro óptico, assim como as demais terras raras. Com número atômico 68 e distribuição eletrônica descrita na Tabela 5.1

Configuração eletrônica dos átomos de Er	Configuração eletrônica dos íons de Er ³⁺
1s ²	1s ²
2s ² 2p ⁶	2s ² 2p ⁶
3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰	3s ² 3p ⁶ 3d ¹⁰
4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹²	4s ² 4p ⁶ 4d ¹⁰ 4f ¹¹
5s ² 5p ⁶	5s ² 5p ⁶
6s ²	6s ⁰

Tabela 5.1 Distribuição eletrônica do Érbio

Devido as propriedades de blindagem feita pelos orbitais 5s² 5p⁶ 6s² nos orbitais 4f^N fazendo com a camada 4f fique incompleta na maioria dos terra rara, inclusive o Érbio, este material é caracterizado como um material metaestável. O seu nível “metaestável” é de grande importância na aplicação em amplificadores ópticos, e esta blindagem faz com que o campo cristalino, que é o campo elétrico formado pelos íons vizinhos, do material hospedeiro promova pouca influência no orbital 4f^N[1]. Assim quando se dopa um material vítreo, por exemplo a sílica, com érbio ele atuará na forma do íon mais estável, que no caso seria o Er³⁺, perdendo dois elétrons de sua camada 6s² e um elétron da camada 4f¹², ficando com 4f¹¹ [2], como se pode observar na Tabela 5.1

Devido à blindagem eletrostática é possível escrever a notação espectroscópica dos íons de érbio na forma trivalente, onde este possuirá número quântico principal n =

4 e 11 elétrons em sua camada de valência, os quais estão distribuídos segundo a regra de Hund.

- Spin eletrônico total: $S_{\text{máx}} = 1/2 + 1/2 + 1/2 = 3/2$;
- Multiplicidade do Spin: $2S + 1 = 4$;
- Momento orbital eletrônico total: $L_{\text{máx}} = 3 + 2 + 1 = 6$, que segundo a notação espectroscópica corresponde à letra *I*;
- Momento angular total igual a quinze meios ($J = 9/2, 11/2, 13/2, 15/2$) e uma nomenclatura de $^{2S+1}L_J$ para $^4I_{J=9/2, 11/2, 13/2, 15/2}$ (Figura 4.6).

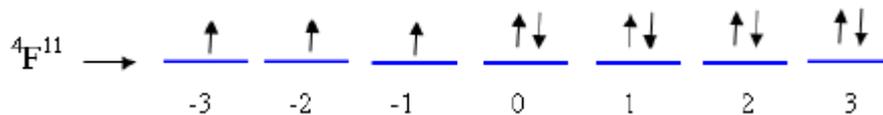


Figura 5.1 Distribuição eletrônica para o íon de Er³⁺ na subcamada 4f [3,4].

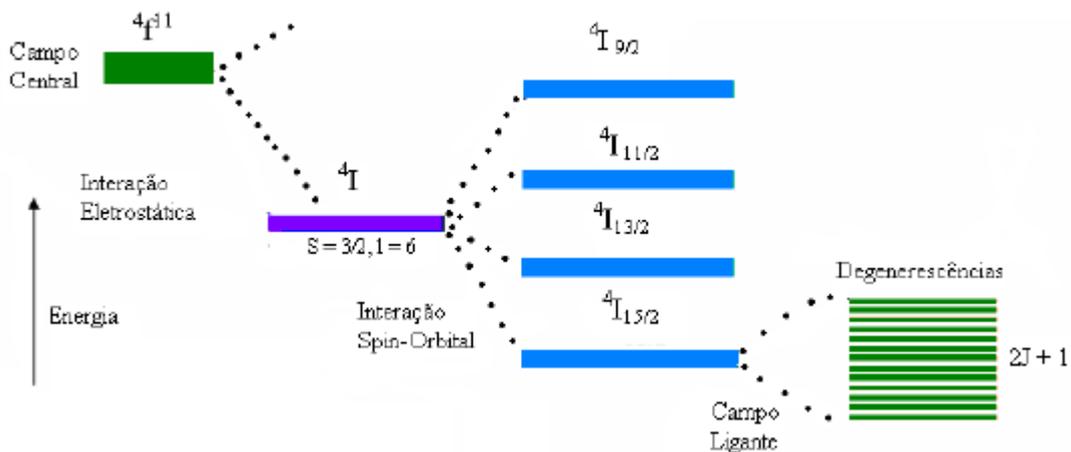


Figura 5.2 Níveis do íon trivalente de érbio desdobrado por várias interações [3].

Nos dias atuais existe uma grande necessidade de produzir novos materiais que tenham como finalidade principal aumentar a capacidade de transmissão de dados, atuando assim como amplificadores ópticos nos diversos setores das telecomunicações, por isso utilizar neste trabalho optou-se por usar o íon terra-rara érbio, pois devidos às suas emissões ele se comporta como um ótimo dopante para as matrizes vítreas.

