

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

DFMC- Laboratório de Óptica

**Projeto de Camadas Fotônicas 2D e Fabricação
utilizando Múltiplas Exposições Holográficas**

Jacson Weber de Menezes

Dissertação apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin"
da Universidade Estadual de Campinas como requisito parcial
para a obtenção do título de Mestre em Ciências

*Este exemplar corresponde à redação
final da tese de mestrado defen-
dida pelo aluno Jacson Weber de Menezes e aprovada pela comissão
julgadora*

Orientadora:

Prof^a. Lucila Helena Deliesposte Cescato

02/02/2007

Lucila H. Cescato

Campinas
Julho de 2006

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M524p Menezes, Jacson Weber
Projetos de camadas fotônicas 2D e fabricação
utilizando múltiplas exposições holográficas / Jacson
Weber de Menezes. -- Campinas, SP : [s.n.], 2006.

Orientador: Lucila Helena Deliesposte Cescato.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Litografia holográfica. 2. Cristais fotônicos 2D.
I. Cescato, Lucila Helena Deliesposte. II. Universidade
Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin".
III. Título.

(vsv/ifgw)

- **Título em inglês:** Design of 2D photonic layers and fabrication using multiple holographic exposures
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Holographic lithography
 2. 2D Photonic crystals
- **Área de concentração:** Física da Matéria Condensada
- **Titulação:** Mestre em física
- **Banca examinadora:**
Prof. Lucila Helena Deliesposte Cescato
Prof. Flávio Caldas da Cruz
Prof. Ronaldo Domingues Mansano
- **Data da defesa:** 28/07/2006
- **Programa de Pós Graduação em:** Física



ANO
40



Secretaria de Pós-Graduação - Tel: (19) 3788-5305 FAX: (19) 3788-4142

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **JACSON WEBER DE MENEZES – RA 029471**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN” DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 28/07/2006.

COMISSÃO JULGADORA:

Lucila H. Cescato

Prof^a. Dr^{oa}. Lucila Helena Deliesposte Cescato (Orientadora do Candidato)
DFMC/IFGW/UNICAMP

Flávio Caldas da Cruz

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz – DEQ/IFGW/UNICAMP

Ronaldo D. Mansano

Prof. Dr. Ronaldo Domingues Mansano – USP/SP

Dedico este trabalho a minha gorda,
aos meus pais e aos meus irmãos.

Agradecimentos

- Gostaria de agradecer a professora Lucila pela orientação e aprendizado durante estes anos.
- A todos os integrantes do laboratório de Óptica, professores, alunos e funcionários. Agradeço em especial à Ero, pelo bom humor que contagia quem está em sua volta e aos amigos Edson, Luis Fernando, Luis Gutierrez, Marcelo, Fabíola, William e Nilson.
- Aos professores Ronaldo Mansano, Luis Zambom, Francisco das Chagas Marques, José Alexandre Diniz, Newton Frateschi, Marco Antônio, Marcos Franco, pelas discussões e ajudas.
- Aos funcionários do Instituto de Física, em especial ao Jorge da oficina mecânica e ao Armando da secretaria da pós pela fundamental ajuda.
- Aos técnicos e amigos Totó e Nelson Ordonez pela ajuda fundamental nestes anos e pelas discussões sobre futebol. Agradeço também a técnica Maria Isabel pelas deposições de filmes
- Aos colegas Alcinei e David pelas corrosões utilizando RIE, ao Ricardo pelas deposições de filmes e ao Eugênio pelas medidas feitas no espectrofotômetro.
- À Capes pelo apoio financeiro
- Aos amigos da APGF que organizaram campeonatos de futebol, fazendo com que as tensões do dia-a-dia fossem esquecidas por alguns instantes.
- Um agradecimento muito especial ao amigão Edson José de Carvalho pelo aprendizado e pelas inúmeras dicas que fizeram com que este trabalho fosse concluído
- Um agradecimento especial também ao amigo Vitaly pelas inúmeras semanas de discussão a respeito das simulações utilizando elementos finitos
- Aos amigos gaudérios Bruno, Diego e Gian que fizeram com que eu me sentisse em casa no começo dessa empreitada e aos amigos do peito Fernando Sato, Alexandre Abdala, Sônia Julieta e Pri pela convivência neste período.
- Aos meus preciosos pais João e Norma, pelo exemplo, pelo carinho e pelo apoio incondicional durante toda minha vida.
- Aos meus queridos irmãos e amigos Márcio, Eliana e Róbson pela força.
- A minha querida noiva Flávia Farias Cardoso por me aturar nos momentos difíceis e compartilhar os bons momentos nestes últimos nove anos

“A maior recompensa do nosso trabalho não é o que nos pagam por ele, mas aquilo em que ele nos transforma”.

(John Ruskin)

“Há que tornar a ungir os cavalos guerreiros e levar a luta até o fim; porque quem nunca descansa, quem com o coração e o sangue pensa em conseguir o impossível, esse triunfa”.

(I Ching)

Resumo

Nesta dissertação foi desenvolvido um novo método de gravação de estruturas bidimensionais em fotorresina, baseado na superposição de três exposições holográficas. Utilizando esta técnica, foi possível gravar estruturas de secção transversal circular. Isso resolve o problema da redução da área do gap fotônico que ocorre com as estruturas cilíndricas de secção transversal elíptica, obtida quando são utilizadas apenas duas exposições. Controlando-se a fase entre a terceira exposição e as duas anteriores é possível também gerar padrões hexagonais com diferentes formas de cilindros, que correspondem aos “átomos” do cristal fotônico, que podem apresentar novas propriedades fotônicas.

Para projetar cristais fotônicos que apresentam gap fotônico na região de interesse do espectro eletromagnético, foi utilizado um programa baseado no método dos elementos finitos. Nestes projetos foram consideradas as dimensões e formas que podem ser fabricadas utilizando a técnica de dupla exposição holográfica assim como foi utilizada a aproximação de índice de refração equivalente para levar em conta a espessura da camada fotônica.

Utilizando a superposição de duas exposições holográficas, associadas à litografia por corrosão por íon reativo, foram feitas tentativas de fabricação das camadas fotônicas projetadas em três materiais diferentes: silício policristalino, silício amorfo hidrogenado e silício cristalino.

Abstract

In this work, it was developed a new recording method of the 2D structures in photoresist, based on the superimposition of three holographic expositions. This technique solves the problem of asymmetry of hexagonal structures, arising from the superimposition of only two expositions, which causes a strong reduction of the photonic band gap area. By controlling the phase-shift between the third exposition and the former two exposures, it is possible to generate new hexagonal patterns that can present different properties.

In the design of the 2D photonic layers that present Photonic Band Gaps in the near infra-red region of the electromagnetic spectrum, it was used a software based on finite elements method. To consider the thickness of the photonic layer it was used the approach of equivalent refractive index. In the design we take into account the dimensions and shapes that can be fabricated using the technique of holographic lithography associated with RIE (Reactive Ion Etching).

For fabrication of the structures we used double holographic exposures followed by RIE lithography in three different materials: poly-silicon, amorphous silicon and crystalline silicon.

Índice

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO.....	1
1.1. REFERÊNCIA	4
CAPÍTULO 2. PROJETO DE CAMADAS FOTÔNICAS BIDIMENSIONAS.....	6
2.1. ÍNDICE DE REFRAÇÃO EQUIVALENTE (n_{equiv}).....	7
2.1.1. <i>Índice de refração equivalente x Índice de refração do filme.....</i>	<i>8</i>
2.1.2. <i>Índice de refração equivalente x comprimento de onda.....</i>	<i>9</i>
2.1.3 - <i>Índice de refração equivalente x espessura do filme.....</i>	<i>10</i>
2.2. ÍNDICE DE REFRAÇÃO EFETIVO (n_{efet})	11
2.2.1- <i>Índice de refração efetivo x r/a.....</i>	<i>13</i>
2.2.2- <i>Fator de preenchimento x Índice de refração do material dielétrico para haver guiamento em substratos de SiO_2.....</i>	<i>14</i>
2.3. CÁLCULO DAS ESTRUTURAS DE BANDAS E MAPAS DE GAP.....	15
2.3.1. <i>Gap de banda fotônica x índice de refração equivalente (n_{equiv}).....</i>	<i>17</i>
2.4. REFERÊNCIAS.....	22

CAPÍTULO 3. GUIAS DE CANAL EM CAMADAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS BIDIMENSIONAIS.....	23
3.1. GUIA DE AR FEITO EM CRISTAIS FOTÔNICOS 2D INFINITOS.....	25
3.2. AUSÊNCIA DE LINHAS DE FUROS NUMA CAMADA FOTÔNICA COMPOSTA DE FUROS DE AR NO MATERIAL.....	28
3.2.1- <i>Guias feitos em cristais fotônicos com simetria quadrada</i>	29
3.3. REFERÊNCIAS.....	39
CAPÍTULO 4. FABRICAÇÃO DE CAMADAS FOTÔNICAS USANDO DUPLA EXPOSIÇÃO HOLOGRÁFICA	41
4.1. GRAVAÇÕES EM CAMADAS DE Si AMORFO E Si POLICRISTALINO.....	42
4.1.1. <i>Deposição dos Filmes</i>	43
4.1.2- <i>Litografia holográfica</i>	45
4.1.3- <i>Transferência do padrão para os filmes de silício policristalino e amorfo hidrogenado</i>	48
4.2. GRAVAÇÃO EM SUBSTRATOS DE Si.....	52
4.2.1- <i>Simetria hexagonal</i>	53
4.2.2.- <i>Simetria Quadrada</i>	55
4.3. REFERÊNCIAS.....	59
CAPÍTULO 5. TRIPLA EXPOSIÇÃO DO PADRÃO DE INTERFERÊNCIA PARA GRAVAÇÃO DE CAMADAS FOTÔNICAS 2D COM SIMETRIA HEXAGONAL.	61
5.1- SUPERPOSIÇÃO DE PADRÕES DE INTERFERÊNCIA DE TRÊS ONDAS PLANAS	62
5.2- EXPOSIÇÕES HOLOGRÁFICAS COM CONTROLE DE FASE	65
5.3- MAPAS DE GAP PARA SIMETRIA HEXAGONAL: BASE CIRCULAR X BASE ELÍPTICA.....	70
5.4. REFERÊNCIAS.....	71
CAPÍTULO 6. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	73

Capítulo 1

Introdução

A revolução na indústria eletrônica que tomou lugar nas últimas décadas tem mudado nossa vida de uma maneira nunca imaginada. Os materiais semicondutores, com os quais são feitos os dispositivos eletrônicos, foram a base desta revolução.

Comparado à microeletrônica, o impacto da óptica sempre foi bem mais modesto, pois sua aplicação em larga escala se restringe a partes de sistemas eletrônicos como, por exemplo: mostradores, à transmissão de informação e a alguns tipos de instrumentos. Recentemente, entretanto, o aparecimento dos cristais fotônicos pode levar a importantes avanços em optoeletrônica e óptica integrada.

Assim como existe uma banda de energia proibida para propagação dos elétrons dentro de um cristal semiconductor, os cristais fotônicos apresentam uma banda de frequências para as quais não pode haver propagação de luz. Este intervalo de frequências proibidas é chamado de “gap fotônico” (*PBG-Photonic Band Gap*) [1-3]. Enquanto nos semicondutores estas bandas proibidas são geradas pela periodicidade de átomos da rede

cristalina, nos cristais fotônicos o PBG é formado por uma variação periódica da constante dielétrica, numa faixa de dimensões comparável ao comprimento de onda da luz.

Embora uma analogia maior com cristais semicondutores só possa ser vista em cristais fotônicos tridimensionais [1][2], para aplicações em óptica integrada e optoeletrônica, 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 (figura 1.1) é um arranjo periódico de colunas de um material dielétrico, regularmente espaçadas, cercadas por ar [1]

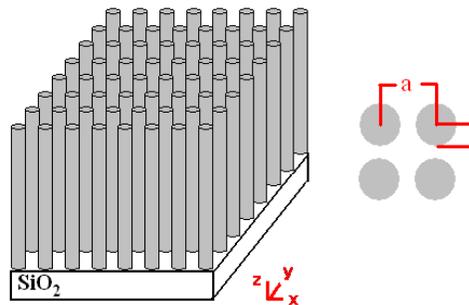


Figura 1.1- Exemplo de cristal fotônico bidimensional

Essa variação da constante dielétrica entre a região com material e a região preenchida com ar gera múltiplas interferências entre as ondas espalhadas em cada célula unitária da estrutura podendo em determinadas condições gerar uma banda proibida (PBG- *Photonic Band Gap*) onde não existem modos eletromagnéticos se propagando [1].

Existem muitos trabalhos na literatura explorando a propriedade PBG dos cristais fotônicos bidimensionais para fabricação de dispositivos para óptica integrada tais como: guias de canal de baixa perda com curvaturas agudas, microcavidades ressonantes com alto fator de qualidade (Q), filtros ópticos, LED's com alta eficiência de extração, etc [4-8]. Estes dispositivos podem ser divididos em duas classes: ativos [7],[8] e passivos [6][9]. No primeiro tipo, os cristais fotônicos são gravados em materiais fotoemissores, tais como semicondutores III-V ou vidros dopados com átomos de terras-raras enquanto que para fabricação de dispositivos passivos as estruturas podem ser gravadas em materiais que não emitem luz.

A grande maioria dos cálculos da estrutura de bandas dos cristais fotônicos bidimensionais (2D) são feitos considerando os cristais bidimensionais com espessura

infinita [1]. Esta hipótese, entretanto, não é válida quando temos apenas uma camada fotônica, como ocorre na maior parte das aplicações [6]. Neste caso, é necessário levar em conta o confinamento na vertical (perpendicular ao plano de periodicidade do cristal fotônico). Recentes estudos têm mostrado que é possível introduzir o confinamento vertical em cristais fotônicos bidimensionais por diferentes métodos [10-12]. Entre eles, o mais simples é o uso da aproximação de índice de refração equivalente [12], ou seja, o confinamento da luz é considerado fazendo-se a média entre os índices de refração dos materiais dos meios adjacentes (substrato e superstrato). Embora esta seja uma boa aproximação para se estabelecer os parâmetros iniciais do projeto, somente um cálculo tridimensional completo pode resolver os detalhes da estrutura de bandas de uma camada finita de cristal fotônico [11].

Para fabricação de cristais fotônicos, dois métodos são geralmente utilizados: litografia por feixe de elétrons [13,14] e litografia holográfica [15-17]. A primeira técnica é amplamente empregada devido à alta resolução e flexibilidade na fabricação das estruturas uma vez que padrões arbitrários podem ser gravados. Entretanto, a litografia por feixe de elétrons requer equipamentos caros e o tempo de escrita é muito longo. Por isso, a litografia holográfica é uma alternativa interessante para geração de estruturas periódicas em grandes áreas com baixo custo.

Numa tese de mestrado recentemente concluída no laboratório de óptica do IFGW/Unicamp [18], foi feito o projeto de cristais fotônicos bidimensionais levando-se em consideração as geometrias que podem ser gravadas utilizando-se a técnica de litografia holográfica. Este projeto foi baseado nos diagramas de banda calculados para uma estrutura infinita. Foi também desenvolvida uma técnica holográfica aliada à litografia por RIE, que permitiu gravar estruturas bidimensionais com simetria hexagonal em camadas de carbono amorfo hidrogenado [18]. Estas estruturas, entretanto, apresentam simetria elíptica, o que causa uma redução na área do PBG em comparação à estruturas com dimensões similares com simetria circular [19]. Assim, o objetivo desta dissertação de mestrado foi projetar cristais fotônicos levando em conta o confinamento na direção vertical (guias planares) e resolver o problema da assimetria elíptica gerada pela superposição de dois padrões de interferência para o caso de simetria hexagonal.

Neste trabalho, foi feito o projeto de camadas fotônicas bidimensionais, levando-se em conta o confinamento na direção vertical, devido à espessura finita da camada e foi estudado o efeito da introdução de defeitos na forma de guias de canal nestas camadas fotônicas bidimensionais. Na parte experimental foram feitos grandes avanços no processo de fabricação que permitiram resolver o problema da assimetria das redes hexagonais gravadas holograficamente.

A dissertação está dividida da seguinte forma: No capítulo 2, é feito o projeto de camadas fotônicas bidimensionais levando em conta o índice de refração equivalente e índice de refração efetivo. No capítulo 3 é feito o estudo da introdução de defeitos na forma de guias de canal nas camadas fotônicas bidimensionais. No capítulo 4 é detalhado o processo de fabricação do cristal fotônico utilizando a superposição de duas exposições holográfica e as tentativas de transferência destes padrões, utilizando processos de corrosão por íon reativo (RIE), para três materiais diferentes: silício policristalino, silício amorfo hidrogenado e silício cristalino. No capítulo 5 é descrita a técnica de superposição de três exposições holográficas que permite a obtenção de cristais fotônicos bidimensionais com simetria circular. No capítulo 6 são resumidas as conclusões e discutidas as perspectivas futuras deste trabalho.

1.1. Referências

- [1] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade and J.N.Winn, “Photonic Crystals”, Princeton University Press, New Jersey, 1995.
- [2] E. Yablonovitch, “Photonic Crystals”, *J. of Mod. opt.*, 41,173-194 (1994).
- [3] P. R. Villeneuve and M. Piché, “Photonic bandgaps in periodic dielectric structures”, *Prog. Quant. Electr.*, 18, 153-200 (1994).
- [4] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith, and K. Kash, “Novel applications of photonic band gaps materials: low-loss bends and high Q cavities”, *Appl. Phys. Lett.*, 75, 4753-4755 (1994).
- [5] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurand, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D Joannopoulos, “High transmission through sharp bends in photonic crystals waveguides,” *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3787-3790 (1996).
- [6] M. Notomi, A. Shinya, and E. Kuramochi, “Photonic crystals: Towards ultrasmall lightwave circuits”, *NTT Tech. Rev.*, 2, 36-47 (2004).

- [7] T. D. Happ, M. Kamp, and A. Forchel, "Integration of 2D photonic crystal with ridge waveguides lasers", *Opt. And Quant. Elect.*, 34, 91-99 (2002).
- [8] S. Kim, H. Ryu, H. Park, G. Kim, Y. Choi, Y. Lee, and J. Kim, "Two-dimensional photonic crystal hexagonal waveguide ring laser", *Appl. Phys. Lett.*, 81, 2499-2501 (2002).
- [9] D. N. sharp, M. Campbell, E. R. Dedman, M. T. Harrison, R. G. Denning, and A. J. Turberfield, "Photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography", *Opt. and Quant. Electron.*, 34, 3-12 (2002).
- [10] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs", *Phys. Rev. B*, 60, 5751-5758 (1999).
- [11] T. Baba, A. Motegi, T. Iwai, N. Fukaya, Y. Watanabe, and A. Sakai, "Light propagation characteristics of straight single-line-defect waveguides in photonic crystal slabs fabricated into silicon-on-insulator substrate", *J. Of Quant. Electr.*, 38, 743-752 (2002).
- [12] N. Fukaya, D. Ohsaki, and T. Baba, "Two-dimensional photonic crystal waveguides with 60° bends in a thin slab structure", *J. Appl. Phys.* 39, 2619-2623 (2000).
- [13] C. C. Cheng and A. Scherer, "Fabrication of photonic band-gap crystals", *J. Vac. Sci. Technol. B*, 13, 2696-2700 (1995).
- [14] E. Chow, S. Y. Lin, and J. R. Wendt, "Quantitative analysis of bending efficiency in photonic crystal waveguide bends at $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ wavelengths", *Opt. Lett.*, 26, 286-288 (2001).
- [15] N. D. Lai, W. P. Liang, J. H. Lin, C. C. Hsu, and C. H. Lin, "Fabrication of two- and three-dimensional periodic structures by multi-exposure of two-beam interference technique", *Opt. Express*, 13, 9605-9611 (2005).
- [16] X. L. Yang, L. Z. Cai and Y. R. Wang, "Larger bandgaps of two-dimensional triangular photonic crystals fabricated by holographic lithography can be realized by recording geometry design", *Opt. Express*, 12, 5850-5856 (2004).
- [17] A. Fernandez, J. Y. Decker, S. M. Herman, D. W. Phillion, D. W. Sweeney, and M. D. Perry, "Methods for fabricating arrays of holes using interference lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15, 2439-2443 (1997).
- [18] F. A. Quiñónez, "Cristais Fotônicos 2D: Projeto e Fabricação", Tese de mestrado, IFGW/Unicamp, Campinas (2006).
- [19] F. A. Quiñónez, J. W. Menezes, L. Cescato, V. F. Rodriguez-Esquerre, H. Hernandez-Figueroa, R. D. Mansano, "Band gap of hexagonal 2D photonic crystals with elliptical holes recorded by interference lithography", *Optics Express*, 14, 4873-4879 (2006).