Na Figura 5.3 (a) ilustramos o esquema dos níveis de energia do átomo de érbio para as últimas camadas eletrônicas. Para que o processo de amplificação ocorra, elétrons do nível fundamental devem absorver a energia de bombeio e atingir níveis eletrônicos de maior energia. Tendo permanecido nestes níveis por um tempo

característico, os elétrons decaem para o nível fundamental emitindo fótons com comprimento de onda dentro da região espectral de amplificação. No diagrama da Figura 5.3 (a) são representadas as transições que produzem absorção em cada um dos dois comprimentos de onda mais usados para o bombeio dos amplificadores de Érbio: 980 e 1480 nm. Outros comprimentos de onda possíveis seriam 810 e 659 nm. A emissão ocorre numa faixa larga de comprimentos de onda em torno de 1550 nm. O nível N_1 ($^4I_{15/2}$) é o nível fundamental enquanto o nível N_2 ($^4I_{13/2}$) é o nível metaestável. As transições do nível N_2 para N_1 são as que efetivamente produzem ganho no amplificador, pois o ganho do amplificador depende do tempo de permanência do elétron neste nível (tempo de vida), da ordem de 10 ms. Os tempos de vida do elétron nos outros níveis são da ordem de microssegundos, o que não resulta em ganho. O sistema de amplificação com bombeio em 1480 nm é conhecido como sistema de dois níveis, pois os elétrons são excitados diretamente para o nível metaestável. O sistema de amplificação com bombeio em 980 nm é denominado de três níveis, pois os elétrons são excitados inicialmente para o nível N_3 ($^4I_{11/2}$), onde permanecem por poucos microssegundos antes de decaírem para o nível metaestável. A Figura 5.3(b) mostra um gráfico do comportamento espectral da absorção (atenuação) e emissão (ganho) de uma fibra dopada comercial, na região entre 1450 e 1650 nm.

Existem dois processos que levam à emissão na região de 1550 nm: emissão estimulada e emissão espontânea. Na presença de sinal, ambos os processos de emissão acontecem simultaneamente no amplificador. A passagem de sinal óptico pelo meio dopado com érbio, e já previamente excitado com bombeio, estimula a transição dos elétrons para níveis de energia menor, levando à emissão de luz coerente no comprimento de onda original, isto é, amplificando o sinal. Esta é a chamada emissão estimulada, que produz o ganho do amplificador. Entretanto, parte dos elétrons decai espontaneamente para níveis de menor energia, gerando fótons com comprimento de onda, direção de propagação e polarização diferentes do sinal. A emissão espontânea gerada no amplificador se propaga ao longo da fibra e é também amplificada, gerando ruído na saída do amplificador. Este ruído é chamado de emissão espontânea amplificada ou ASE (Amplified Spontaneous Emission).

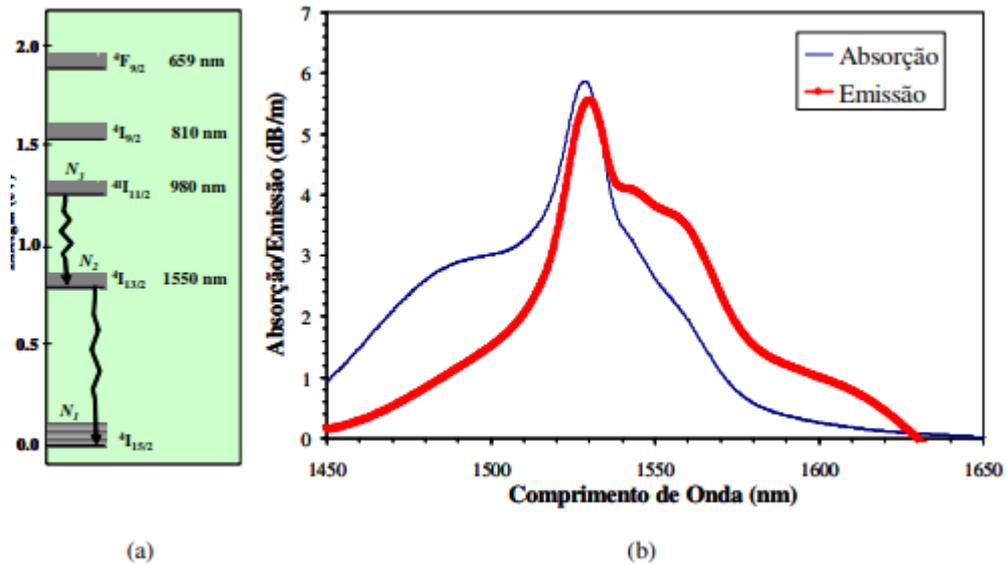


Figura 5.3 (a) Esquema dos níveis de energia de átomos de érbio nas últimas camadas eletrônicas (b) comportamento espectral típico de absorção (atenuação) e emissão (ganho) de uma fibra comercial dopada [5].

5.2 PROJETO DO ACOPLADOR DE CRISTAL FOTÔNICO DOPADO COM ER^{3+}

Para o projeto do cristal fotônico bidimensional, primeiramente, foi utilizado uma ferramenta matemática para o cálculo do diagrama de bandas. Através do diagrama de bandas é possível definir se a estrutura apresenta um “gap” fotônico (região de frequências de propagação proibida para todas as direções no plano), assim como estabelecer a faixa de frequências proibidas Figura 5.4.