Capítulo 2

Projeto de camadas fotônicas bidimensionais

Para projetar um cristal fotônico 2D, é preciso, primeiramente, ter uma ferramenta matemática para calcular os diagramas de banda de uma dada estrutura geométrica. Através dos diagramas de banda é possível saber se existem gaps fotônicos (PBG) para as geometrias factíveis com os processos de fabricação e materiais disponíveis. Nesta dissertação, a ferramenta utilizada para o cálculo do diagrama de bandas foi um programa cedido pelo Prof. Dr. Hugo E. H. Figueroa da Faculdade de Engenharia Elétrica e Computação da UNICAMP, que foi desenvolvido pelo Dr. Vitaly F. R. Esquerre, durante seu trabalho de doutorado [20]. Este programa utiliza o Método dos Elementos Finitos (FEM- Finite Elements Method) para solução das Equações de Maxwell no meio estratificado [20][21] fornecendo o diagrama de bandas de uma estrutura a partir da entrada de dados como índice de refração dos materiais e geometria.

A propagação da luz através de estruturas fotônicas é obtida resolvendo a equação de onda:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

onde $\epsilon(\mathbf{r})$ é a função dielétrica e \mathbf{H} é o campo magnético de um modo eletromagnético de frequência ω . O cálculo numérico utiliza a periodicidade da rede impondo condições de contorno periódicas.

Este cálculo apresenta algumas limitações como, por exemplo: a) a espessura das estruturas bidimensionais é infinita e b) o índice de refração não varia com o comprimento de onda.

Para considerar a espessura finita da camada fotônica foi feita a aproximação de índice de refração equivalente. Esta aproximação converte o problema 3D de cálculo de diagramas de banda de uma camada fotônica, para um problema 2D de cálculo de estruturas fotônicas com alturas infinitas [22][23]. Levando em conta o índice de refração equivalente, os diagramas de banda feitos utilizando cálculos 2D se aproximam muito dos diagramas de banda feitos com cálculos 3D [24][25].

Da mesma forma, para se analisar o confinamento de luz na camada fotônica, foi feito um estudo do índice de refração efetivo levando-se em conta a composição (ar/material dielétrico) da camada fotônica, tanto para camadas fotônicas compostas de colunas de material cercadas por ar como de colunas de ar (furos) no material.

Para cada índice de refração equivalente e fator de preenchimento r/a (razão entre o raio da seção transversal das colunas e o período das estruturas), é calculado um diagrama de banda para cada uma das polarizações TE e TM se propagando na estrutura. As regiões de frequências de propagação proibidas obtidas a partir de cada diagrama de banda podem ser graficadas em função do parâmetro r/a da estrutura, para um dado índice de refração, ou em função do índice de refração equivalente para cada parâmetro r/a . Estes diagramas recebem o nome de mapas de gap [26] e são utilizados juntamente com as condições de confinamento vertical para se projetar camadas ou guias planares fotônicos.

2.1- Índice de refração equivalente (n_{equiv})

O índice de refração equivalente (n_{equiv}) é o índice em que a luz “sente” quando se propaga dentro de um filme de uma determinada espessura levando-se em conta a penetração da luz nos materiais dos meios adjacentes (substrato e superstrato). Desta forma

ele depende do comprimento de onda da luz que se propaga no filme, da polarização, dos índices de refração dos meios (filme, substrato e superstrato), da espessura do filme e do modo guiado no filme. O cálculo do índice de refração equivalente considera a luz guiada na direção vertical pelo contraste entre índices de refração dos materiais [23] e foi feito utilizando uma rotina no programa Mathematica, desenvolvida pelo Dr. Marcos A. R. Franco do CTA de São José dos Campos.

2.1.1- Índice de refração equivalente x Índice de refração do filme

Primeiramente foi feito um estudo do índice de refração equivalente em função do índice de refração do filme variando entre 2 e 5, considerando-se a espessura do filme como sendo $e = 0,7 \mu\text{m}$, o comprimento de onda $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ e foi levado em conta apenas o modo fundamental para ambas as polarizações, TE e TM. A polarização TE corresponde a modos cujo vetor campo elétrico é paralelo ao plano do filme (x-y) e TM corresponde a modos cujo vetor campo elétrico é paralelo ao eixo z. Além disso, foi considerado o índice de refração do substrato como sendo $n = 1,462$ (SiO_2) e o índice de refração do superstrato como sendo $n = 1$ (ar) como mostra o esquema na figura 2.1.

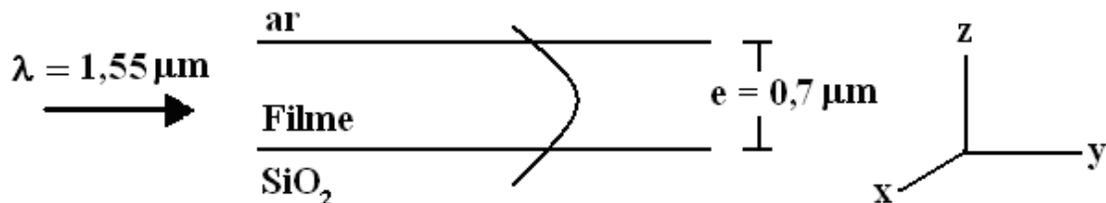


Figura 2.1- O índice de refração equivalente é dado pela média entre o filme homogêneo, o substrato e o superstrato levando em conta a penetração da luz nos meios adjacentes

Na figura 2.2 é mostrada uma relação linear entre o índice de refração do filme e o índice de refração equivalente, sendo que o n_{equiv} é sempre menor que o n_{filme} pois está sendo considerada fixa a espessura do filme além dos índices de refração das camadas superior e inferior ao filme.

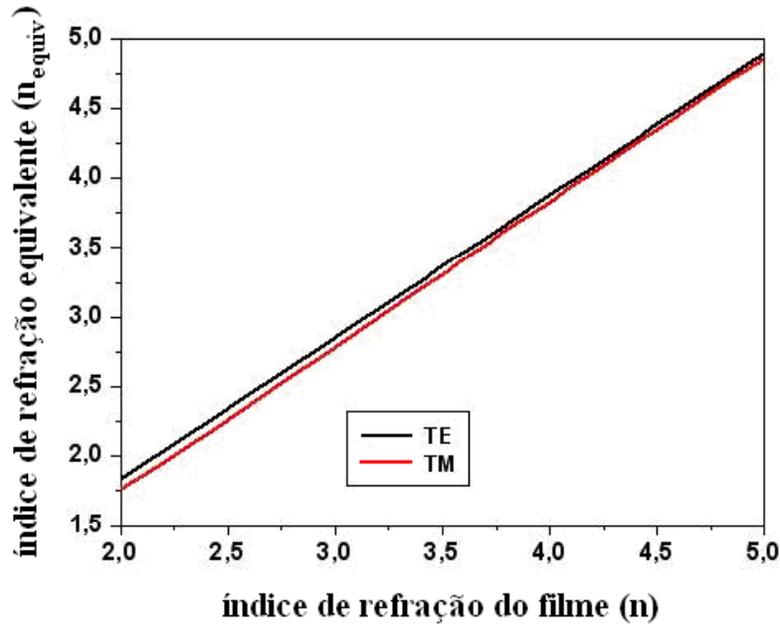


Figura 2.2 - Representação do índice de refração equivalente como função do índice de refração do filme entre 2 e 5 μm .

2.1.2 - Índice de refração equivalente x comprimento de onda

Na figura 2.3 é mostrado o comportamento do índice de refração equivalente em função do comprimento de onda. O filme aqui considerado foi o silício amorfo hidrogenado, que tem um índice de refração $n = 4$ em frequências ópticas. Embora este índice de refração varie ligeiramente na faixa de comprimentos de onda estudada, aqui ele foi considerado fixo. Além disso, para os cálculos, foi levado em conta a espessura do filme de silício amorfo hidrogenado ($e = 1\mu\text{m}$), o índice de refração do superstrato (ar, $n = 1$) e do substrato (SiO_2 , $n = 1,462$). A análise foi feita para o modo fundamental (modo zero) e para o primeiro modo guiado. O intervalo de comprimentos de onda foi de 1 a $2\mu\text{m}$ uma vez que o silício amorfo hidrogenado é transparente nesta região.

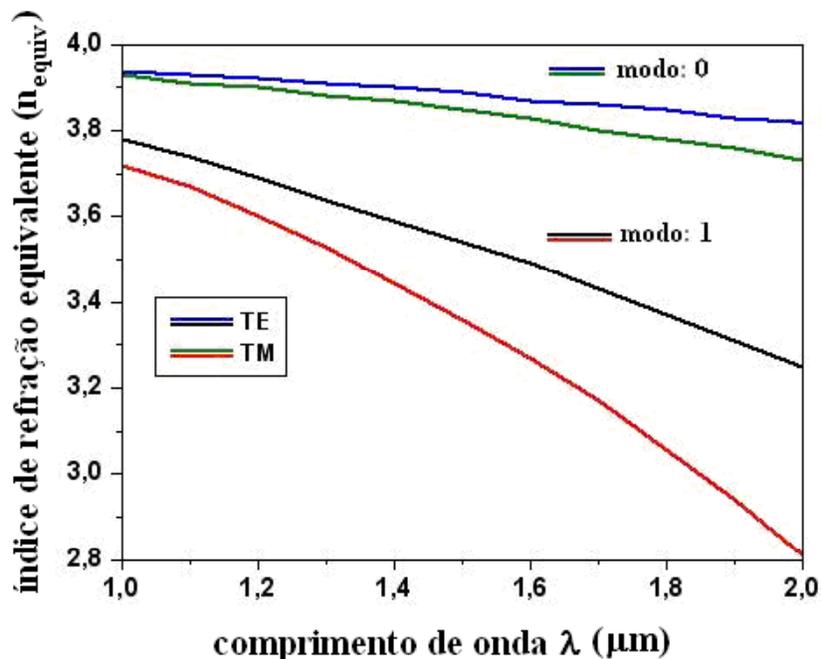


Figura 2.3- Cálculo do índice de refração equivalente como função do comprimento de onda.

Como se pode observar, a figura 2.3 mostra que a medida em que o comprimento de onda aumenta, o índice de refração equivalente do silício amorfo hidrogenado diminui. Isto é esperado porque quanto maior o comprimento de onda, maior a penetração e maior o peso do índice de refração da camada superior e inferior para uma espessura fixa do filme. Para o modo fundamental, como a penetração da luz nos meios adjacentes é menor, o decaimento com comprimento de onda é mais lento.

2.1.3 - Índice de refração equivalente x espessura do filme

Na figura 2.4 é mostrada a variação do índice de refração equivalente para o modo fundamental à medida que muda a espessura do filme. Considerou-se que a espessura do filme variou entre 0,1 e 2 μm . Além disso, os cálculos foram feitos considerando $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$, uma vez que as camadas fotônicas e defeitos nestas camadas foram projetados para este comprimento de onda. Foi considerado também o índice de refração do silício amorfo hidrogenado como sendo $n = 4$.

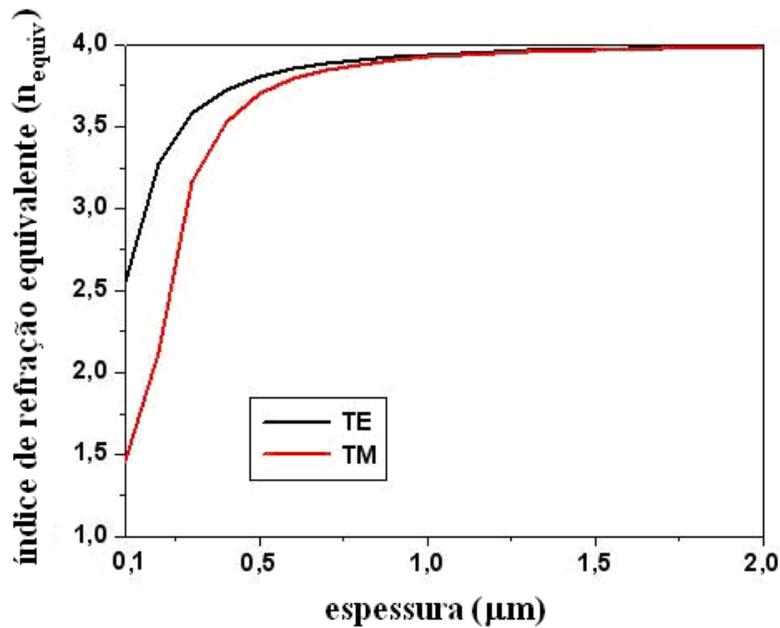


Figura 2.4- Cálculo do índice de refração efetivo como função da espessura do filme de silício amorfo hidrogenado para o modo fundamental.

A figura 2.4 mostra que para espessuras maiores que $0,75 \mu\text{m}$, o índice de refração equivalente permanece praticamente constante e próximo do índice de refração do filme de silício amorfo hidrogenado ($n = 4$), para ambas as polarizações. Isso mostra que para essa espessura, a luz fica praticamente confinada dentro do filme. Espessuras menores que $0,2 \mu\text{m}$ não são interessantes uma vez que não há guiamento através do filme para este comprimento de onda.

2.2 – Índice de refração efetivo (n_{efet})

Uma das geometrias utilizadas para geração de cristais fotônicos 2D consiste de colunas de material cercadas por ar (figura 2.5). A razão entre “r” - raio das colunas e “a” o período da rede, é chamada de parâmetro r/a , ou fator de preenchimento.

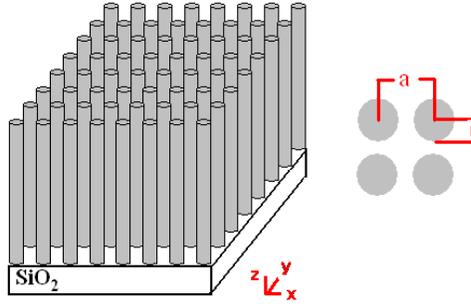


Figura 2.5- Esquema de um dos possíveis cristais fotônicos mostrando ao lado o parâmetro r/a .

Quando o comprimento de onda da luz incidente no plano de periodicidade (x-y) é maior que o período “a” das estruturas, a camada se comporta como um meio cujo índice de refração é uma média ponderada pelo índice de refração nas duas regiões (ar-material) [27]. Desta forma, uma estrutura como mostrada na figura 2.5 pode ser considerada uma monocamada de mesma espessura que a altura das colunas cujo índice de refração efetivo (n_{efet}) é dado por:

$$n_{\text{efet}} = \frac{A_{\text{material}} n_{\text{material}}}{A_{\text{total}}} + \frac{A_{\text{ar}} n_{\text{ar}}}{A_{\text{total}}} \quad (2.2)$$

Como a estrutura é periódica, os cálculos são feitos numa única célula unitária.

Foram analisados quatro tipos de estruturas: a) colunas cilíndricas de material dielétrico formando uma rede quadrada; b) colunas cilíndricas de ar (furos) num material dielétrico numa rede quadrada; c) colunas elípticas de material dielétrico numa rede hexagonal e d) furos elípticos de ar num material dielétrico, numa rede hexagonal. Para o caso de colunas ou furos elípticos, considera-se “R” o raio maior e “r” o raio menor, com $R = 2r$ (elipse de excentricidade fixa) [28], conforme mostrado na figura 2.6.

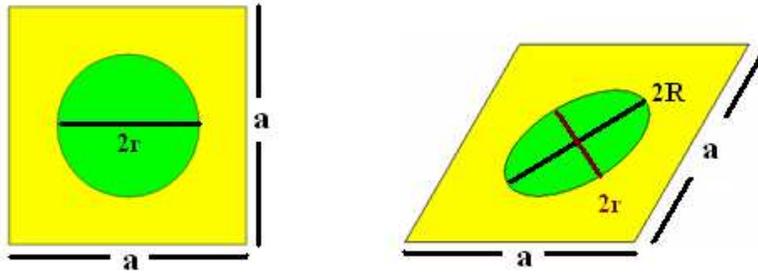


Figura 2.6- Células unitárias quadrada e hexagonal, respectivamente, utilizadas nos cálculos.

2.2.1- Índice de refração efetivo em função de r/a

Na figura 2.7 é mostrado o comportamento do índice de refração efetivo do material em função do parâmetro r/a . O cálculo foi feito para a rede quadrada (cilindros de base circular) e hexagonal (cilindros de base elíptica) considerando fixo o índice de refração do material dielétrico ($n = 4$). A linha vermelha representa o comportamento para o caso de furos de ar no material enquanto a linha preta representa o comportamento para o caso de colunas de material cercadas por ar.

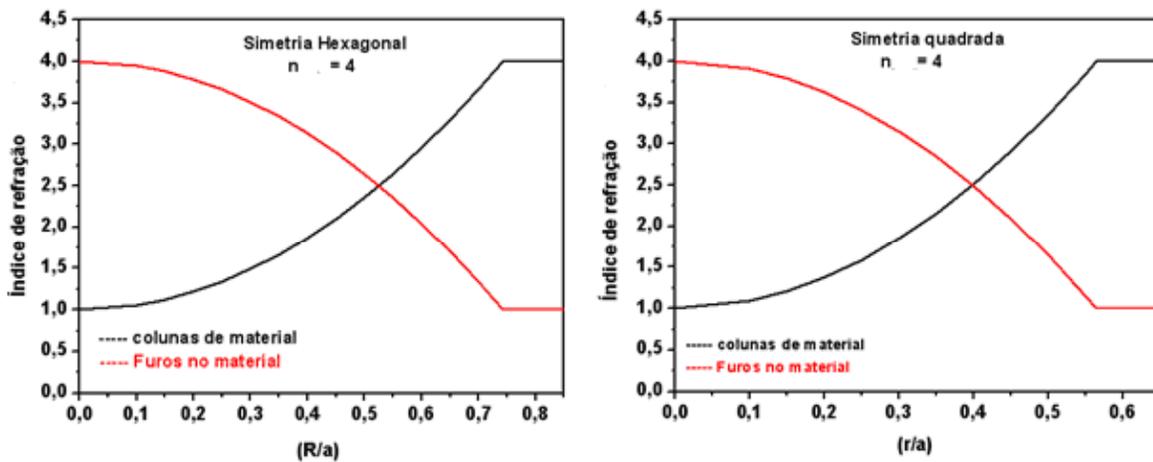


Figura 2.7- comportamento do índice de refração efetivo do material em função do parâmetro r/a

Os extremos $r/a = 0$ e $r/a = 0,55$ para a rede quadrada e $r/a = 0$ e $r/a = 0,72$ para a rede hexagonal correspondem aos meios homogêneos ar e material para cada um dos casos respectivamente.

2.2.2- Fator de preenchimento x Índice de refração do material dielétrico para haver guiamento em substratos de SiO₂.

O estudo feito aqui mostra quais devem ser os fatores de preenchimento para que o índice de refração efetivo seja maior que o índice de refração do substrato ($n = 1,462$) para que haja guiamento de luz na camada, para índices de refração do material entre 1,5 e 5. Para o caso de colunas de material cercadas por ar, foi considerado qual o mínimo fator de preenchimento e para o caso de furos de ar no material, foi considerado qual é o máximo fator de preenchimento para satisfazer a condição de guiamento.

2.2.2.1- Colunas de material: Simetrias quadrada e hexagonal

A figura 2.8 mostra qual o mínimo fator de preenchimento para que o índice de refração efetivo seja maior que o índice de refração do substrato para as simetrias quadrada e hexagonal.

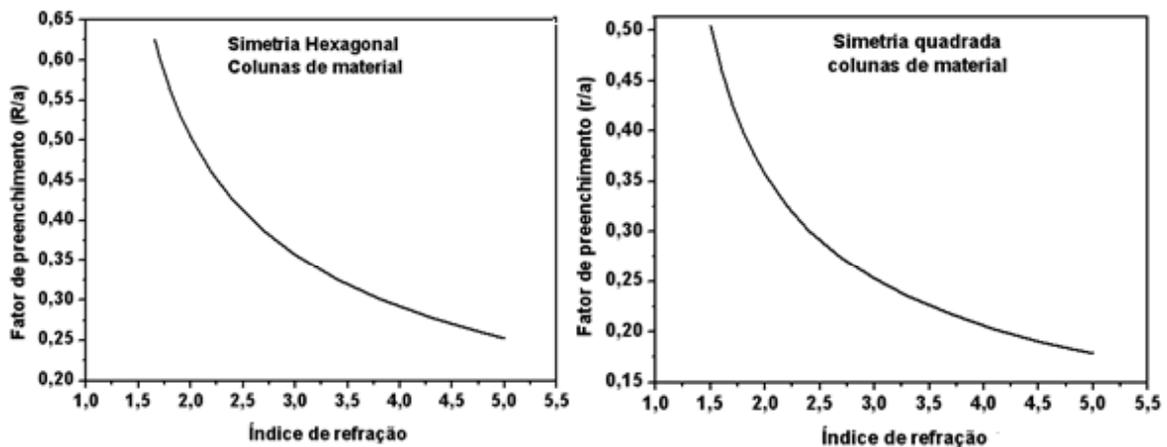


Figura 2.8- Mínimo fator de preenchimento para que o índice de refração efetivo seja maior que o índice de refração do substrato para as simetrias hexagonal e quadrada, respectivamente.

Como pode ser visto, à medida que o índice de refração do material dielétrico aumenta, o fator de preenchimento diminui. Como exemplo, vamos considerar colunas de base elíptica de um material dielétrico com índice de refração igual a 3. Para este caso, o

mínimo fator de preenchimento para que o índice de refração efetivo seja maior que o substrato (SiO_2) é 0,35.

2.2.2.2-Furos de ar no material: Simetrias quadrada e hexagonal

Na figura 2.9 é mostrado qual o máximo fator de preenchimento para que o índice de refração efetivo seja maior que o índice de refração do substrato para as simetrias quadrada e hexagonal.

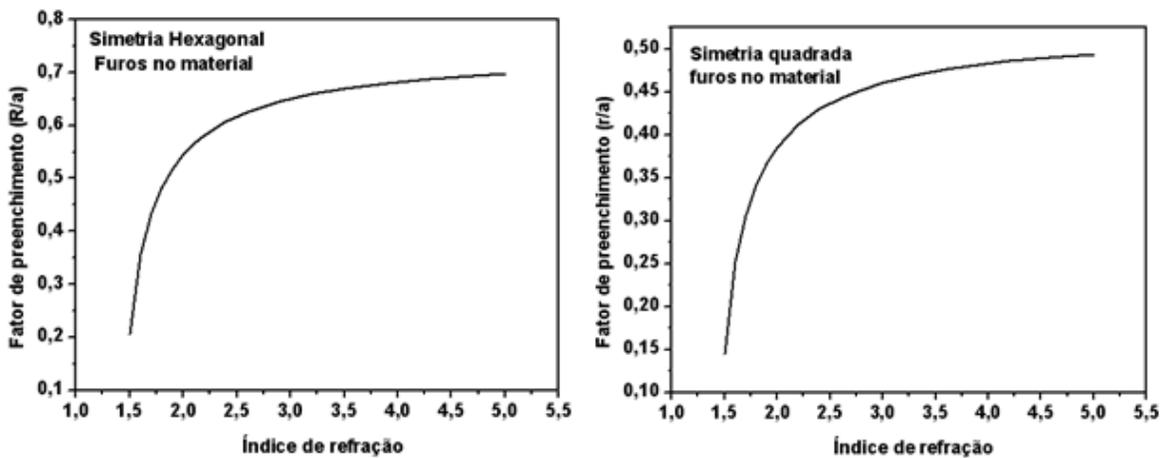


Figura 2.9- Máximo fator de preenchimento para que o índice de refração efetivo seja maior que o índice de refração do substrato para as simetrias hexagonal e quadrada, respectivamente.

Como pode ser visto, a medida o índice de refração do material aumenta, existe um limite superior de fator de preenchimento para que ocorra guiamento na camada fotônica

2.3- Cálculo das Estruturas de Bandas e Mapas de Gap

Dado um índice de refração equivalente, a geometria das estruturas a serem calculadas são geradas através do programa GID [29]. As matrizes são geradas em Fortran e os cálculos para obtenção das soluções numéricas rodam na plataforma Matlab [30]. Como resultado o programa fornece diretamente os diagramas de bandas para cada valor de índice de refração e geometria dada, conforme exemplo mostrado na figura 2.10. 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 da camada), assim como estabelecer a faixa de frequências proibidas.

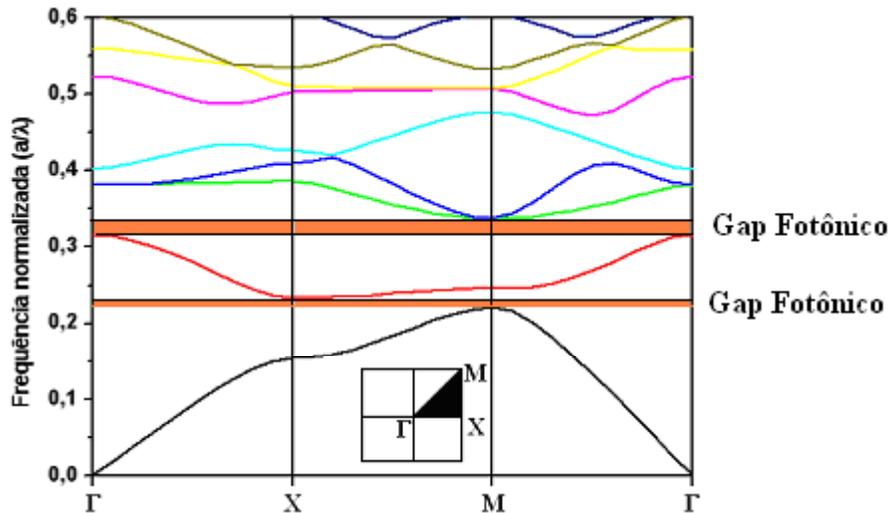


Figura 2.10 – Diagrama de bandas para uma estrutura de simetria quadrada mostrando as regiões de gap fotônico. As direções Γ , X e M mostradas no eixo horizontal correspondem as direções da zona irreduzível de Brillouin, que corresponde, respectivamente aos vetores de onda $K_{//} = 0$, $K_{//} = \pi/a \hat{x}$ e $K_{//} = \pi/a \hat{x} + \pi/a \hat{y}$. O cálculo foi feito para uma estrutura composta de furos de ar no material. O índice de refração do furo é 1 e o índice de refração do filme é $n_{equiv} = 3,7$. Foi considerado ainda o parâmetro $r/a = 0,35$ para polarização TE

Desta forma calculando-se diversos diagramas de bandas para diferentes geometrias e/ou índices de refração é possível construir um mapa de gap. Cada ponto de um mapa de gap é obtido a partir do cálculo de um diagrama de bandas.

A análise dos mapas de gap permite escolher o material (índice de refração) e a melhor geometria para a fabricação de um cristal fotônico 2D que apresente PBG na região desejada do espectro. Para o cálculo do diagrama de bandas foram consideradas estruturas do tipo colunas cilíndricas de material cercadas por ar com simetrias quadrada e hexagonal e estruturas do tipo colunas de ar (furos) cilíndricas no material também com simetrias quadrada e hexagonal variando o índice de refração equivalente do material de 1 a 5.

2.3.1- Gap de banda fotônica x índice de refração equivalente (n_{equiv})

2.3.1.1- Simetria Quadrada

O primeiro caso analisado foi um cristal fotônico 2D composto de colunas de material cilíndricas formando arranjos quadrados, onde foi considerado um fator de preenchimento $r/a = 0,2$. Este fator de preenchimento foi escolhido porque apresenta maior controle e repetibilidade no processo de litografia holográfica [31]. Na figura 2.11 é mostrado o mapa de gap para este caso. Ao longo do eixo x está o índice de refração equivalente " n_{equiv} " e ao longo do eixo vertical está a frequência normalizada a/λ onde "a" é o período da rede e λ é o comprimento de onda no espaço livre. As áreas fechadas pelas linhas inferiores e superiores indicam a região do gap de banda fotônica.

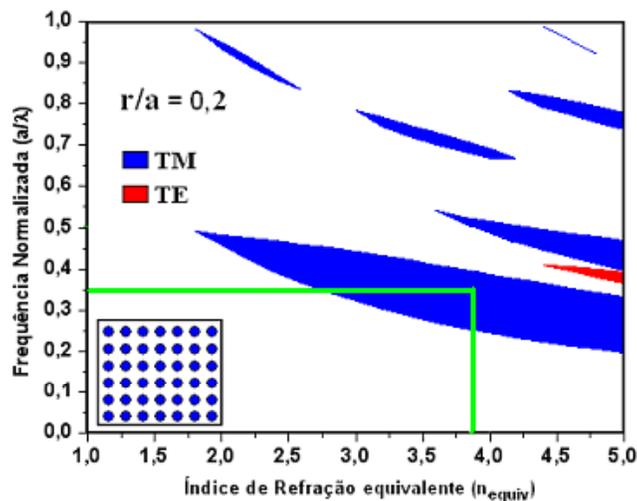


Figura 2.11- Mapa de Gap para um arranjo quadrado de colunas cilíndricas de material com $r/a = 0,2$ para ambas as polarizações. Cada ponto do mapa de gap é obtido a partir do cálculo de um diagrama de bandas.

Note que a frequência normalizada do centro do gap diminui a medida que o índice de refração equivalente aumenta. Para um material com índice de refração equivalente maior que 4,4, aparece um gap entre a primeira e a segunda banda para polarização TE, além da TM. Um cristal fotônico 2D com este índice de refração equivalente pode servir como um elemento para controle de polarização, uma vez que não existe uma superposição das polarizações [26].

O mapa de gap é ferramenta fundamental para se projetar um cristal fotônico. Como exemplo de aplicação do mapa de gap, consideremos um material com $n_{\text{equiv}} = 3,7$ que corresponde ao índice de refração equivalente do silício amorfo hidrogenado ($n = 4$) para $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ considerando substrato como sendo dióxido de silício (SiO_2) ($n = 1,462$), o superstrato como sendo ar ($n = 1$) e ainda a espessura do filme de silício amorfo hidrogenado como sendo $0,7 \mu\text{m}$. Para este índice de refração equivalente, conforme pode ser visto na figura 2.11, a frequência normalizada do centro do gap corresponde a $a/\lambda = 0,35$. Para o comprimento de onda correspondente a região das telecomunicações ($\lambda = 1,55\mu\text{m}$) tem-se:

$$\frac{a}{\lambda} = 0,35 \Rightarrow \frac{a}{1,55} = 0,35 \Rightarrow a \sim 0,54\mu\text{m} \quad (2.3)$$

$$\frac{r}{a} = 0,2 \Rightarrow r = 0,2 \times 0,54 = 0,108\mu\text{m} \quad (2.4)$$

Então, para um material com $n_{\text{equiv}} = 3,7$ com um gap em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ é preciso fazer colunas cilíndricas de silício amorfo hidrogenado com período de rede $a = 0,54 \mu\text{m}$ com um raio “r” da base da coluna igual a $0,108\mu\text{m}$.

Ao mesmo tempo em que devemos considerar a viabilidade de fabricação das geometrias da estrutura fotônica, devemos também levar em conta que o índice efetivo (n_{efet}) do cristal fotônico deve ser maior do que do substrato (SiO_2 , $n = 1,462$) para que haja guiamento. Para este fator de preenchimento temos que:

$$\begin{aligned} n_{\text{efet}} &= \frac{A_1 n_1}{A_{\text{total}}} + \frac{A_2 n_2}{A_{\text{total}}} > 1,462 \\ n_{\text{efet}} &= (\pi r_1^2) \times 4 + (1 - \pi r_1^2) \times 1 \\ n_{\text{efet}} &= 1,38 < 1,462 \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde A_1 é a área de material (silício amorfo hidrogenado), n_1 é o índice de refração do filme, A_2 é a área de ar, n_2 é o índice de refração do ar e A_t é a área total da célula unitária. Como o período “a” é normalizado, temos $a = 1$, conseqüentemente $A_t = 1$.

Como pode ser visto neste exemplo, embora estas geometrias apresentem PBG na região desejada do espectro eletromagnético, não haverá propagação da luz neste caso se utilizarmos um substrato de SiO₂ pois o $n_{\text{efet}} < n_{\text{subst}}$.

Fazendo o caminho inverso, podemos calcular qual é o mínimo fator de preenchimento para um dado material tal que a luz seja guiada na camada fotônica depositada sobre um substrato de SiO₂. Considerando ainda o caso do silício amorfo hidrogenado ($n = 4$) temos:

$$n_{\text{efet}} = \frac{A_1 n_1}{A_{\text{total}}} + \frac{A_2 n_2}{A_{\text{total}}} > 1,462$$

$$(\pi r_1^2) \times 4 + (1 - \pi r_1^2) \times 1 > 1,462 \quad (2.6)$$

$$\frac{r_1}{a} = 0,233$$

O valor de r/a deve ser: 0,233

Se considerarmos agora a mesma geometria quadrada, mas com a estrutura inversa, ou seja, colunas cilíndricas de ar gravadas no material, obtemos o mapa de gap mostrado na figura 2.12. Para este caso, o fator de preenchimento r/a foi considerado igual a 0,35.

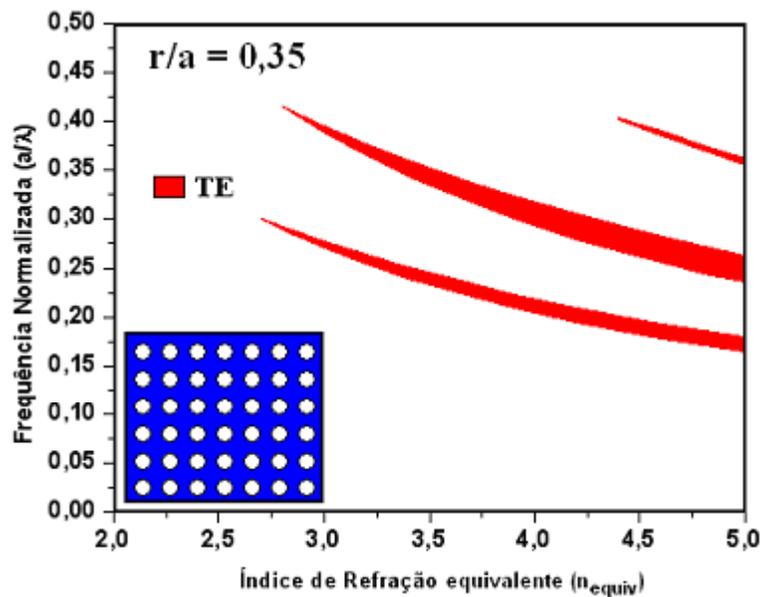


Figura 2.12- Mapa de Gap para um arranjo quadrado de colunas cilíndricas de ar com $r/a = 0,35$.

Uma comparação com a figura 2.11 mostra que o comportamento do gap de banda como função do índice de refração equivalente é basicamente o mesmo. A diferença é que para esta estrutura ocorre uma inversão da polarização em que aparece o PBG.

Como esperado, estruturas do tipo colunas cilíndricas de material cercadas por ar são mais propícias a apresentar gaps para polarização TM enquanto estruturas do tipo colunas cilíndricas de ar no material são mais propícias a apresentar gaps para polarização TE [26].

Pode-se observar também que para o caso de simetria quadrada, não existe superposição de gaps para ambas as polarizações, então não existe um gap de banda completo para estes valores de índice de refração e para este fator de preenchimento.

2.3.1.2- Simetria Hexagonal

Da mesma forma que o caso anterior, foi feito um estudo para a simetria hexagonal considerando-se estruturas cilíndricas de base elíptica [28]. Aqui foi considerado um fator de preenchimento $R/a = 0,32$ para o caso de colunas cilíndricas de material cercadas por ar como mostra a figura 2.13 e $R/a = 0,35$ para o caso de colunas cilíndricas de ar no material como mostra a figura 2.14. Para o caso elíptico, “R” é o raio maior da elipse e “r” é o raio menor, e ainda $R = 2r$. Assim como o caso quadrado, todos os gaps decrescem na frequência conforme o índice de refração aumenta. A diferença é que, para o caso hexagonal, considerando colunas de material cilíndricas cercadas por ar, aparece uma superposição de gaps de banda para ambas as polarizações TE e TM. Isso ocorre para materiais com índices de refração equivalentes superiores a 4,4, o que caracteriza um gap de banda completo.

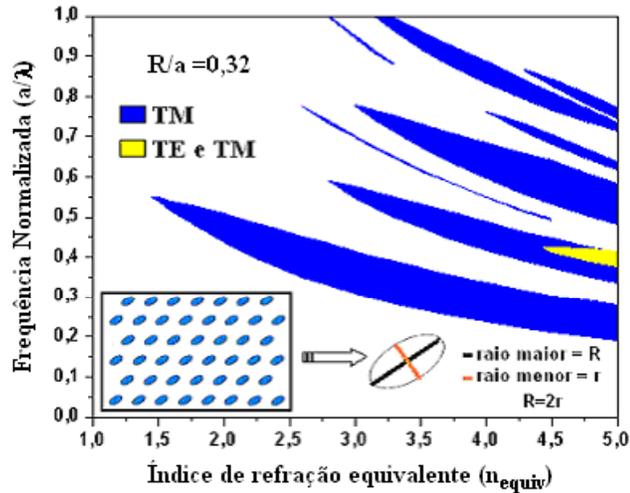


Figura 2.13- Mapa de Gap para um arranjo triangular de colunas de material com $R/a = 0,32$ onde R é o raio maior e r o raio menor e ainda $R = 2r$.

Pode ser visto que para o fator de preenchimento $R/a = 0,32$, para $n = 4$, o índice de refração efetivo n_{efet} é igual a 1,556, sendo maior que o índice de refração do substrato ($n = 1,462$), permitindo a propagação guiada na camada fotônica. Ainda, considerando o silício amorfo hidrogenado ($n = 4$), o mínimo fator de preenchimento tal que $n_{\text{efet}} > n_{\text{subs}}$ é $\sim 0,291$. Desta forma, um cristal fotônico composto de colunas de material com simetria hexagonal pode ser fabricado utilizando o método de litografia holográfica aliada a processos de RIE.

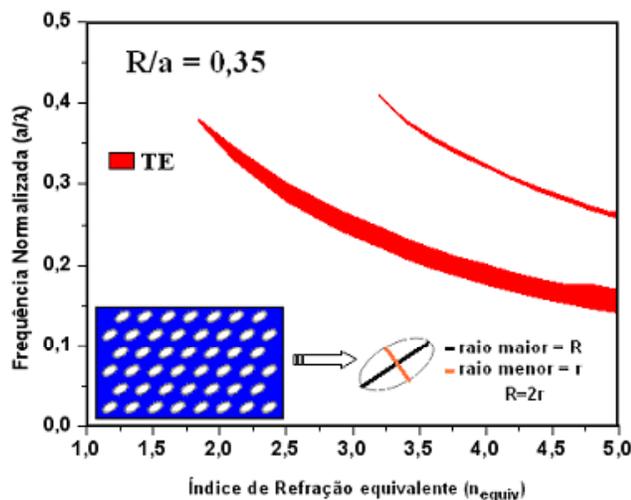


Figura 2.14- Mapa de Gap para um arranjo triangular de colunas de ar com $R/a = 0,35$ onde R é o raio maior e r o raio menor e ainda $R = 2r$.