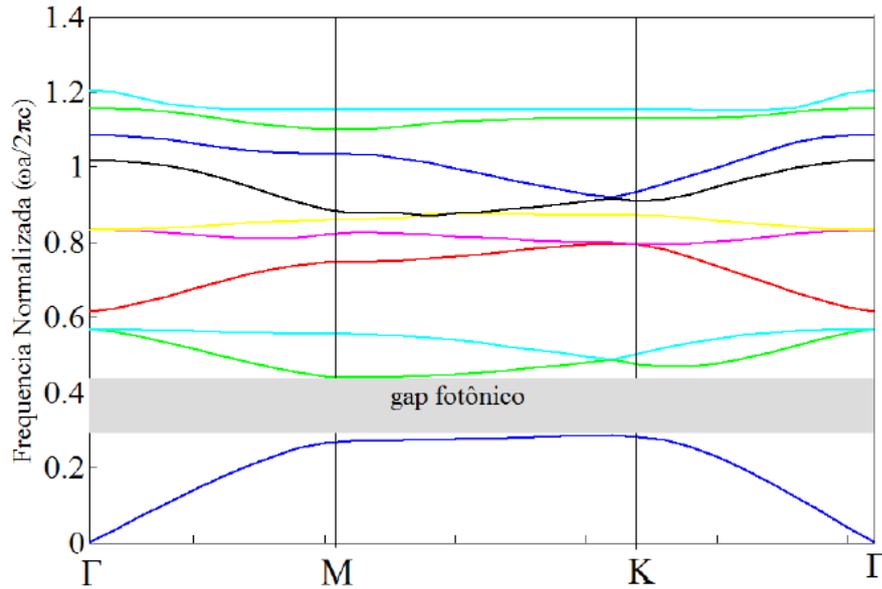


Figura 5.4 Diagrama de bandas calculado para um arranjo hexagonal de colunas dielétricas cercadas por ar, com parâmetros geométricos $r/a = 0,2$, para a polarização TM.

Como pode ser visto na Figura 5.4 existe um gap fotônico entre a primeira e a segunda banda para todas as direções do cristal fotônico, que corresponde à faixa de frequências normalizadas compreendidas entre $0,27 < \omega a/2\pi c < 0,42$. Nesta faixa não existem modos de propagação. O acoplador está embutido em cristal fotônico de estrutura triangular e polarização Transversal Magnético (TM)

A estrutura do acoplador direcional de cristal fotônico proposto consiste em três regiões: de acoplamento, de entrada e de saída. Este dispositivo é formado por pilares circulares de sílica envoltos de ar. As hastes dielétricas, com exceção das hastes centrais, possuem índice de refração de 3.46, raio $0.2a$, onde a é a constante de rede. As hastes centrais são dopadas de érbio com índice de refração de 4 e raio $0.14a$. A Figura 5.5 mostra a estrutura do acoplador.

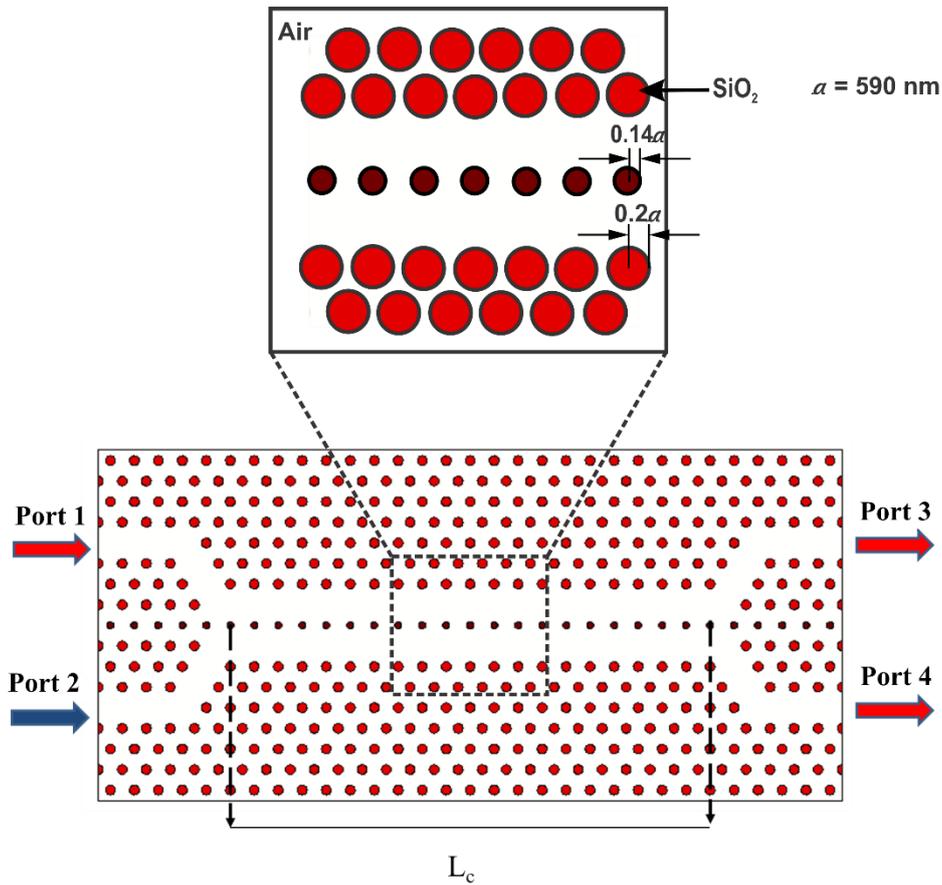


Figura 5.5 Geometria do acoplador direcional de cristal fotônico dopado de érbio com estrutura triangular, onde as hastes destacadas em vinho estão dopadas com érbio.