Para o caso de colunas de ar no material (furos), tem-se que para o fator de preenchimento $R/a = 0,35$, o índice de refração efetivo n_{efet} é $\sim 3,3$, sendo maior que o índice de refração do substrato ($n=1,462$), fazendo com que a propagação se dê através do cristal fotônico e não pelo substrato.

2.4. Referências

- [20] Vitaly Félix Rodriguez Esquerre, “Modelagem de Estruturas Fotônicas por Elementos Finitos 2D no Domínio do Tempo”, Tese de doutorado orientada pelo Prof. Hugo Enrique Hernández Figueroa, defendida em abril de 2003 na FEEC/Unicamp.
- [21] M. Marrone, V.F. Rodriguez-Esquerre, and H. E. Hernandez-Figueroa, “Novel numerical method for the analysis of 2D photonic crystals: the cell method”, *Opt. express* 10, 1299-1304 (2002).
- [22] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, “Guided modes in photonic crystal slabs”, *Phys. Rev. B*, 60, 5751-5758 (1999).
- [23] N. Fukaya, D. Ohsaki, and T. Baba, “Two-dimensional photonic crystal waveguides with 60° bends in a thin slab structure”, *J. Appl. Phys.* 39, 2619-2623 (2000).
- [24] T. Baba, A. Motegi, T. Iwai, N. Fukaya, Y. Watanabe, and A. Sakai, “Light propagation characteristics of straight single-line-defect waveguides in photonic crystal slabs fabricated into silicon-on-insulator substrate”, *J. Of Quant. Electr.*, 38, 743-752 (2002).
- [25] M. Loncar, T. Doll, J. Vuckovic, and A. Scherer, “Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides”, *J. Lightwave Technol.*, 18, 1402-1411 (2000).
- [26] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade and J.N.Winn, “Photonic Crystals”, Princeton University Press, New Jersey, 1995.
- [27] D. H. Raguin, G. M. Morris, *Applied Optics*, 32 (7), 1154 (1993).
- [28] F. A. Quiñónez, “Cristais Fotônicos 2D: Projeto e fabricação”, Tese de mestrado, IFGW/Unicamp, Campinas (2006).
- [29] http://gid.cimne.upc.es/support/gid_toc.subst
- [30] <http://www.mathworks.com>
- [31] L. E. Gutierrez-Rivera, E. J. de Carvalho, M. A. Silva, and L. Cescato, “Metallic submicrometer sieves fabricated by interferometric lithography and eletroforming,” *J. Micromech. Microeng.* 15, 1932–1937 (2005).

Capítulo 3

Guias de canal em camadas de cristais fotônicos 2D

A principal propriedade dos cristais fotônicos 2D e 3D é a existência de uma banda de frequências de propagação proibida. Entretanto, para que estes cristais possam ser utilizados para a construção de dispositivos tanto ativos como passivos, é necessário a introdução de defeitos. Nestes defeitos, a luz com comprimento de onda na faixa do PBG fica confinada, pois não pode se propagar nas demais regiões do cristal fotônico. Desta forma, podem ser construídos dispositivos compactos com baixíssima perda, assim como guias de onda com larguras muito estreitas fazendo curvas com raio de curvatura da ordem do comprimento de onda [32-38].

Neste capítulo é feito um estudo da propagação de modos guiados quando uma linha de defeitos é introduzida numa camada fotônica 2D. As relações de dispersão são calculadas para diferentes larguras e direções do guia de onda em relação ao arranjo periódico, assim como é calculada a distribuição do campo elétrico dos modos guiados, considerando a simetria quadrada em que somente polarização TE dá origem a um PBG no

cristal fotônico [39]. Um estudo semelhante foi feito considerando estruturas do tipo colunas de material cercadas por ar com simetria hexagonal [40].

Da mesma forma que para o cálculo dos diagramas de banda de Cristais Fotônicos 2D, a simulação dos guias de canal foi feita utilizando um segundo programa, também cedido pelo Prof. Hugo Figueroa do Departamento de Microondas e Óptico (DMO-FEEC), desenvolvido pelo Dr. Vitaly Esguerre e que utiliza também o Método dos elementos finitos (FEM) [41][42] em uma supercélula. Assim como no cálculo dos diagramas de banda, tanto a estrutura periódica como os defeitos são considerados infinitos na direção z .

No caso de um cristal fotônico sem defeitos, a simetria translacional discreta no plano xy é descrita inteiramente pela célula unitária mostrada na figura 3.1(a). Conforme discutido no capítulo anterior, esta estrutura exibe um PBG para propagação no plano $x-y$ para determinados valores de r/a , do índice de refração n do material e polarização TE. Entretanto, introduzindo um defeito na forma de uma linha, como mostrado na figura 3.1(b), modos com polarização TE com frequências dentro do PBG do cristal fotônico podem existir. Estes modos são localizados na região da linha de defeito. Uma maneira de modelar os guias de ondas retos tais como esse mostrado na figura 3.1(b), é aproximar o guia de ondas por uma estrutura periódica usando uma aproximação supercélula [40][43][44]. A superperiodicidade é obtida repetindo espacialmente a supercélula, que é o período da representação translacional discreta. Devido a esta aproximação, a estrutura considerada é uma disposição periódica dos guias de onda, onde a separação entre os guias é determinada pela altura da supercélula. Para não ter acoplamento de energia entre os modos guiados nos guias de onda vizinhos, a altura da supercélula é aumentada até um nível apropriado.

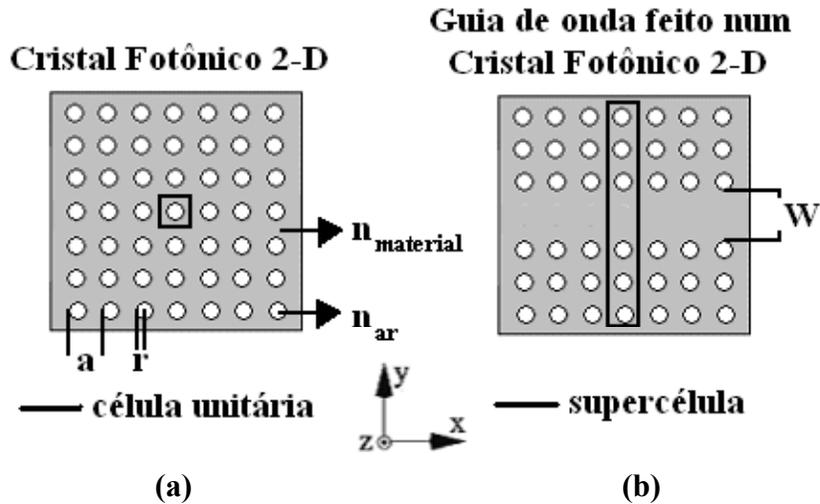


Figura 3.1- (a) cristal fotônico mostrando em destaque a célula unitária utilizada nas simulações, (b) Um guia de onda feito no cristal fotônico. A largura do guia de onda denotado por W . A supercélula está mostrada em destaque.

3.1 Guia de ar feito em cristais fotônicos 2D infinitos

Como primeiro exemplo de guia de canal feito em cristais fotônicos foi escolhido uma disposição quadrada de colunas de material de seção circular de altura infinita removendo-se uma fileira de colunas, conforme mostra a figura 3.2. Estruturas do tipo colunas de material cercadas por ar apresentam gaps largos, facilitando o entendimento [39][43]. A remoção de uma fileira de colunas quebra a periodicidade em uma determinada direção espacial. Se os parâmetros do cristal fotônico são tais de forma que haja um PBG completo para vetores de onda perpendiculares as colunas, então este defeito pode introduzir modos que decaem exponencialmente fora do defeito, mas ainda pode ser descrito por um vetor de onda apontado ao longo da fila de colunas removidas.

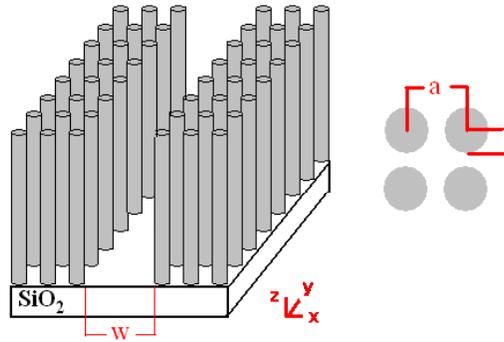


Figura 3.2- Exemplo de guia de onda simulado onde a altura é considerada infinita, “a” é o período de rede, “r” é o raio da coluna de material e W é a largura do guia de onda.

Para projetar guias de canal feitos em cristais fotônicos 2D, primeiramente deve-se projetar um cristal fotônico 2D que tenha um PBG na região desejada do espectro eletromagnético. A figura 3.3 mostra o diagrama de bandas para este cristal fotônico 2D composto de colunas de silício amorfo hidrogenado arranjados em uma disposição quadrada e sua correspondente célula unitária. Aqui foi considerado o índice de refração como sendo 4. O fator de preenchimento foi considerado como sendo $r/a = 0,2$.

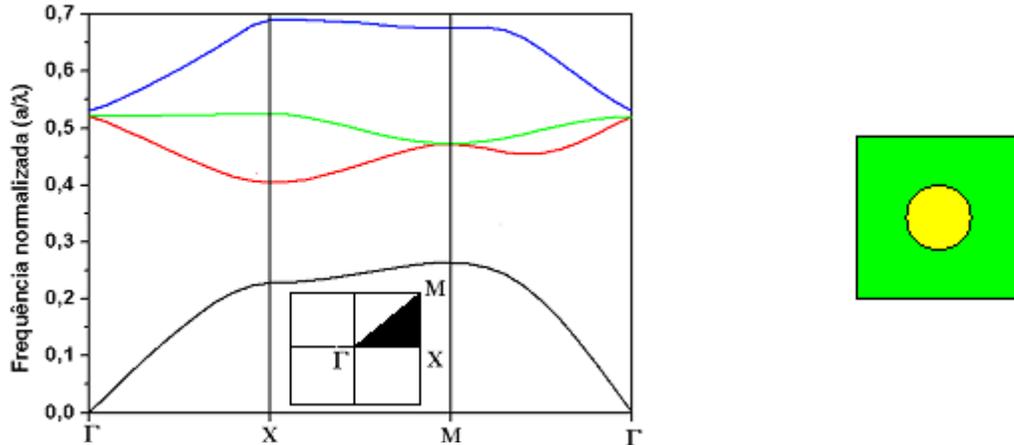


Figura 3.3- Diagrama de bandas de um cristal fotônico 2D com simetria quadrada e sua correspondente célula unitária

O arranjo quadrado possui uma zona de Brillouin também quadrada, como mostra o *inset* da figura 3.3. A zona irreduzível de Brillouin (zona de maior simetria do cristal) é a borda triangular do canto superior esquerdo, o resto da zona de Brillouin pode ser relacionada a esta borda por simetria rotacional. Os três pontos especiais Γ , X e M

correspondem respectivamente aos vetores de onda $K_{//} = 0$, $K_{//} = \pi/a \hat{x}$ e $K_{//} = \pi/a \hat{x} + \pi/a \hat{y}$. Essas direções de simetria denotam todas as direções possíveis no plano de periodicidade (xy) do cristal fotônico [39]. Uma vez que guias de canal retos estão em apenas uma direção específica do cristal fotônico, as simulações mostram se existem modos guiados na direção específica do guia.

Como pode ser visto na figura 3.3, existe um PBG entre a primeira e a segunda banda para todas as direções do cristal fotônico na faixa de frequências normalizadas entre $0,26 < a/\lambda < 0,4$ onde não existem modos de propagação.

Para simular um guia de canal, deve-se levar em conta a largura do guia W , além do fator de preenchimento e das constantes ópticas do material e do ar. A figura 3.4 mostra um diagrama de bandas TM de um guia de canal feito no cristal fotônico 2D quando uma linha de colunas é removida no cristal fotônico e sua correspondente supercélula.

A frequência normalizada é a/λ , onde λ é o comprimento de onda no espaço livre e $K_x \lambda / 2\pi$ é a componente do vetor de onda normalizado ao longo da linha defeito. As regiões cinzentas na figura 3.4 representam um contínuo de modos TM de frequências específicas e valores específicos da componente x do vetor de onda permitidos a propagar na camada fotônica. Aqui, o guia foi feito removendo uma linha de colunas de material na direção Γ -X do cristal fotônico. Dessa forma, deve-se considerar apenas a direção Γ -X do diagrama de bandas mostrado na figura 3.3. Nesta direção de propagação, existe um PBG entre $0,23 < a/\lambda < 0,4$. É importante notar que a direção Γ -X, em coordenadas da rede recíproca correspondem a $\Gamma(0,0)$ -X($\pi/a,0$). Por isso, o vetor de onda normalizado ($k_x a / 2\pi$) nesta direção de simetria vai de 0 a 0,5.

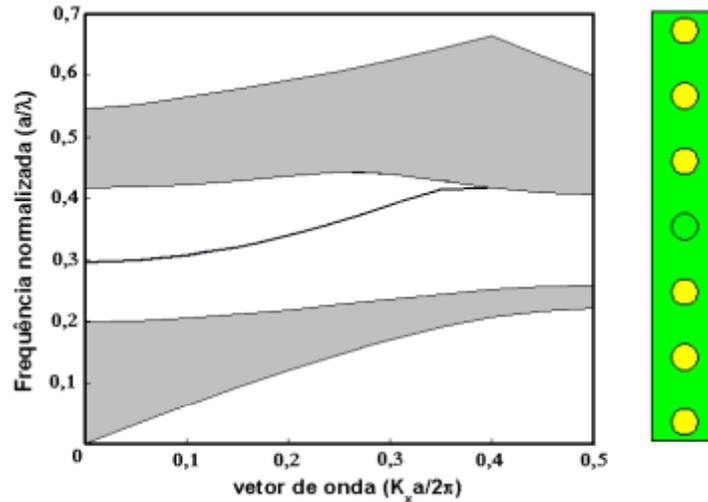


Figura 3.4- Diagrama de bandas de um guia feito em cristais fotônicos e sua correspondente supercélula. A linha dentro do PBG corresponde ao modo guiado

Como pode ser visto na figura 3.4, existe um modo guiado correspondente à faixa de frequências normalizadas $0,3 < a/\lambda < 0,41$ para a largura $W = 1,6a$. Esse modo guiado está dentro do PBG e fica confinado dentro do guia nesta faixa de frequências. Entre $0,2 < a/\lambda < 0,3$ não existem modos guiados na direção ao longo do guia feito em cristais fotônicos.

Como exemplo prático, tomamos o período da estrutura como sendo $a = 0,5\mu\text{m}$. Para este período a largura do guia corresponderá a $W = 0,8\mu\text{m}$. Então existirá um modo guiado que ficará confinado no guia de onda na faixa de comprimentos de onda correspondente a $1,219 < \lambda < 1,667$.

3.2- Ausência de linhas de furos numa camada fotônica composta de furos de ar no material

Embora a estrutura estudada na secção 3.1 seja interessante para explicar o funcionamento do método utilizado para se projetar guias de canal num cristal fotônico 2D, ele não tem importância prática na faixa de frequências ópticas, pois como não conseguimos construir estruturas infinitas (muito espessas), é preciso que haja confinamento vertical da luz. Desta forma o caso com maior interesse para aplicações em

óptica integrada, é uma camada fotônica formada por um material dielétrico com furos de ar [43][44]. Neste caso, teremos um guia híbrido, que faz o confinamento da luz no canal na vertical pelo método convencional (reflexão interna total) e no plano pela estrutura fotônica (PBG). A óptica e propriedades de confinamento destes sistemas têm sido muito estudadas [32][34].

3.2.1- Guias feitos em cristais fotônicos com simetria quadrada

A figura 3.5 mostra o cristal fotônico considerado nestes cálculos. O índice de refração do furo é 1 e o índice de refração do filme é tomado como o índice equivalente (n_{equiv}) igual a 3,7 correspondente ao silício amorfo, como visto no capítulo 2. Aqui focalizamos nossa atenção no caso $r/a = 0,35$ em que somente polarização TE dá origem a um PBG no cristal fotônico. O diagrama de bandas de tal cristal fotônico é mostrado na figura 3.6.

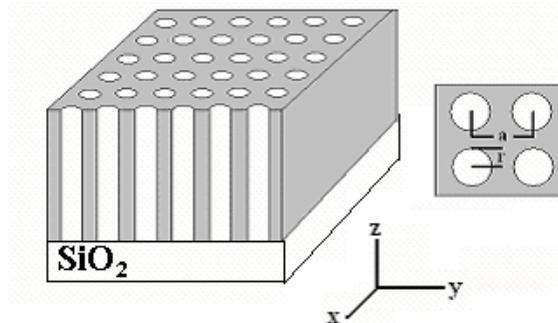


Figura 3.5- Cristal fotônico considerado nos cálculos

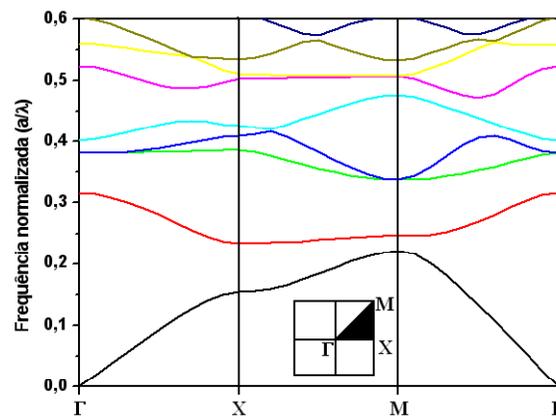


Figura 3.6 – Diagrama de bandas para simetria quadrada mostrando no inset as direções de simetria do cristal fotônico

A análise dos modos guiados foi feita considerando o gap entre a segunda e a terceira banda, uma vez que para o intervalo de frequências normalizadas entre essas bandas facilita o processo de fabricação, pois as estruturas podem ser gravadas com um período maior. Aqui foi feita uma análise dos modos guiados em duas direções de simetria do cristal fotônico, Γ -X e Γ -M [43][44], com um período das estruturas na fronteira defeito/cristal fotônico de “a” e “ $\sqrt{2} a$ ” respectivamente, como mostra a figura 3.7.

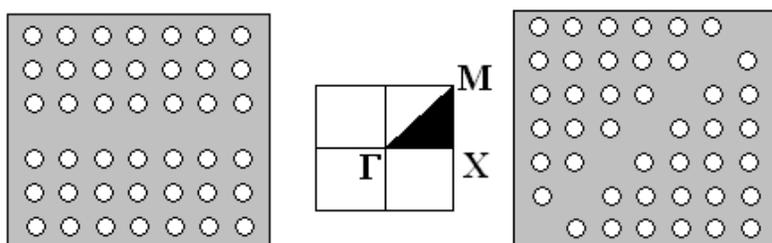


Figura 3.7- Direções de simetria estudadas neste trabalho

As supercélulas são retangulares e suas dimensões x e y são a e βa e $\sqrt{2} a$ e $\beta \sqrt{2} a$ para um guia ao longo de Γ -X e Γ -M, respectivamente, como pode ser visto na figura 3.8. Aqui, $\beta = 6$ é suficiente para análise dos modos guiados.

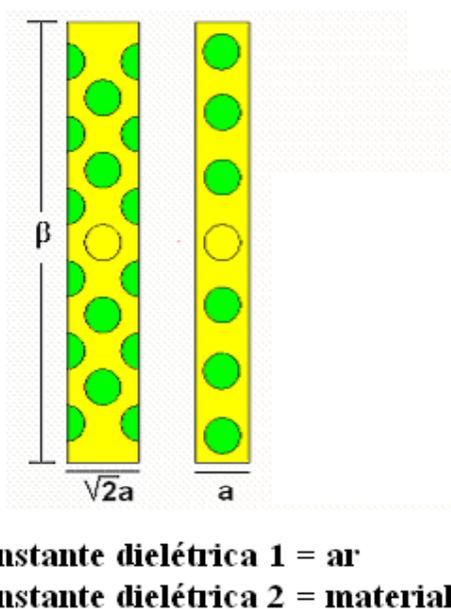


Figura 3.8 –Supercélulas nas direções de simetria Γ -M e Γ -X, respectivamente.