5.2.1 Equações dos Modos acoplados para o Acoplador de PhC Dopado Com Er^{3+}

Quando um sinal é emitido através do guia dopado, o íon de érbio é elevado ao nível de transição, produzindo uma não linearidade ressonante a qual é geralmente muitas ordens de magnitude maior que o efeito kerr [5]. A não linearidade ressoante é produzida pela transição ótica entre $^4I_{(15/2)}$ (estado fundamental) e $^4I_{(13/2)}$ (Estado metaestável) do Er^{3+} provocando a alteração do índice de refração do material e também pode alterar as constantes de propagação complexas, onde a parte real está relacionada com a alteração do índice de refração n , já a parte imaginária relaciona-se com a mudança do coeficiente de ganho g . Desta forma os modos acoplados são definidos pelas Equações. (5.1) e (5.2) [5]:

$$\frac{dA}{dz} = -jk_{ab}B + i\beta_a A + i\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n A + \frac{\Delta g}{2} A \quad (5.1)$$

$$\frac{dB}{dz} = ik_{ba}A + i\beta_b A \quad (5.2)$$

Onde, k_{ab} e k_{ba} são os coeficientes de acoplamento, Δn é a variação do índice de refração, Δg é a variação do coeficiente de ganho, β_a e β_b constantes de propagação dos modos guiados, vale ressaltar que os itens relacionados ao tempo foram negligenciados na relação acima.

Quando um sinal de alta intensidade atinge o comutador óptico não linear, apenas o índice de refração da barra central (região de acoplamento) é alterado, como descrita na Equação. (5.3) [7]:

$$\Delta n = n_0 + n_2 I \quad (5.3)$$

Onde, n_0 é o índice de refração linear tendo valor constante, n_2 é o índice de refração não linear que varia com a intensidade do sinal I .

O acoplador direcional dopado e não dopado podem operar em dois estados, estado direto ou estado cruzado, então foi feita a simulação para ambos os estados e dispositivos.

5.2.2 Estado Direto

Para demonstrar o desempenho de comutação do acoplador direcional de cristal fotônico foi simulado o estado linear para o caso dopado com érbio Figura. 5.6 e o não dopado Figura 5.7.

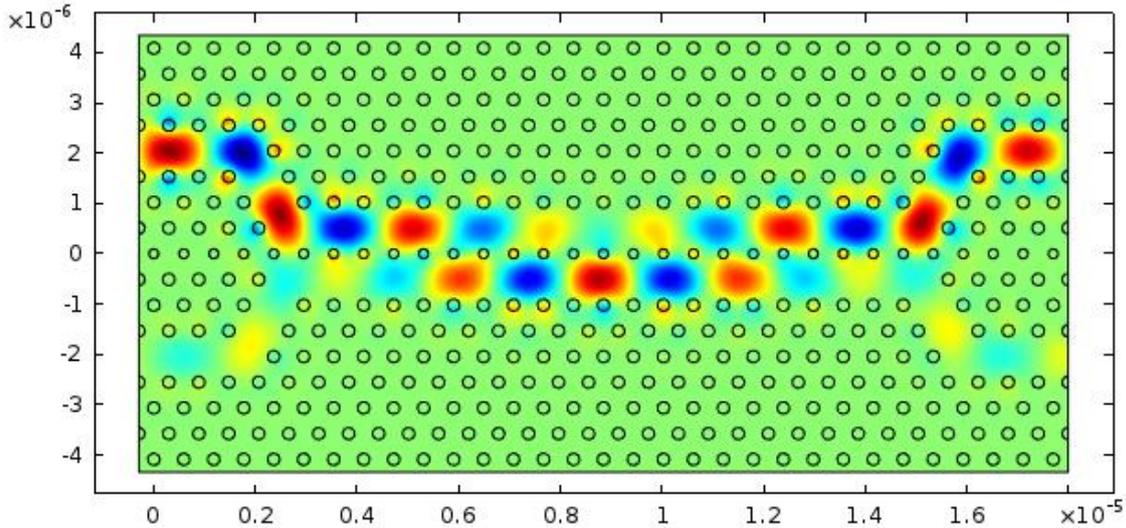


Figura 5.6 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico dopado com Érbio operando no estado linear (direto).