3.2.1.1- Propagação ao longo de Γ -X

Para esta direção de simetria, foi feito uma análise dos modos guiados para dois valores de largura W , correspondente a remoção de 1 e 2 filas de furos de material, respectivamente. A figura 3.9 mostra o diagrama de bandas do cristal fotônico apenas na direção de simetria Γ -X, escolhida como sendo a direção do guia de canal. A faixa amarela mostra o gap de banda fotônica (PBG) nesta direção de simetria. Como um defeito é feito no cristal fotônico, um ou mais modos podem propagar através do guia na região PBG.

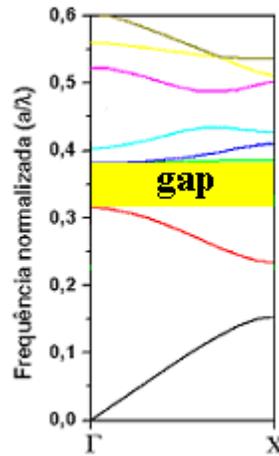


Figura 3.9 – Direção Γ -X do diagrama de bandas mostrado na figura 3.6.

Na figura 3.10 é mostrado um esquema de um guia de onda considerado nos cálculos para a propagação ao longo da direção de simetria Γ -X. O destaque em azul representa a supercélula.

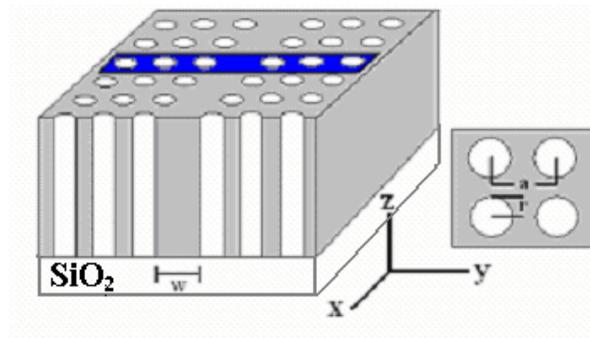


Figura 3.10 -Esquema da estrutura simulada mostrando em destaque a supercélula utilizada nos cálculos

O diagrama de bandas do guia feito nesta direção de simetria do cristal fotônico está mostrado da figura 3.11 quando é removida uma linha de furos de ar. Remover uma linha de furos corresponde a uma largura de guia $W = 1,3a$, uma vez que o fator de preenchimento r/a é igual a 0,35. A simulação mostra que existe um modo guiado para esta largura de guia. O modo guiado correspondente à linha azul abrange a faixa de frequências entre $0,316 < a/\lambda < 0,34$. Dentro deste intervalo de frequências, a propagação monomodo da luz é possível. Como pode ser visto também, dentro do PBG existe uma faixa de frequências abaixo e acima do intervalo de frequências correspondente ao modo guiado; nesta região de frequências a luz é proibida propagar tanto no cristal fotônico quanto no guia de onda.

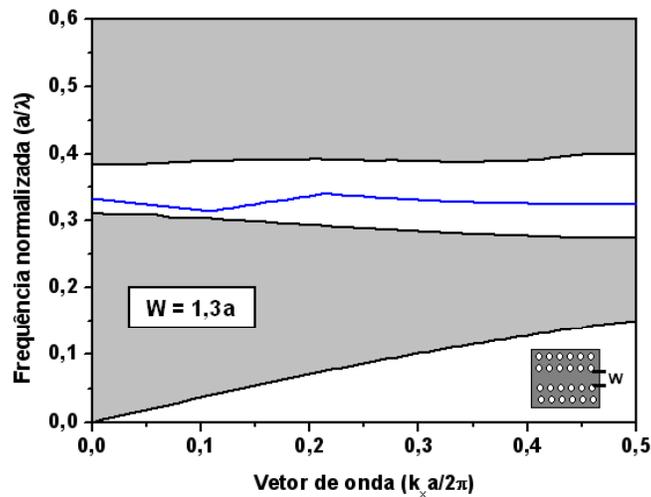


Figura 3.11- Diagrama de bandas do guia feito na direção de simetria Γ - X quando é removida uma fila de colunas de furos do cristal fotônico. A linha azul corresponde ao modo guiado

O modo guiado é semelhante ao modo fundamental de um guia de onda convencional dielétrico: tem um perfil senoidal dentro do guia e decaimento exponencial fora [43]. O módulo da distribuição do campo elétrico do modo guiado está mostrado na figura 3.12. Como pode ser visto, existe uma distribuição gaussiana de energia que fica quase que completamente confinada dentro do guia de onda.

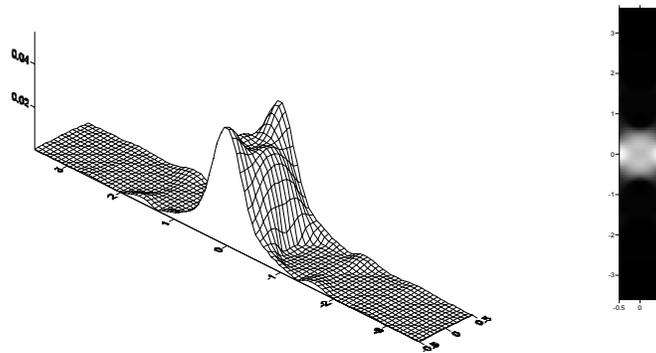


Figura 3.12- Vista em perspectiva e de topo da distribuição do módulo da energia do campo elétrico no guia de onda dentro da supercélula.

O diagrama de bandas do guia quando são removidas duas linhas de furos de ar é mostrado na figura 3.13. Remover duas linhas de furos corresponde a uma largura de guia $W = 2,3a$. A simulação mostra que existem agora dois modos guiados para esta largura de guia. O primeiro modo guiado correspondente à linha vermelha abrange a faixa de frequências entre $0,312 < a/\lambda < 0,331$. O segundo modo guiado correspondente à linha azul abrange a faixa de frequências entre $0,345 < a/\lambda < 0,368$. Como pode ser visto também, existe um gap completo de frequências entre os dois modos guiados. Esta faixa de frequências entre os dois modos é chamada de *gap de modo* [43][44]. Tais *gaps de modo* tornam possível a criação de *estados ligados* em estrangulamentos e em curvas. Os *estados ligados* correspondem a modos análogos de cavidade e é mostrado que seu surgimento depende fortemente da geometria do guia de onda. Para criar *estados ligados* em um guia de onda rodeado por materiais PBG, existem duas formas diferentes: alterando a largura ou a curvatura do guia de onda [43]. Os gaps de modo podem ser usados como filtro para comprimentos de onda específicos [44]. Frequências acima do segundo modo e abaixo do primeiro modo não propagam no guia e nem no cristal fotônico.

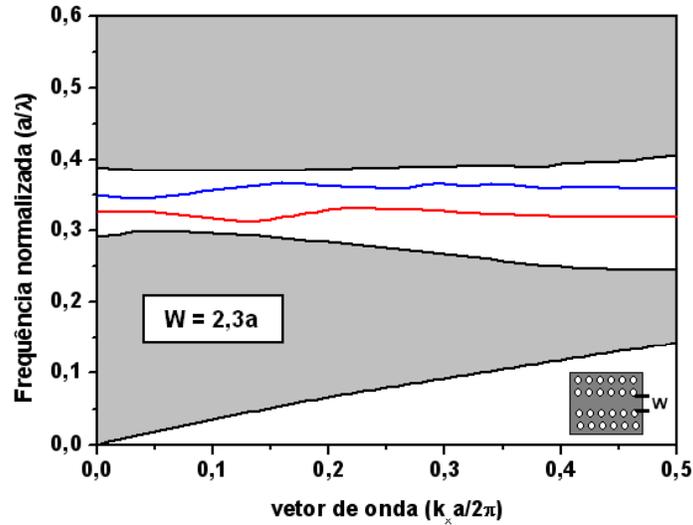
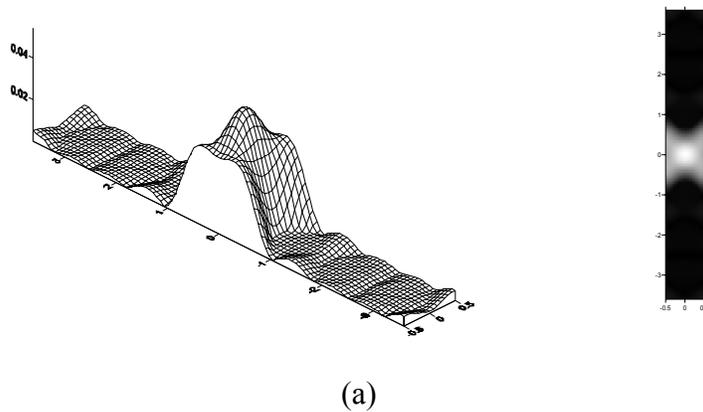


Figura 3.13- Diagrama de bandas do guia feito na direção de simetria Γ - X quando duas filas de furos são removidas do cristal fotônico. A linha vermelha corresponde ao primeiro modo guiado e a linha azul corresponde ao segundo modo guiado

Como pode ser visto, à medida que se aumenta a largura do guia de ondas, mais modos são permitidos propagar dentro do guia de canal [40].

O módulo da distribuição do campo elétrico dos modos guiados está mostrado na figura 3.14. Como pode ser visto, a energia fica quase completamente confinada dentro do guia de onda.



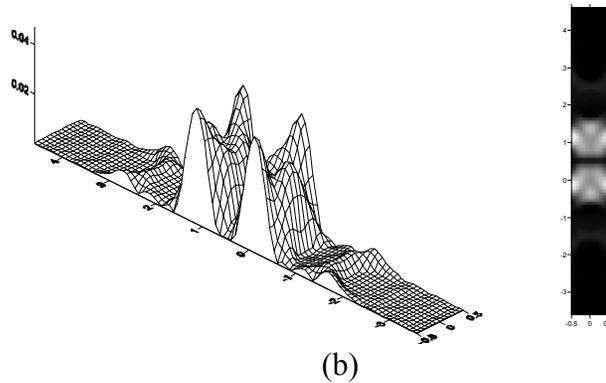


Figura 3.14- Vista em perspectiva e de cima da distribuição do módulo da energia do campo elétrico no guia de onda dentro da supercélula. (a) Primeiro modo guiado; (b) segundo modo guiado.

3.2.1.2- Propagação ao longo de Γ -M

Da mesma forma, foi feito um estudo ao longo da direção de simetria Γ -M do cristal fotônico. Para esta segunda orientação, x é redefinido como sendo a direção ao longo do guia de canal. Para esta direção de simetria, foi feito uma análise dos modos guiados para dois valores de largura W, correspondente a 1 e 3 filas de furos de material respectivamente. Na figura 3.15 é mostrado o diagrama de bandas do cristal fotônico apenas na direção de simetria Γ -M, escolhida como sendo a direção do guia de canal. A análise dos modos guiados também foi feita entre a segunda e a terceira banda do diagrama mostrado na figura 3.15. As frequências permitidas são calculadas para modos polarizados TE.

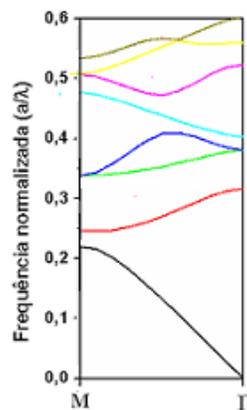


Figura 3.15 – Direção Γ -M do diagrama de bandas mostrado na figura 5.6

Na figura 3.16 é mostrado um esquema de um guia de onda considerado nos cálculos para a propagação ao longo da direção de simetria Γ -M. O destaque em azul representa a supercélula. É importante notar que o guia de onda nesta direção de simetria tem um limite de periodicidade entre guia e cristal fotônico de “ $\sqrt{2} a$ ”, visto que o guia de onda na orientação prévia tem periodicidade “ a ”.

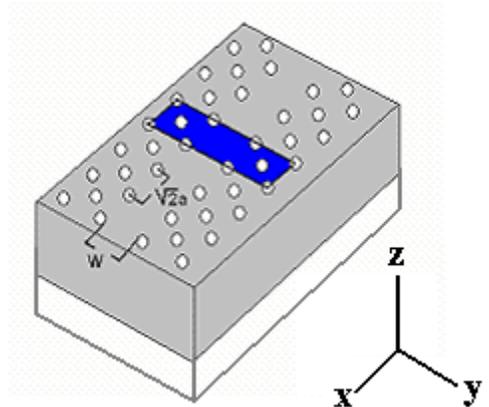


Figura 3.16 -Esquema da estrutura simulada mostrando em destaque a supercélula utilizada nos cálculos

O diagrama de bandas do guia feito nesta direção de simetria do cristal fotônico está mostrado da figura 3.17 quando é removida uma linha de furos de ar. Remover uma linha de furos, neste caso corresponde a uma largura de guia $W = 0,7a$, uma vez que o fator de preenchimento r/a é igual a 0,35. A simulação mostra que existe um modo guiado para esta largura de guia. O modo guiado correspondente à linha azul abrange a faixa de frequências entre $0,305 < a/\lambda < 0,318$. Dentro deste intervalo de frequências, a orientação monomodo da luz é possível.

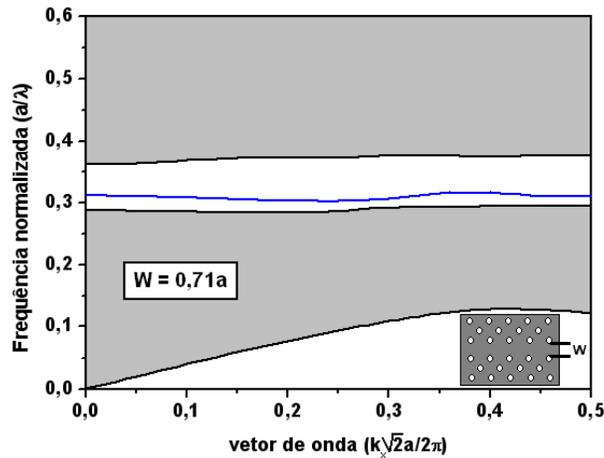


Figura 3.17- Diagrama de bandas do guia feito na direção de simetria Γ -M quando é removida uma fila de colunas de furos do cristal fotônico. A linha azul corresponde ao modo guiado

O módulo da distribuição do campo elétrico do modo guiado está mostrado na figura 3.18.

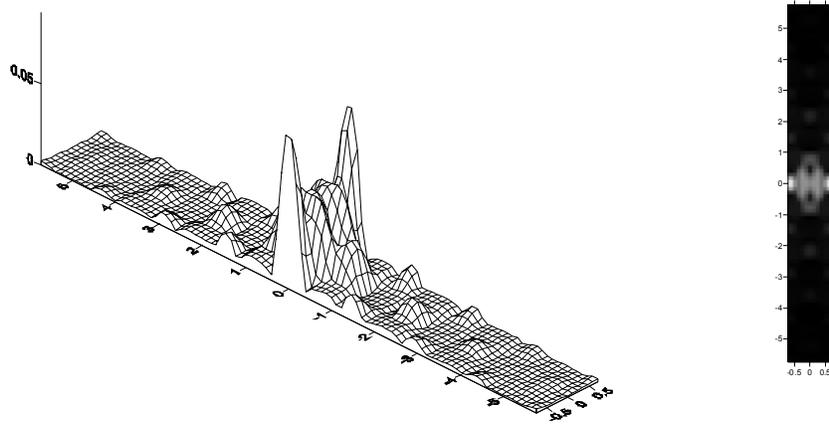


Figura 3.18- Vista em perspectiva e de cima da distribuição do módulo da energia do campo elétrico no guia de onda dentro da supercélula.

O diagrama de bandas do guia quando são removidas três linhas de furos de ar é mostrado na figura 3.19. Remover três linhas de furos corresponde a uma largura de guia $W = 2,13a$. A simulação mostra que existem dois modos guiados para esta largura de guia. O primeiro modo guiado corresponde à linha vermelha e abrange a faixa de frequências entre $0,29 < a/\lambda < 0,31$. O segundo modo guiado corresponde à linha azul e abrange a faixa de

freqüências entre $0,315 < a/\lambda < 0,33$. Aqui também aparece um pequeno gap completo de freqüências entre os dois modos guiados, ou seja, existe um *gap de modo*.

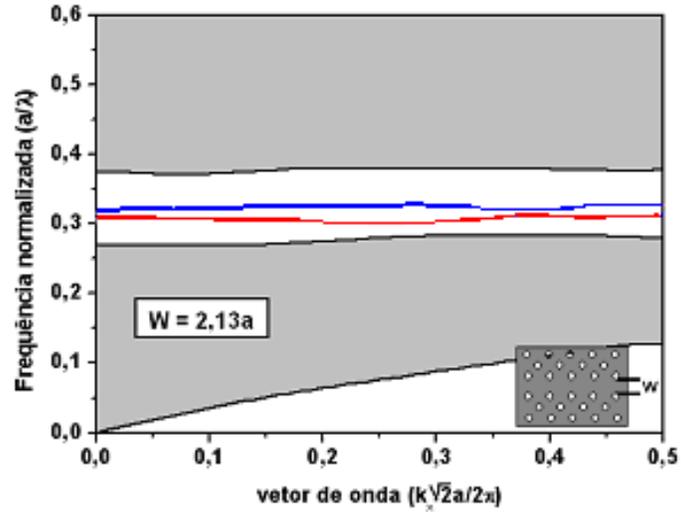
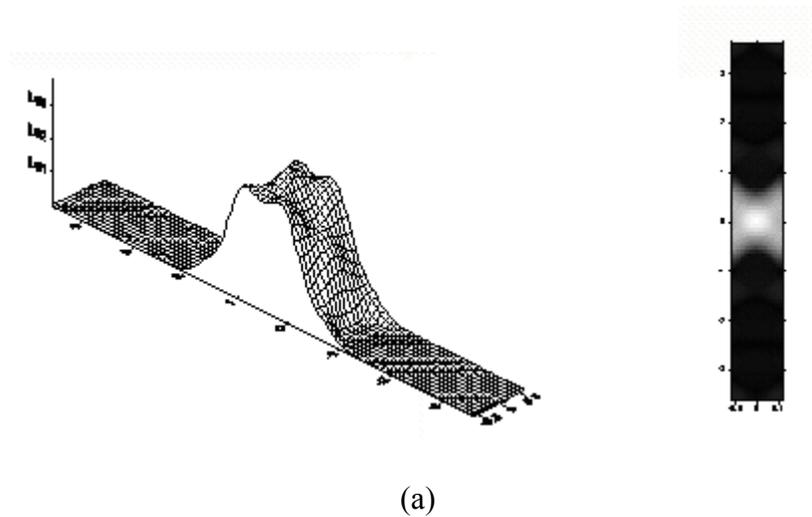
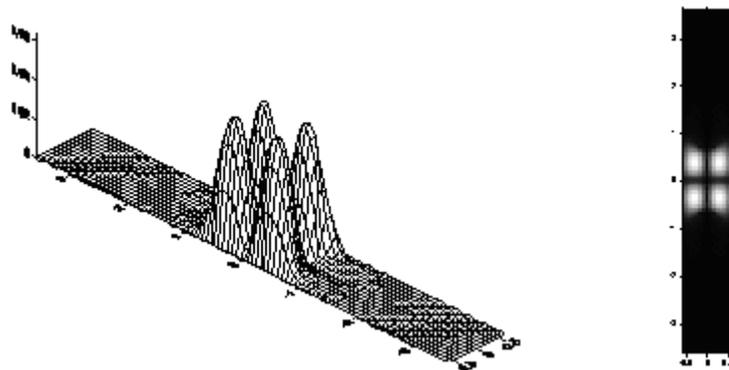


Figura 3.19- Diagrama de bandas do guia feito na direção de simetria Γ -M quando duas filas de furos são removidas do cristal fotônico. A linha azul corresponde ao primeiro modo guiado e a linha vermelha corresponde ao segundo modo guiado.

O módulo da distribuição do campo elétrico dos modos guiados está mostrado na figura 3.20.