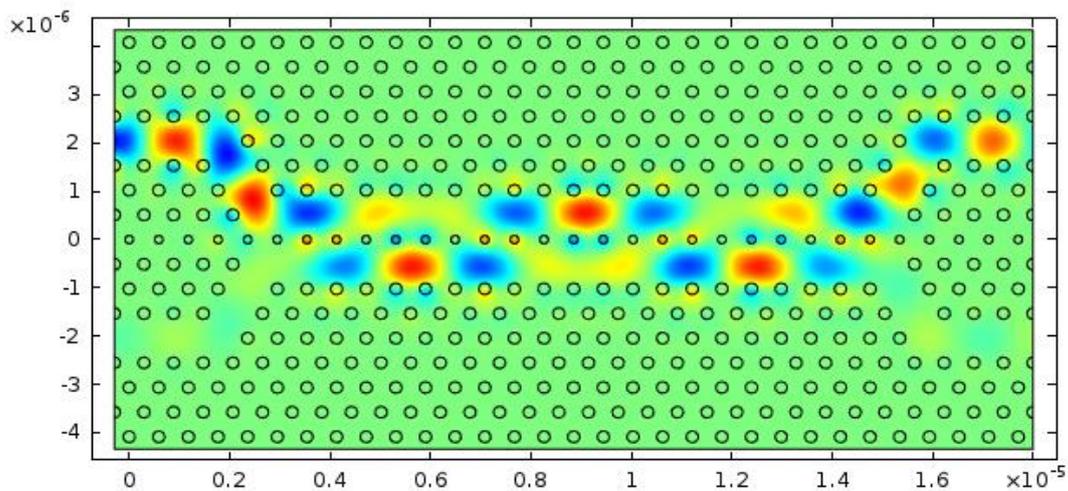


Figura 5.7 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico sem dopagem operando no estado linear (direto).

O acoplador direcional de cristal fotônico dopado com érbio o índice de refração das hastes centrais não foi alterado pela potência de bombeio e o acoplador operou no estado barra, a uma frequência normalizada de 0.39 e um comprimento de onda de 1.5 μm . Assim a luz foi transmitida pela porta 3 como mostra a Figura 5.5. Neste caso o sinal foi mais intenso, isso ocorreu devido ao alto poder de absorção do érbio.

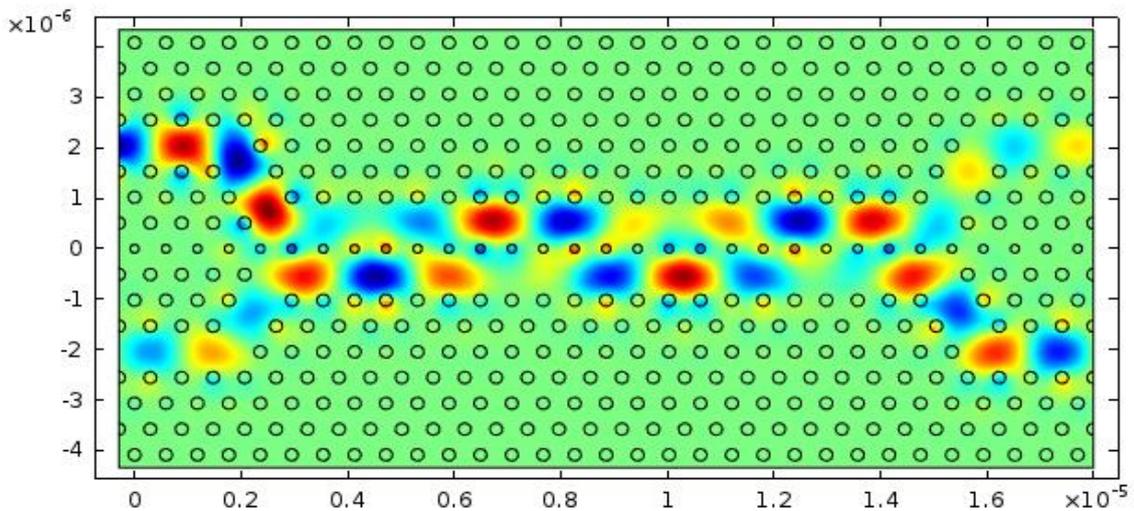
Já para o caso do acoplador não dopado, apesar de também ter operado no estado barra, houve uma diferença tanto na frequência normalizada que foi de 0.38, quanto no comprimento de onda que foi de 1.54 μm . Neste caso devido ao poder de absorção mais

baixo do dielétrico utilizado (sílica), ocasionou menor intensidade de campo quando comparado ao acoplador dopado, como pode ser observado na Figura 5.6.

5.2.3 Estado Cruzado

O desempenho de comutação do acoplador direcional de cristal fotônico também foi simulado para o estado não linear. Assim o acoplador dopado com érbio (Figura 5.8) e o não dopado (Figura 5.9) foram analisados.

Para os acopladores (dopado e não dopado) operando em estado cruzado, a intensidade de luz produz variação no índice de refração das hastes centrais provocando uma variação no coeficiente de acoplamento, assim o sinal é transmitido pela porta 4,



como mostram as Figuras. (5.8 e 5.9)

Figura 5.8 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico dopado com Érbio operando no estado não linear (cruzado).