(a)



(b)

Figura 3.20- Vista em perspectiva e de cima da distribuição do módulo da energia do campo elétrico no guia de onda dentro da supercélula. (a) Primeiro modo guiado; (b) segundo modo guiado.

A comparação entre relações de dispersão, dos guias de onda feitos em cristais fotônicos 2D, para as duas orientações dos defeitos, mostra algumas diferenças: Na direção Γ -X os modos guiados se estendem por uma região de frequências maior dentro do PBG, enquanto que na direção Γ -M os modos ficam restritos a uma pequena faixa de frequências dentro do PBG. Isto implica em que no caso Γ -X haverá uma faixa maior de frequências de propagação permitidas dentro do guia de canal do que para o caso Γ -M. Em ambos os casos ocorre uma separação de frequências (gap) entre os modos e esta separação é maior entre os modos na direção Γ -X do que para a direção Γ -M.

3.3. Referências

[32] M. Notomi; A. Shanya e E. Curamochi, “Photonic Crystals: Towards ultrasmall lightwave circuits”, NTT Technical Review, 2(2004).

[33] N. Fukaya, D. Ohsaki e T. Baba, “Two-dimensional Photonic Crystal Waveguides with 60° bends in a thin slab structure”, Japan Society of applied Physics, 39, 2619-2623 (2000).

[34] T. Baba, A. Motegi, T. Iwae, N. Fukaya, Y. Watanabe e A. Sakai, “Ligth propagation characteristics of straight single-line-defect waveguides in Photonic Crystal slabs fabricated into a silicon-on-insulator substrate”, IEEE Journal of Quantum Eletronics, 38,743-752 (2002).

- [35] A. Chutinan, M. Okano e S. Noda, “Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends in two-dimensional photonic crystals slabs”, *Applied Physics Letters*, 80, 1698-1700 (2002).
- [36] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, “High transmission through sharp bend in Photonic Crystal Waveguides”, *Physical Review Letters*, 77; 3787-3790 (1996).
- [37] S. Y. Lin and E. Chow, “Demonstration of highly efficient waveguiding in a Photonic Crystal slab at the 1.5- μm wavelength”, *Optics Letters*, 25, 1297-1299 (2000).
- [38] S. Y. Lin and E. Chow, J. Bur, “Low-Loss, wide-angle Y splitter at $\sim 1.6\text{-}\mu\text{m}$ wavelengths built with a two-dimensional Photonic Crystal”, *Optics Letters*, 27;1400-1402 (2002).
- [39] J. D. Joannopoulos, R.D. Meade and J.N Winn, “Photonic Crystals”, Princeton University Press, New Jersey, 1995.
- [40] T. Sondergaard and K. Hdridi, “Energy flow in Photonic Crystal Waveguides”, *Physical Review B*, 61, 688-696 (2000).
- [41] M. Marrone, V.F. Rodriguez-Esquerre, and H. E. Hernandez-Figueroa, “Novel numerical method for the analysis of 2D photonic crystals: the cell method”, *Opt. express* 10, 1299-1304 (2002).
- [42] Vitaly Félix Rodriguez Esquerre, “Modelagem de Estruturas Fotônicas por Elementos Finitos 2D no Domínio do Tempo”, Tese de doutorado orientada pelo Prof. Hugo Enrique Hernández Figueroa, defendida em abril de 2003 na FEEC/Unicamp.
- [43] A. Mekis, S. Fan e J. D. Joannopoulos, “Bound states in Photonic Crystal Waveguides and waveguide bends”, *Physical Review B*, 58, 4809-4817 (1998).
- [44] S.Olivier, H.Benisty, C.J.M.Smith, M.Rattier, C.Weisbuch and T.F.Krauss, “Transmission properties of two-dimensional photonic crystal channel waveguides”, *Optical and Quantum Electronics*, 34, 171–181 (2002).

Capítulo 4

Fabricação de camadas fotônicas usando dupla exposição holográfica

Neste capítulo são descritas as etapas do processo de fabricação das camadas fotônicas começando pela deposição de filmes e gravação de estruturas bidimensionais em fotorresina sobre substratos de silício, utilizando dupla exposição holográfica. Uma vez obtido o padrão gravado em relevo na fotorresina foram feitas tentativas de transferência destes padrões para três materiais diferentes: silício policristalino, silício amorfo hidrogenado e silício cristalino, utilizando corrosão por íon reativo (RIE).

Optamos pelo silício para gravação das camadas fotônicas por ser um material muito utilizado em microeletrônica, com baixo custo de amostras, alto índice de refração e transparência na região do infra-vermelho próximo. Numa tese anterior [45] foram gravadas camadas fotônicas em filmes de carbono amorfo hidrogenado depositados por “sputtering”. Apesar de terem sido obtidos bons resultados na litografia destes materiais, o índice de refração das amostras em deposições diferentes não apresentou boa repetibilidade.

4.1- Gravações em camadas de Si amorfo e Si policristalino

Foram feitas tentativas de gravação de camadas fotônicas em Si amorfo e Si policristalino com o objetivo de viabilizar a construção de guias de onda planares uma vez que estes materiais podem ser depositados, com a espessura desejada, sobre materiais com baixo índice de refração tais como substratos de quartzo ou Si com uma espessa camada de SiO₂.

Na figura 4.1 é mostrado um esquema geral do processo de gravação de camadas fotônicas sobre filmes de Si amorfo ou Si policristalino. O processo se inicia com o crescimento térmico de uma espessa camada de SiO₂ sobre substratos de Si e posterior deposição do filme de Si (amorfo ou poli). A segunda etapa é a litografia holográfica sobre um filme de fotorresina positiva que gera um padrão periódico de colunas cilíndricas sobre os filmes de Si. Para transferência do padrão de colunas para estes filmes Si, é feita uma corrosão direta via plasma reativo (RIE), utilizando-se a estrutura em fotorresina como máscara.

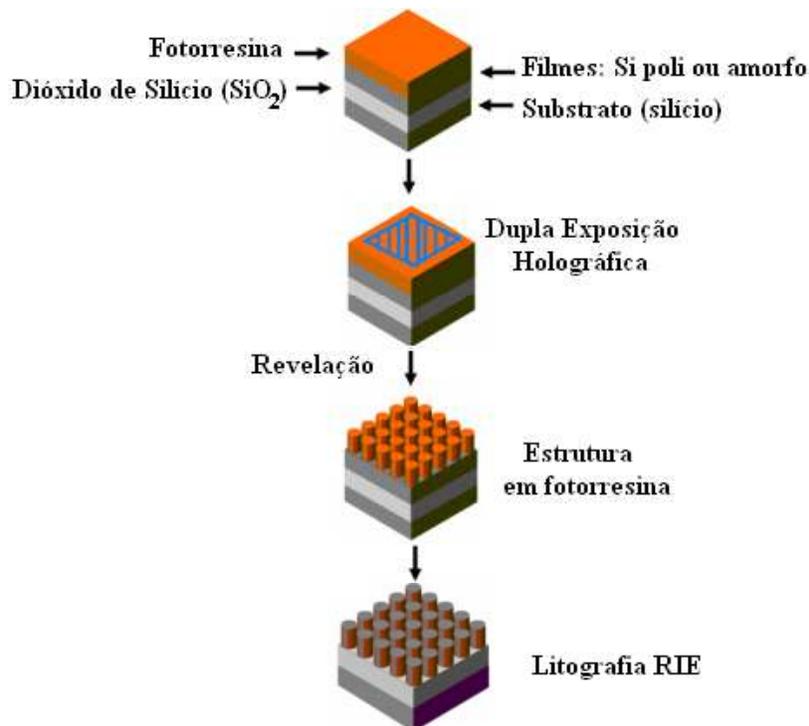


Figura 4.1- Esquema das principais etapas do processo de fabricação em filmes de silício policristalino e amorfo.

4.1.1. Deposição dos Filmes

4.1.1.1. Crescimento térmico de dióxido de silício (SiO₂)

Os substratos de Si utilizados foram do tipo p (dopado com Boro), com orientação (100), 2 polegadas de diâmetro e 280 µm de espessura, resistividade 12-15Ωcm, com 1 única superfície polida com qualidade de espelho

Uma camada de SiO₂ com 2,5µm foi crescida termicamente sobre os substratos de Si, utilizando-se as seguintes condições:

- Temperatura: 1150° C
- Temperatura H₂O = 98 – 99° C
- Vazão de O₂ = 0,5 L/min
- Tempo de processo: 18 horas

Estes crescimentos foram feitos no Laboratório de Sistema Integráveis (LSI), na Escola Politécnica da USP, com o Dr. Luiz Zambom e no DFA/IFGW/Unicamp no grupo do Prof. Dr. Francisco das Chagas Marques com a técnica Maria Isabel.

4.1.1.2. Deposição de filmes de Si policristalino

As deposições dos filmes de silício policristalino foram feitas pelo aluno de doutorado Ricardo Cotrin no Centro de Componentes Semicondutores (CCS)/Unicamp. A técnica utilizada foi a Deposição Química em fase de Vapor a pressões reduzidas (LPCVD – *Low Pressure Chemical Vapor Deposition*) [46]. O equipamento utilizado é um reator vertical modelo PMC-200 da Phoenix Materials Corporation. A fonte de silício utilizada para o processo LPCVD foi o gás silana (SiH₄) em atmosferas com diluição de hidrogênio (H₂). Os parâmetros utilizados para deposição destes filmes foram:

- Temperatura: 750° C
- Pressão Total: 5 Torr
- Quantidade de Hidrogênio e Quantidade de Silana: 4800 H₂ + 40 SiH₄
- Tempo: 18min

- Espessura: 700nm

Na figura 4.2 são mostradas fotografias da microscopia eletrônica dos filmes de silício policristalino depositados sobre a camada de SiO₂ utilizando esta técnica.

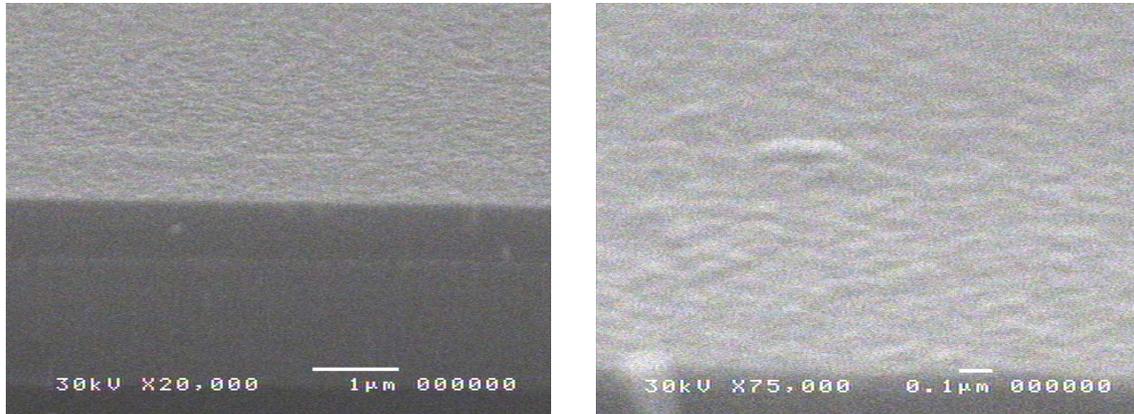


Figura 4.2- Deposição de filmes de silício policristalino sobre a camada de SiO₂

Foram feitas também deposições de filmes de silício policristalino utilizando a mesma técnica em um reator horizontal no LSI-EPUSP, com o Dr. Luiz Zambom. Embora a deposição tenha ficado muito homogênea em uma grande área, os filmes ficaram muito espessos (~ 2,5μm), dificultando a litografia por RIE. Não foi possível fazer outras deposições no LSI devido a problemas no reator.

4.1.1.3. A deposição do silício amorfo hidrogenado

O silício amorfo, também é um material interessante para fabricação de cristais fotônicos porque apresenta uma rugosidade muito menor que dos filmes de Si policristalino. Além disso, a adição de hidrogênio mostra excelente qualidade elétrica e baixa absorção óptica [47]. Assim, foram depositados filmes de silício amorfo hidrogenado sobre a camada de SiO₂ crescida termicamente pela técnica Maria Isabel com o auxílio do Prof. Dr. Francisco das Chagas Marques, ambos do DFA/IFGW/Unicamp.

A deposição foi feita em um sistema de plasma que consiste de um equipamento de “sputtering” reativo que utiliza um alvo de silício em atmosfera de hidrogênio e argônio. Os parâmetros utilizados no processo de deposição foram:

Pressão base: $2,5 \times 10^{-6}$ mbar,
Pressão cumulativa de Ar e H₂ : $0,91 \times 10^{-3}$ mbar
Tensão: 1030V,
Fluxo de massa: 8 sccm de H₂ e 8 sccm de Ar
Temperatura; 250° C,
Tempo: 120min

Na figura 4.3 é mostrada a fotografia da microscopia eletrônica do filme de silício amorfo hidrogenado depositado nestas condições. Note a menor rugosidade da superfície em relação à deposição de Si policristalino (figura 4.2).

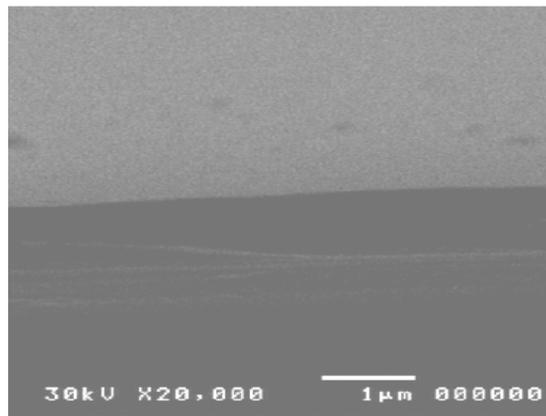


Figura 4.3- Resultado da deposição de filmes de silício amorfo hidrogenado sobre a camada de SiO₂

4.1.2- Litografia holográfica

Após as deposições, os filmes de Si foram recobertos com um filme de fotorresina utilizando-se primeiramente um promotor de aderência (HMDS da Hoesch).

A fotorresina positiva utilizada foi a SC 1827 da Hoesch. A escolha desta fotorresina se deve ao fato da melhor resolução em períodos pequenos (~ 500nm), quando comparadas com outras fotorresinas, e sensibilidade na faixa de comprimentos de onda do laser utilizado em nosso sistema holográfico ($\lambda=458$ nm). Os filmes de fotorresina são depositados por centrifugação em um *spinner* da Headway Reseach Inc. A espessura da

fotorresina pode ser controlada de acordo com sua diluição e ajuste da velocidade do *spinner*. Para estas gravações foram utilizadas espessuras em torno de 400nm.

A exposição dos filmes de fotorresina é realizada na montagem holográfica esquematizada na Figura 4.4, utilizando a linha 457,9nm (azul) de um laser de Argônio (Spectra Physics, 165). Embora neste comprimento de onda a sensibilidade da fotorresina seja significativamente menor que na região espectral do ultravioleta (~365nm), a exposição no azul é interessante porque permite a gravação de estruturas em relevo em fotorresina com alta razão de aspecto (razão entre altura e o período), devido à baixa absorção da fotorresina neste comprimento de onda.

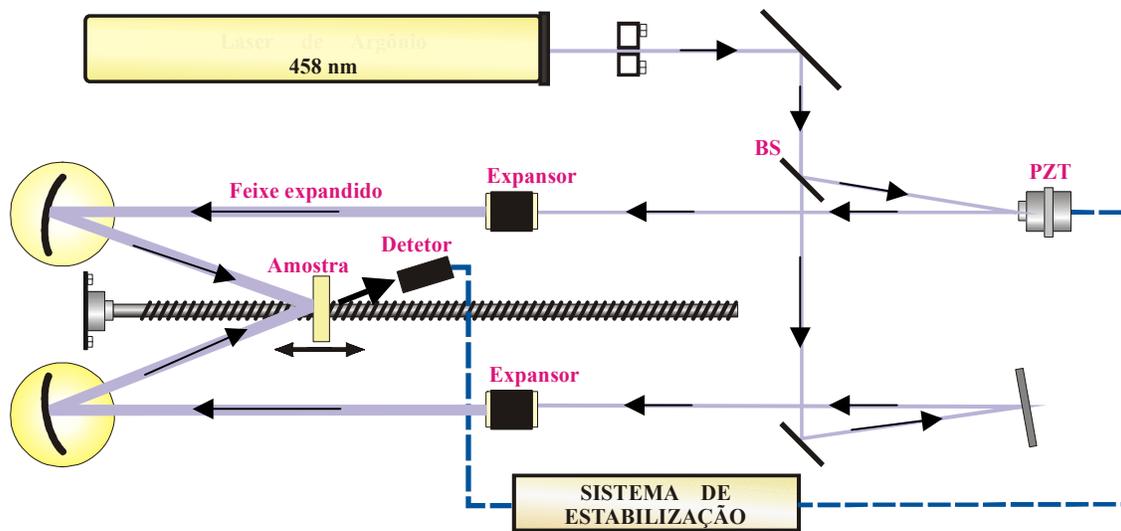


Figura 4.4 – Esquema da montagem holográfica utilizada para gravação das estruturas bidimensionais em fotorresina.

O sistema eletrônico [48] utilizado para realizar a estabilização do padrão de franjas de interferência corrige as perturbações de fase entre as ondas interferentes durante as exposições. Estas perturbações “borram” o padrão gravado na fotorresina impedindo a gravação de estruturas com alta razão de aspecto. O sinal de autodifração, utilizado para estabilizar o padrão de franjas de interferência pode também ser utilizado para monitorar a gravação nos filmes de fotorresina [49][50]. Desta forma é possível gravar estruturas com alto contraste e grande repetibilidade.

A gravação holográfica consiste em expor o filme de fotorresina ao padrão de interferência produzido pela montagem holográfica (figura 4.4). Para geração das estruturas bidimensionais a amostra é exposta duas vezes ao mesmo padrão de interferência, girando-se a amostra entre as exposições de acordo com a simetria desejada. Para gerar estruturas de simetria quadrada a amostra é girada de 90° entre as exposições enquanto que para geração de estruturas hexagonais a amostra é girada de 60°.

Após as exposições, a fotorresina é revelada convertendo o padrão luminoso num padrão em relevo. Embora as exposições possam ser idênticas, o perfil resultante em relevo na fotorresina depende também de outros parâmetros, tais como: tempo de revelação, concentração e temperatura do revelador, energia de exposição, espessura inicial da fotorresina, condições de preparação dos filmes, refletividade do substrato, etc [51].

A gravação de estruturas hexagonais, usando dupla exposição (girando a amostra 60° entre elas), resulta em estruturas cilíndricas com base elíptica cuja razão entre o raio maior (R) e raio menor (r) da elipse é aproximadamente igual a dois ($R/r = 2$) [45].

No capítulo 2 foi feito o cálculo do mapa de gap de estruturas hexagonais formadas por colunas cilíndricas e furos cilíndricos com base elíptica com esta mesma geometria. Analisando estes mapas pode-se observar que para o caso de colunas cilíndricas de material com base elíptica, utilizando um filme de silício amorfo de 0,7 μm de espessura (que corresponde a um índice de refração equivalente de 3,7 para polarização TM), precisamos de um fator de preenchimento “ R/a ” na estrutura em torno de 0,32. Este fator de preenchimento pode ter um certo grau de liberdade, devido ao tamanho do gap fotônico. Para este fator de preenchimento, desejando um gap de banda fotônica em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, precisamos ter um período “ a ” na rede hexagonal igual a 1 μm (o que implica em uma dupla exposição de franjas com período de “ Λ ”= 0,866 μm).

Nas figuras 4.5 e 4.6 são mostradas estruturas bidimensionais resultantes em fotorresina sobre silício amorfo hidrogenado e policristalino, respectivamente. Note a presença de um forte padrão de ondas estacionárias [52], devido a coerência do feixe laser em substratos refletivos, principalmente no substrato de Si amorfo. Este padrão prejudica a litografia das colunas de fotorresina e faz com que a litografia não fique homogênea ao longo de toda a amostra. No caso do silício policristalino, a litografia é prejudicada devido à rugosidade do silício policristalino.