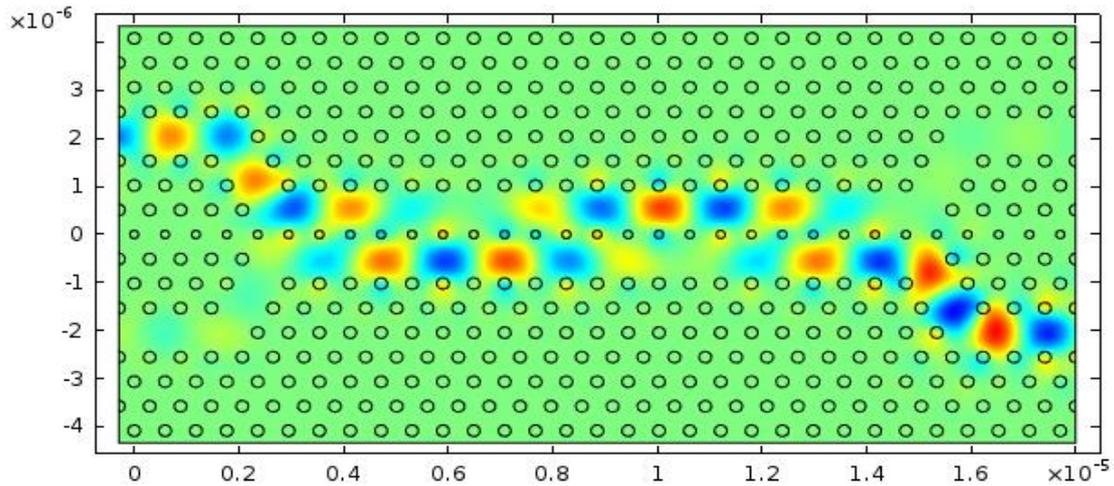


Figura 5.9 Distribuição do campo elétrico no acoplador direcional de cristal fotônico não dopado operando no estado não linear (cruzado).

De maneira similar ao caso de operação no estado linear observamos que o sinal é mais intenso no acoplador dopado, isso ocorre devido as propriedades do érbio já mencionadas anteriormente. Este acoplador operou em estado cruzado a uma frequência normalizada de 0.38 e um comprimento de onda de 1.54 μm , enquanto que o acoplador não dopado a transmissão ocorreu em uma frequência normalizada de 0.385 e um comprimento de onda de 1.52 μm e também com baixa intensidade de campo.

5.2.3 Análise dos Acopladores Baseado na Potência de Saída

Os resultados com relação as potencias de saída dos acopladores em relação a frequência são mostrados nas Figuras 5.10 e 5.11. As simulações foram realizadas utilizando o range de frequência de 1.9 a 2.2 THz.

Observou-se que a potência de saída nas portas 3 e 4 são iguais a 0.5 para as frequências normalizadas 0.378, 0.387 e 0.404, para ambos acopladores.

Para as frequências normalizadas igual a 0.38 e maior que 0.405 dispositivo dopado, apresentou comutação entre os guias e o sinal foi transmitido na porta 4, caracterizando o estado cruzado (porta 4), já para a frequência normalizada num intervalo de $0.39 < \omega a / (2\pi c) \leq 0.4$ o sinal foi transmitido pela porta 3, operando no estado barra (porta 3) como mostra a Figura. 5.10.

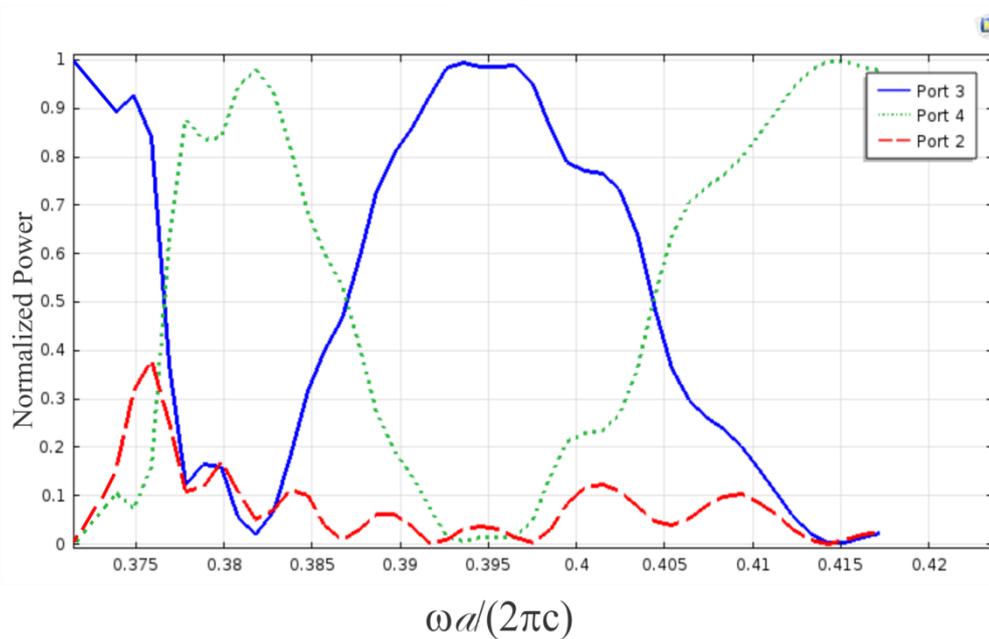


Figura 5.10. Espectro da frequência em relação a potencias de saída para o dispositivo dopado com érbio

Para o dispositivo não dopado a transmissão no estado cruzado (porta 4) foi obtida com frequências normalizadas iguais a 0.385 e no intervalo $0.4 < \omega a / (2\pi c) \leq 0.41$. Entretanto para a transmissão do estado barra (porta 3) foi obtido para a frequência normalizada igual a 0.38 e 0.405 e no intervalo $0.39 < \omega a / (2\pi c) \leq 0.395$ como pode ser observado na Figura 5.11.