Embora a litografia na fotorresina não seja ideal, as dimensões transversais das estruturas elípticas gravadas em fotorresina estão dentro da região de geometrias que apresenta PBG, segundo o projeto feito no capítulo 2.

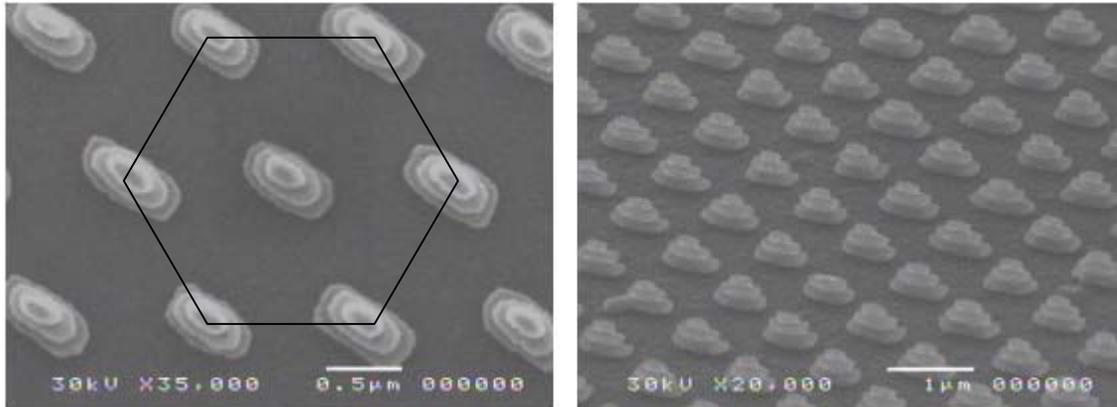


Figura 4.5 – Estrutura hexagonal resultante em fotorresina SC 1827 sobre silício amorfo hidrogenado utilizando energia de $360\text{mJ}/\text{cm}^2$ para ambas exposições e tempo de revelação de 25s no revelador MICROPOSIT 351 (1:4).

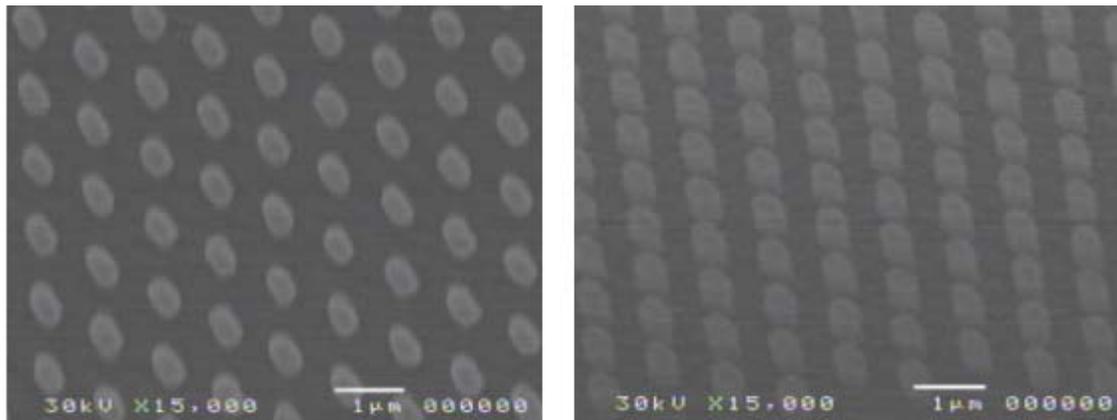


Figura 4.6 – Estrutura hexagonal resultante em fotorresina SC 1827 sobre silício policristalino utilizando energia de $350\text{mJ}/\text{cm}^2$ para ambas exposições e tempo de revelação de 40s no revelador MICROPOSIT 351 (1:4)..

4.1.3- Transferência do padrão para os filmes de silício policristalino e amorfo hidrogenado

Para a transferência direta do padrão hexagonal de colunas de base elíptica gravadas em fotorresina para os filmes de Si (amorfo e policristalino) foram feitas corrosões por

plasma reativo (RIE) utilizando o próprio padrão gravado na fotorresina como máscara. Estas corrosões foram feitas pelo aluno de doutorado Alcinei Moura Nunes da Faculdade de Engenharia Elétrica da Unicamp (FEEC-Unicamp) no Laboratório de Pesquisa em Dispositivos (LPD) do DFA- IFGW- Unicamp. Vários testes foram feitos e as melhores corrosões foram obtidas utilizando uma combinação dos gases SF₆, CHF₃ e CF₄. A utilização de CHF₃ e CF₄ serve para fazer a passivação das paredes laterais, principalmente devido ao carbono, deixando a corrosão mais anisotrópica [53]. Vários trabalhos publicados na literatura utilizam a combinação dos gases SF₆ e O₂ para fazer corrosão anisotrópica no silício [54], no entanto, o plasma de O₂ também corrói a fotorresina, impossibilitando a utilização desta combinação de gases quando se utiliza fotorresina como máscara.

Na figura 4.7 são mostrados os resultados da corrosão do Si policristalino utilizando as seguintes condições:

- Potência: 50W,
- Pressão: 50mbar
- Fluxo: SF₆/CHF₃/CF₄ (3/10/10)
- Tempo: 8 min
- Taxa de corrosão: 70nm/min

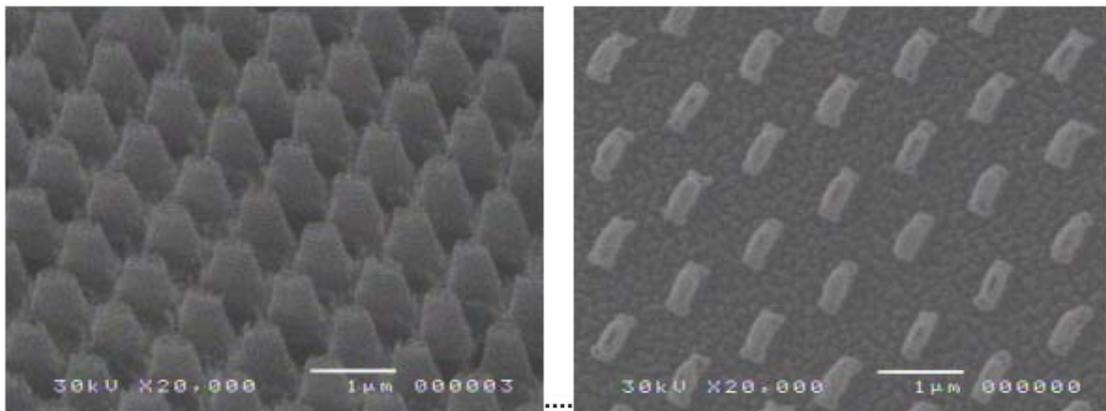


Figura 4.7- Resultado da corrosão em filmes de silício policristalino.

Como pode ser observado na figura 4.7, a máscara de fotorresina não resistiu à corrosão, assim como o tempo de processo não foi suficiente para corroer todo o filme de Si policristalino com 0,7 μm de espessura. Foram feitas novas tentativas utilizando uma camada mais espessa de fotorresina (em torno de 600 nm), entretanto, como pode ser visto

na figura 4.8, a litografia de filmes mais espessos de fotorresina não teve sucesso porque as colunas de fotorresina ficavam ligadas. Tentativas de remoção desta fotorresina remanescente foram feitas utilizando plasma de O₂, mas não tiveram sucesso, porque ocorreu uma forte redução das dimensões da máscara de fotorresina.

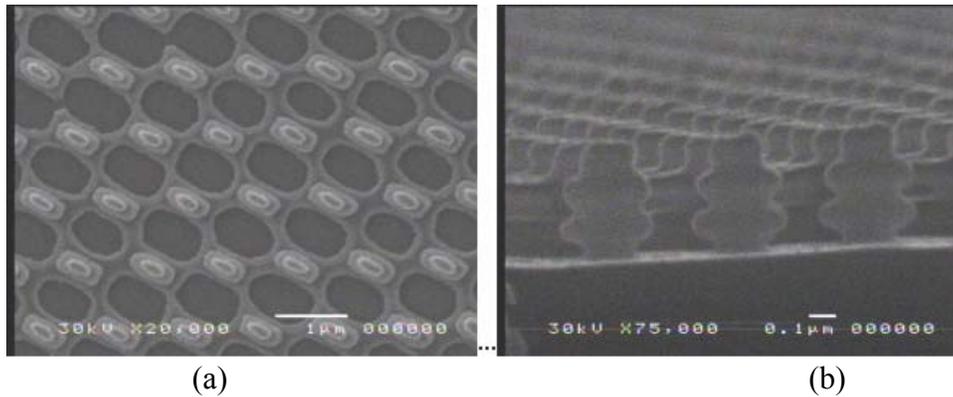


Figura 4.8 - Gravações feitas em fotorresina com 0,6 μm de espessura sobre silício amorfo hidrogenado. (a) vista de cima de uma estrutura hexagonal de período igual a 1 μm. (b) Vista de perfil de uma estrutura quadrada de período 0,55 μm.

O mesmo tipo de processo e condições de corrosão RIE foi utilizado para corrosão de filmes de silício amorfo. O resultado destas corrosões está mostrado na figura 4.9.

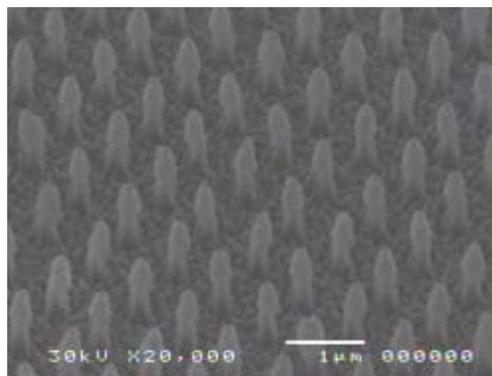


Figura 4.9- Resultado da corrosão de filmes de silício amorfo hidrogenado

Da mesma forma que ocorreu para o silício policristalino, a máscara de fotorresina não resistiu assim como não houve corrosão total dos filmes. Além disso, embora neste caso as paredes laterais das colunas de silício tenham ficado mais verticais, houve uma grande redução nas dimensões das colunas de silício amorfo.

Como pode ser visto, não foram obtidos resultados satisfatórios tanto na litografia da fotorresina como nas corrosões em Si-amorfo hidrogenado e Si-policristalino. No Si-policristalino, os maus resultados na litografia se deve principalmente à rugosidade da superfície enquanto que no caso do Si-amorfo o problema é a alta refletividade das amostras.

A litografia holográfica em substratos refletores é mais complicada por causa da presença de ondas estacionárias de alto contraste devido à coerência do laser (figura 4.8). Para resolver este problema é possível utilizar camadas anti-refletoras (BARC e ARCS) depositadas em baixo do filme fotorresina [55][56]. O uso de BARCS e ARCS, entretanto requer a introdução de um ou mais etapas no processo litográfico. Num trabalho recente [57] o estudante de doutorado Edson José de Carvalho demonstrou que é possível litografar holograficamente estruturas em fotorresina sobre substratos de Si com excelente qualidade, utilizando uma camada de SiO₂ termicamente crescida sobre o substrato de Si com espessura igual a um período completo da onda estacionária. Além de reduzir o efeito das ondas estacionárias, melhorando a litografia; a própria camada de dióxido de silício pode ser utilizada como máscara muito eficiente para a corrosão do substrato de Si. Na figura 4.10 é mostrado o resultado da litografia holográfica de estruturas em fotorresina gravadas diretamente sobre o substrato de Si e sobre o substrato de Si previamente recoberto com um filme de SiO₂ com espessura apropriada. Note a redução do contraste das ondas estacionárias e o período das estruturas (0,58μm) gravadas utilizando o filme de SiO₂ (figura 4.10(b)), período este que não é possível gravar diretamente sobre Si sem a camada de SiO₂.

Esta técnica, entretanto só pode ser utilizada para o silício amorfo hidrogenado se a deposição da camada de SiO₂ for feita a baixas temperaturas. Isto porque o crescimento térmico do SiO₂ é feito em altas temperaturas (~1000° C) enquanto que a deposição do silício amorfo hidrogenado é feita a temperaturas em torno de 250°C. A temperatura elevada provavelmente levaria a uma policristalização do silício amorfo, gerando rugosidade.

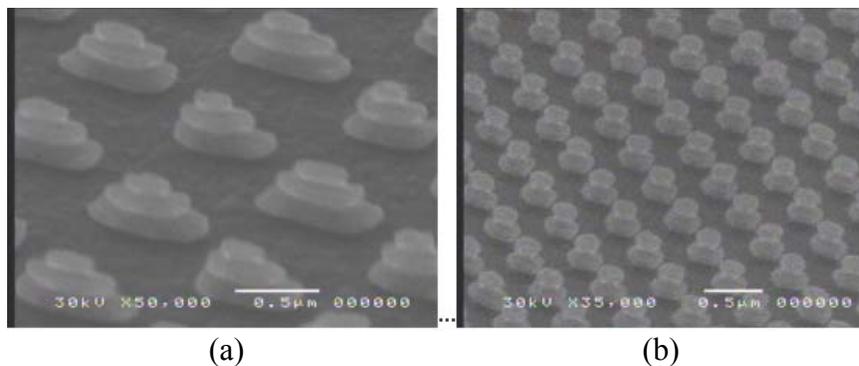


Figura 4.10- (a) Gravação feita diretamente sobre silício e, (b) Gravação utilizando SiO₂ como camada intermediária. A aderência do filme de fotorresina é menor sobre a camada de SiO₂ quando comparada com a aderência diretamente sobre o substrato de silício, facilitando assim a gravação de estruturas com período menor devido a facilidade de remoção da fotorresina no processo de revelação.

4.2. Gravação em Substratos de Si

Novas tentativas de gravação holográfica foram feitas utilizando agora diretamente os substratos de Si cristalino descritos no início da seção 4.1.1., utilizando a camada de SiO₂ termicamente crescida com a espessura apropriada [57], conforme mostra a figura 4.11.

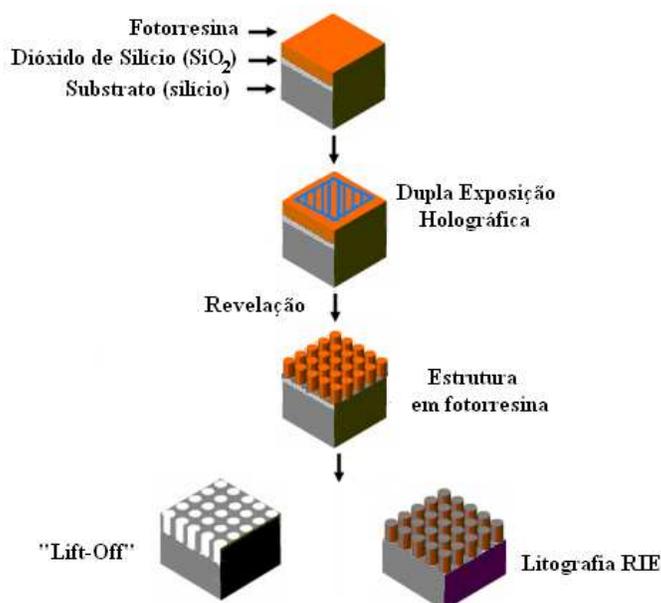


Figura 4.11- Esquema das principais etapas do processo de fabricação em substratos de silício cristalino.

Neste caso, embora as estruturas gravadas no substrato não se comportem como um guia planar, pois não há confinamento vertical, se o processo de litografia holográfica der bons resultados, ele pode ser repetido em amostras SOI (Silicon on Insulator) [58]. Estes materiais consistem basicamente de um filme de silício cristalino depositado sobre uma camada de SiO₂ que, embora caros, podem ser fabricadas numa larga gama de espessuras tanto do Si cristalino como do SiO₂.

Para estas gravações, a camada de SiO₂ com espessura apropriada foi crescida termicamente num forno com ambiente de H₂O no Centro de Componentes Semicondutores CCS/UNICAMP pelo técnico José Godoy Filho.

Dois tipos de estruturas foram gravadas: estruturas com simetria hexagonal e estruturas com simetria quadrada.

4.2.1- Simetria hexagonal

Como o índice de refração do silício cristalino é 3,5 na região do infra-vermelho próximo, analisando os mapas de gap feitos no capítulo 2, para termos um cristal fotônico com gap em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, para uma profundidade de $0,5\mu\text{m}$ das estruturas que corresponde a um índice de refração equivalente igual 3,17 para polarização TM, é preciso gravar estruturas com período de $1\mu\text{m}$ e fator de preenchimento r/a mínimo de 0,34.

Levando em conta estas condições, foram feitas gravações em fotorresina SC-1827 (1:1), com espessura de 350nm (9000 RPM). Os resultados são mostrados na figura 4.12

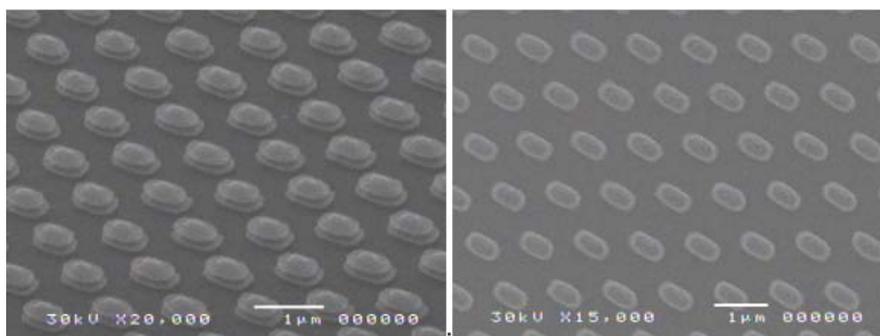


Figura 4.12- Estruturas resultantes em fotorresina sobre Si cristalino com SiO₂ crescido termicamente, após exposições holográficas com doses de 300mJ/cm e 35 segundos de revelação em revelador MICROPOSIT 351 diluído (1:4) em água deionizada.

Como pode ser visto, as estruturas em fotorresina estão de acordo com os parâmetros necessários para se ter um gap em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$. Assim, a amostra foi submetida inicialmente a um ataque por plasma reativo de CF_4 para transferir o padrão gravado na fotorresina para a camada de SiO_2 . As corrosões foram feitas no DEMIC-FEEC, junto ao aluno de doutorado Edson José de Carvalho. As condições de corrosão utilizadas para corrosão do SiO_2 foram: 50W de potência de R.F., 100 sscm (Standard Cubic Centimeters per Minute) de vazão de CF_4 e 30 minutos de duração. Na figura 4.13 são mostrados os resultados após a transferência do padrão de fotorresina para o dióxido de silício. Aqui a fotorresina foi removida após a corrosão da camada de SiO_2 usando plasma de O_2 .