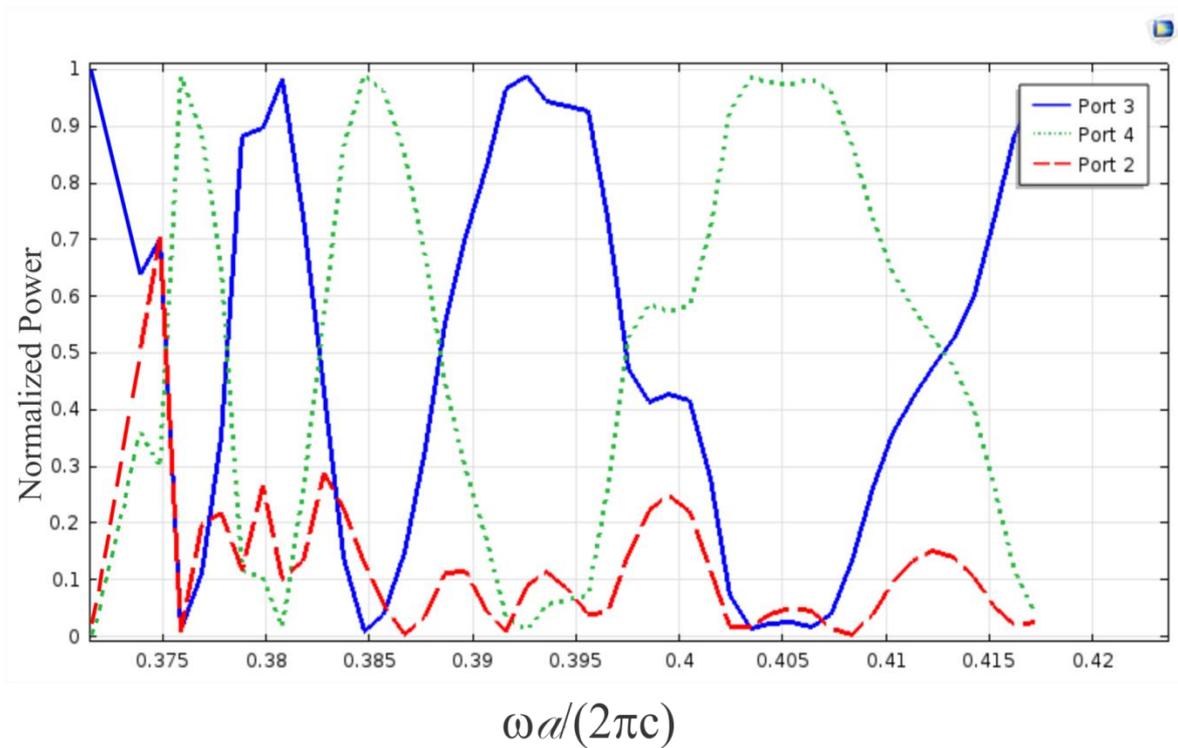


Figura 5.11 Espectro da frequência em relação a potências de saída para um dispositivo não dopado.

Para o acoplador dopado com érbio o espectro de frequência para operar nos estados cruzado e barra foi maior que as do dispositivo sem dopagem, foi possível observar que isso ocorreu devido ao poder de absorção do érbio. Assim, o dispositivo dopado obteve melhor desempenho em relação a frequência.

5.3 REFERÊNCIAS

- [1] Eyzaguirre G, Carmen R., Fibras Ópticas de Vidros Teluritos Dopados com Érbio e Túlio para Amplificadores Ópticos de Grande Largura de Banda. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”, UNICAMP, Campinas, São Paulo, Nº p 281, 26/07 2004;
- [2] Sampaio, J. A., Investigação De Vidros Aluminato De Cálcio Dopados Com Íons Terras-Raras, dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”, UNICAMP, Campinas, São Paulo, 1997;
- [3] García R, Victor A.. Fabricação E Caracterização De Guias De Onda Para Amplificadores Ópticos Curtos Com Vidros Germano-Teluritos. Dissertação de mestrado. Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física “Gleb Wataghin”, UNICAMP, Campinas, São Paulo, nº p. 221, 18/082005;
- [4] Huang, C. Rare E. Coordination Chemistry: Fundamentals And Applications. Asia. Wiley, 2010;
- [5] ROSOLEM J. B. Amplificador ópticos de dupla passagem incorporado em fibras compensadoras de dispersão, tese, universidade de São Paulo- USP, 2005.
- [6] Chunfei Li, Guangming Xu, Liansheng Ma, Na Dou, Hong Gu, “An erbium-doped fibre nonlinear coupler with coupling ratios controlled by pump power,” J. Opt. A: Pure Appl. Opt.7, 540-543 (2005).
- [7] A. T. Rahmati; N. Granpayeh. Reduction of Pump Power Threshold in teh Nonlinear all- optical Photonic Crystal Directional Coupler Switches Applied Optics, Vol.49. No.36, 20 Dezembro 2010.

Capítulo 6

6 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

6.1 CONCLUSÃO

Neste trabalho, foram realizadas simulações computacionais com o propósito de analisar a performance de um acoplador direcional dopado com érbio em comparação a um acoplador não dopado ambos baseados em cristal fotônico bidimensionais. Acopladores direcionais são muito importante para o sistema de comunicação óptico, uma vez que são utilizados para controlar a troca de energia entre as ondas eletromagnéticas que se propagam em diferentes estruturas de guiagem. Seja para a aquisição de amostras ou para a divisão de sinais.

O érbio é muito utilizado para dopagem em fibra e realizar a amplificação de sinais que tenham passado por atenuações ou dispersões. Até o surgimento desta pesquisa, ainda não houveram registro do uso do érbio em acopladores direcionais baseados em cristais fotônicos.

Acoplador direcional também poder ser produzindo utilizando semicondutores, porém estes possuem tamanho e consumo de energia inadequado para os sistemas de óptica integrada.

A vantagem de usar o acoplador direcional baseado em cristal fotônico dopado com érbio são: baixo consumo de energia, maior faixa de frequência para operar nos estados barra e cruzado e tamanho ideal para a óptica integrada.

6.2 TRABALHOS FUTUROS

Nos trabalhos futuros pretende-se desenvolver portas lógicas, realizar dopagem com outros materiais terra rara já utilizado em fibras convencionais.

6.3 LISTA DE PUBLICAÇÕES

Durando estes dois anos de atividades relacionado a este projeto de mestrado, foram desenvolvidos e publicados alguns trabalhos na linha de eletromagnetismo com ênfase em telecomunicações, que estão listados abaixo;

6.3.1 Simpósio – Trabalhos aceitos/ publicados

[1] Sabino, E. R.; Sousa, F. B. de ; Souza, F. M. ; Costa, M. B. C . Study of a Photonic Crystal Coupler Doped with Erbium. In: Brazilian Technology Symposium, 2017, campinas. Brazilian Technology Symposium, 2017.

6.3.2 Congressos – Trabalhos aceitos/ publicados

[1] Sabino, E. R.; Sousa, F. B. de ; Costa, M. B. C.; Oliveira, J. E. de ; Costa, M. B. C. Four-Wave Mixing Reduction Techniques in WDM Systems; Encontro anual do IECOM em comunicações, São Luís- MA, artigo publicado em 2017

[2] Sousa, F. B. de ; Oliveira, J. E. de ; Costa, M. B. C. ; Sabino E. R. . Mach-Zehnder Interferometer of Highly Non-Linear Photonic Crystal Fiber for All Optical 3R Regeneration. International Journal Of Engineering Research & Technology, v. V6, p. 392-397, 2017.

[3] Sousa, F. B. de ; Sabino, E. R. ; Luz, F. P. da ; Oliveira, J. E. de ; Costa, M. B. C. . All-Optical 2R Regenerator Non-Linear Optic Based on the Mamyshev Model. International Journal of Innovative Research in Computer and Communication Engineering, v. 5, p. 10952-10959, 2017.

[4] Sousa, F. B. de ; Sabino, E. R. ; Costa, M. B. C. ; Souza, F. M. ; Oliveira, J. E. de; Oliveira, O. T. B. ; Costa, M. B. C. . Análises da Não Linearidade Kerr em Sistemas de Comunicação por Fibra Óptica. In: II Encontro de Pós-Graduação, Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará (UNIFESSPA), 2017, Marabá - PA. II Encontro de Pós-Graduação, Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará (UNIFESSPA). Marabá - PA, 2017. v. v. 1.

[5] Sousa, F. B. de ; Oliveira, J. E. de ; Sabino, E. R. ; Souza, F. M. ; Costa, M. B. C.. Simulations of SPM, XPM and FWM in Single-Mode Fiber Optic Networks. In: Seminatec 2017 - XII Workshop on semiconductions and micro & nano technology, 2017, Marabá. Seminatec 2017 Proceedings. São Paulo, 2017.

[6] Sousa, F. B. de ; Sabino, E. R. ; Costa, M. B. C. ; Souza, F. M. ; Costa, M. B. C. . All-Optical 3R Regeneration Based on XPM and SPM in Highly Nonlinear Photonic Crystal Fiber. In: I SIMPÓSIO DE PRODUÇÃO CIENTÍFICA: Espaço de Integração Acadêmica e Científica, Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará (UNIFESSPA), 2017, Marabá - PA.. ANAIS DO I SIMPÓSIO DE PRODUÇÃO CIENTÍFICA: Espaço de Integração Acadêmica e Científica, 2017.