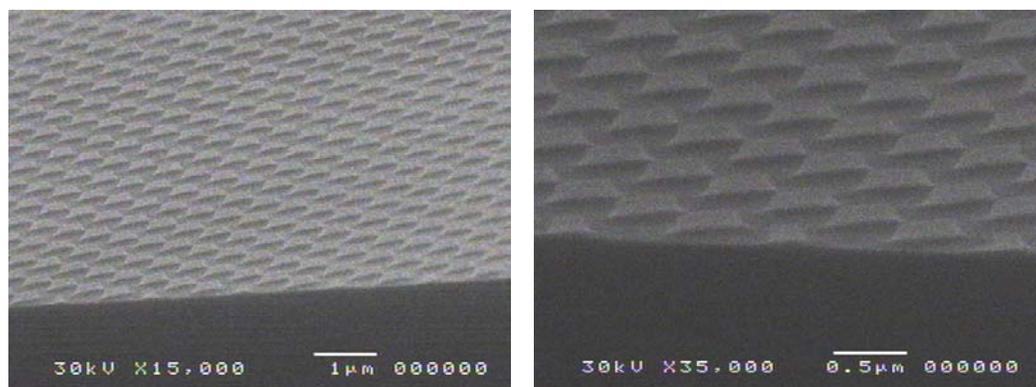


Figura 4.13- Corrosão por RIE para camada de SiO_2 utilizando fotorresina como máscara

Uma vez transferido o padrão em relevo da fotorresina para o SiO_2 , a amostra foi novamente submetida a uma corrosão por plasma reativo, desta vez utilizando $\text{SF}_6/\text{CHF}_3/\text{CF}_4$, para transferência do padrão para o filme de silício cristalino. A figura 4.14 mostra a estrutura resultante no substrato de silício cristalino. As condições de corrosão utilizadas foram:

- Potência: 50W,
- Pressão: 50mbar
- Fluxo: $\text{SF}_6/\text{CHF}_3/\text{CF}_4$ (3/10/12)
- Tempo: 5 min
- Taxa de corrosão: 60nm/min

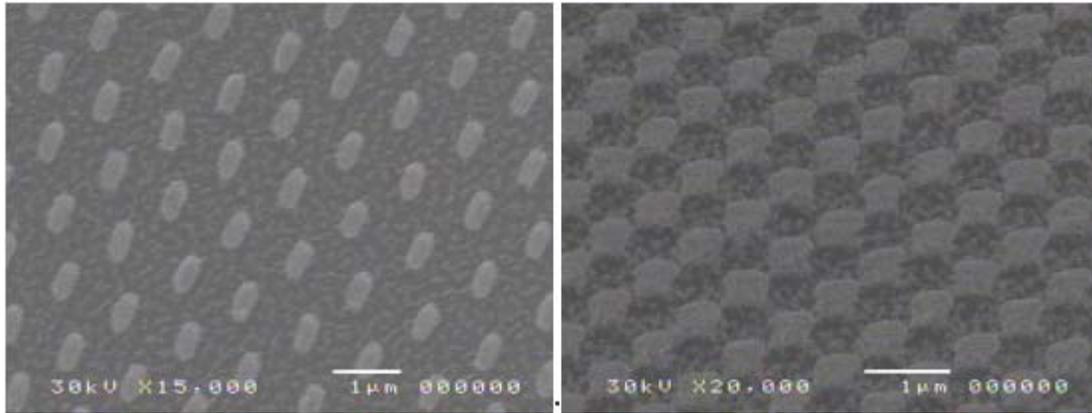


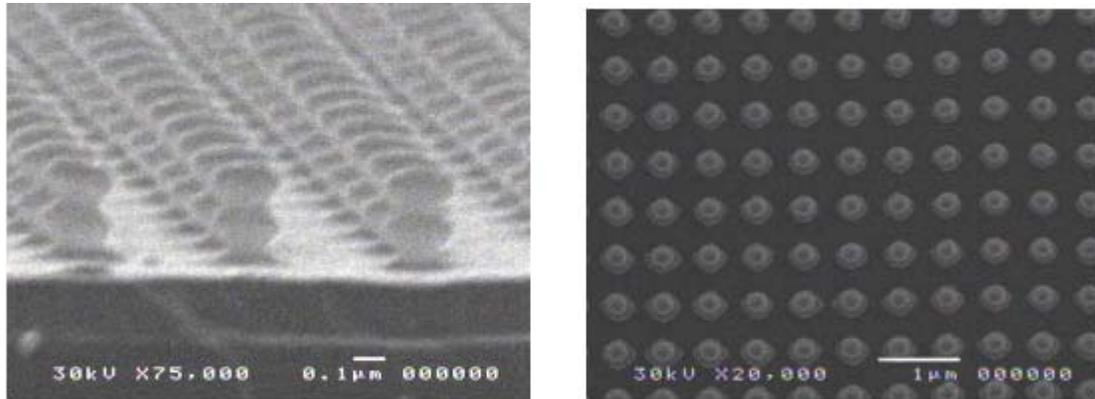
Figura 4.14- *Transferência do padrão em SiO₂ para o substrato de silício*

As condições de corrosão descritas acima foram as que resultaram em maior anisotropia. Como pode ser visto na figura 4.14, embora as paredes laterais tenham ficado verticais, a espessura litografada foi de apenas 300nm e não 500nm como previsto no projeto. Além disso, não foi possível remover todos os resíduos de SiO₂.

4.2.2.- Simetria Quadrada

Para gravação de estruturas bidimensionais em rede quadrada foram utilizadas duas exposições holográficas girando a amostra 90° entre elas. Após a gravação e posterior revelação, as estruturas resultantes são colunas de fotorresina de base aproximadamente circular. Segundo o projeto feito no capítulo 2, para uma estrutura quadrada composta de furos de ar no material, aparece um gap em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, para uma profundidade das estruturas de $0,4\mu\text{m}$ que corresponde a um índice de refração equivalente igual 3,21 para polarização TE. Usando estas condições, é preciso gravar estruturas com período de $0,58\mu\text{m}$ e fator de preenchimento r/a mínimo de 0,34.

Levando em conta estas condições, foram feitas gravações em fotorresina SC-1827 (1:1), com espessura de 350nm (9000 RPM) e os resultados são mostrados na figura 4.15.



(a)

(b)

Figura 4.15- Estruturas resultantes em fotorresina usando dupla exposição girando a amostra 90° entre as exposições; (a) vista em perspectiva e (b) vista de cima. As condições de gravação destas estruturas em fotorresina foram as seguintes: energia de exposição de $300\text{mJ}/\text{cm}^2$ em ambas as exposições e tempo de revelação de 3min em revelador MICROPOSIT 351 (1:6). Um fato importante a ser destacado é a boa homogeneidade e repetibilidade deste processo.

Para se obter uma estrutura composta de furos de ar no material é preciso fazer um processo de inversão das estruturas gravadas em fotorresina. Isto pode ser feito utilizando o processo de Lift-off. Neste processo, é depositado um filme metálico após a gravação das estruturas em fotorresina. Quando há um bom efeito de sombreamento na deposição do filme metálico, não há deposição do metal nas paredes laterais, e a máscara de fotorresina pode ser removida, deixando o padrão complementar gravado no metal sobre o substrato. Um esquema deste processo está mostrado na figura 4.16.

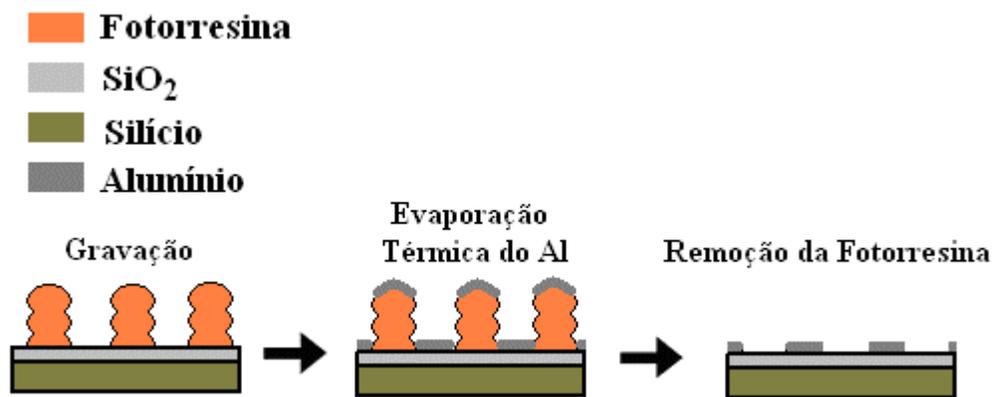


Figura 4.16- Esquema do processo de deposição seletiva (Lift-off)

Para o processo de Lift-off, nota-se que o efeito da onda estacionária facilita a remoção da fotorresina, uma vez que as regiões de baixa exposição (anti-nós da onda estacionária em fotorresina) são sombreadas pelas regiões de alta exposição (nós da onda estacionária em fotorresina). O metal que foi utilizado como máscara intermediária neste processo foi o alumínio, depositado por evaporação térmica no Laboratório de Pesquisa em Dispositivos – DFA/IFGW pelo técnico Antônio Von Zuben. A espessura da camada de alumínio foi de ~80nm, o que corresponde a evaporação de 2mg de Al.

Para remoção da fotorresina a amostra foi imersa em acetona por 2h. Em seguida a amostra foi levada para o ultra-som por 1min resultando na remoção completa da fotorresina. A figura 4.17 mostra o resultado após este processo.

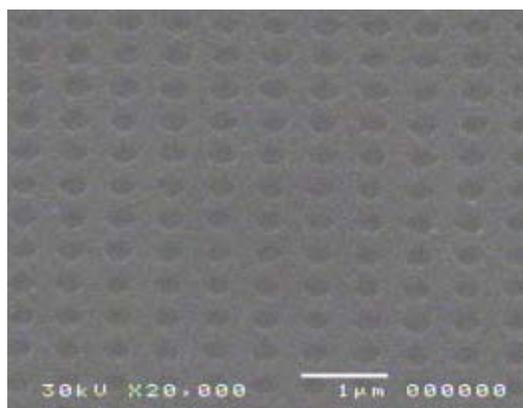


Figura 4.17- Estrutura resultante após Lift-off

Após a gravação da máscara em alumínio, a amostra foi submetida a uma corrosão por íon reativo usando CF₄. As condições de corrosão utilizadas para corrosão do SiO₂

foram: 50W de potência de R.F., 100 sscm de vazão de CF_4 e 30 minutos de duração. As corrosões foram feitas no DEMIC-FEEC, junto ao aluno de doutorado Edson José de Carvalho. A figura 4.18 mostra as estruturas resultantes no filme de SiO_2 .

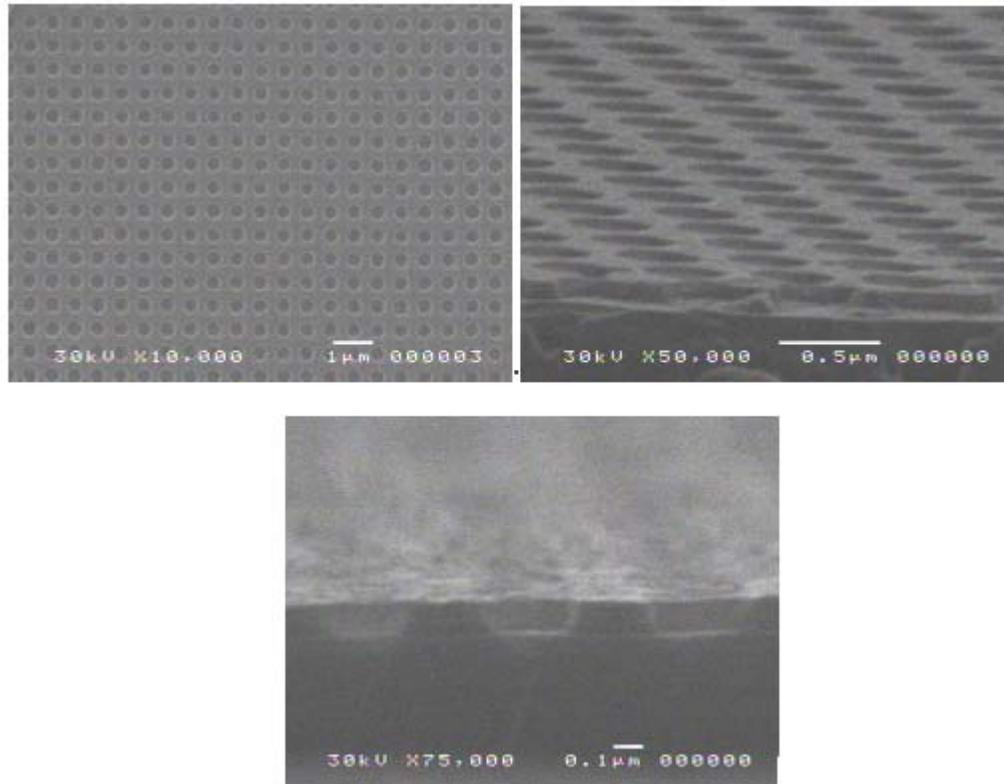


Figura 4.18- Transferência do padrão em alumínio para a camada de SiO_2

Como pode ser visto, as dimensões das estruturas gravadas na máscara de SiO_2 estão na faixa de região do projeto da camada fotônica.

Para corrosão do Si, as amostras foram submetidas a um processo de corrosão por plasma RIE, utilizando o SiO_2 como máscara. Os melhores resultados estão mostrados na figura 4.19, e foram obtidos com as seguintes condições de processo:

- Potência: 50W,
- Pressão: 50mbar
- Fluxo: SF_6 / CHF_3 / CF_4 (3/10/12)
- Tempo: 4min

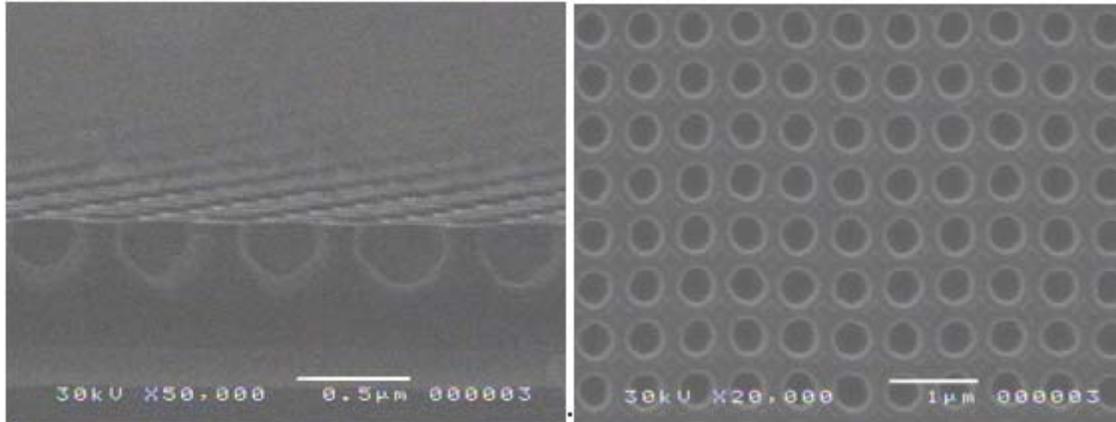


Figura 4.19 – Padrão gravado nos substratos de Si cristalino utilizando o SiO₂ como máscara.

A máscara de SiO₂ foi removida deixando a amostra submersa por 30min em uma solução composta de 2% de HF e 98% de água deionizada.

Como pode ser visto, a corrosão foi bastante isotrópica, resultando numa profundidade menor que a desejada.

Como pode ser visto, embora tanto as dimensões das estruturas gravadas em fotorresina como das máscaras de SiO₂ estejam dentro das dimensões projetadas, o resultado obtido na corrosão de Si foi bastante diferente devido à forte isotropia da corrosão.

4.3- Referências

[45] F. Quiñónez, “Cristais Fotônicos 2D: Projeto e Fabricação”, Tese de mestrado, IFGW/Unicamp, Campinas (2006).

[46] R. Cotrin, “Implementação de um sistema LPCVD vertical para obtenção de filmes finos de silício policristalino”, Tese de mestrado, CCS/Unicamp, Campinas (2001).

[47] M. J. Dood, “Silicon photonic crystals and spontaneous emission”, Ph. D. Thesis Utrecht University, Amsterdam (2002)

[48] J. Frejlich, L. Cescato and G. F. Mendes, “Analysis of an Active Stabilization System for an Holographic Setup”, Appl. Opt. 27, 1967-1976 (1988).

[49] L. Cescato and J. Frejlich, “Self-diffraction for Intrinsic Optical Modulation Evolution Measurement in Photoresist”, Appl. Optics 27, 1984-1987 (1988).

- [50] Paulo M. Garcia, L. Cescato and J. Frejlich, "Phase-Shift Measurement in Photorefractive Holographic Recording" J. Appl. Phys. 66, 47-49 (1989).
- [51] E. L. Rigon, "Gravação e Caracterização de Nanoestruturas Bidimensionais em Relevo", Tese de mestrado, IFGW/Unicamp, Campinas (2003).
- [52] H. J. Levinson, "Principles of Lithography", SPIE Press, Washington (2005)
- [53] A. M. Nunes, "Corrosão por Plasma de Filmes de Silício Policristalino e Nitreto de Silício para Tecnologia MEMS e CMOS", Tese de, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, UNICAMP, Campinas (2005).
- [54] J. Tao, Y. Chen, A. Malik, L. Wang, X. Zhao, H. Li, Z. Cui, "A systematic study of dry etch process for profile control of silicon tips", Microelec. Engineering 78-79, (2005)
- [55] Clariant: <http://www.azresist.com>.
- [56] Shippley: <http://www.chestech.co.uk/>
- [57] E. J. Carvalho, M. A. R. Alves, E. S. Braga and L. Cescato, "SiO₂ single layer for reduction of the standing wave effects in the interference lithography of deep photoresist structures on Si", submitted to Microelectronics Journal (2006)
- [58] M. Notomi, A. Shinya, and E. Kuramochi, "Photonic crystals: Towards ultrasmall lightwave circuits", NTT Tech. Rev., 2, 36-47 (2004).

Capítulo 5

Tripla exposição do padrão de interferência para gravação de camadas fotônicas 2D com simetria hexagonal

Neste capítulo é desenvolvida uma nova técnica para gravação holográfica de padrões 2D com simetria hexagonal que mantém a base das colunas ou “átomos” circular. Esta técnica é baseada na tripla exposição da mesma amostra ao mesmo padrão de interferência girando-se a amostra 60° entre cada exposição. Isto resolve o problema da elipticidade das estruturas resultantes quando são utilizadas apenas duas exposições holográficas, entretanto para se obter o resultado desejado, é necessário controlar a fase relativa entre as grades gravadas.

Já havia sido anteriormente demonstrado [59] que é possível gravar holograficamente cristais fotônicos com simetria hexagonal mantendo a base circular dos “átomos” fazendo-se a interferência simultânea de 3 feixes de laser formando entre si um

triedro regular [59]. Esta técnica, entretanto, apresenta diversos problemas como, por exemplo, a) baixo contraste do padrão resultante devido às diferentes polarizações dos feixes interferentes; b) são necessários arranjos experimentais tridimensionais; c) não é possível controlar as perturbações de fase simultaneamente nos 3 feixes.

Por outro lado, recentemente foi proposta uma técnica para se obter padrões 2D e 3D utilizando-se múltiplas exposições de padrões de interferência produzidos por 2 feixes [60]. Esta técnica permite a gravação de padrões com alto contraste e em grandes áreas, entretanto, para o caso de padrões bidimensionais é necessário controlar a fase entre os padrões superpostos.

5.1- Superposição de padrões de interferência de três ondas planas

A intensidade de luz que incide na amostra quando esta é exposta a múltiplos padrões de interferência, produzidos por dois feixes, é a soma da intensidade devido a cada exposição. Considerando-se que o padrão cossenoidal de interferência é produzido por 2 ondas planas com a mesma intensidade: $I_1=I_2=I$, a irradiância total I_R desta superposição pode ser representada por:

$$I_R = 2I \left\{ n + \sum_{i=1}^n \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda_i} (\cos(\alpha_i)x - \sin(\alpha_i)y) + \phi_i \right] \right\} \quad (5.1)$$

onde n é o número de exposições, Λ_i o período das franjas de cada exposição, α_i o ângulo de rotação de cada exposição e ϕ_i a fase relativa de cada padrão de franjas.

Na figura 5.1 é mostrada a simulação matemática do padrão de luz resultante considerando o caso de três exposições ($n = 3$), girando-se a amostra de 60° entre elas ($\alpha_1=0^\circ$, $\alpha_2=60^\circ$ e $\alpha_3=120^\circ(-60^\circ)$), para o mesmo período de franjas ($\Lambda_1=\Lambda_2=\Lambda_3=1\mu\text{m}$) para 3 diferentes valores de fases relativas (ϕ_3) entre a terceira exposição e as duas primeiras ($\phi_1=\phi_2=0$). A simulação foi feita utilizando o programa Mathematica. Na figura 5.1(a), a mudança relativa da fase (ϕ_3) entre a terceira exposição e as duas primeiras é zero, enquanto na figura 5.1(b), a mudança de fase é $\phi_3=\pi/2$ e na figura 5.1(c), $\phi_3=\pi$. Para o caso de $\phi_3= -\pi/2$ o resultado é apenas uma rotação do padrão mostrado em 5.1(b).

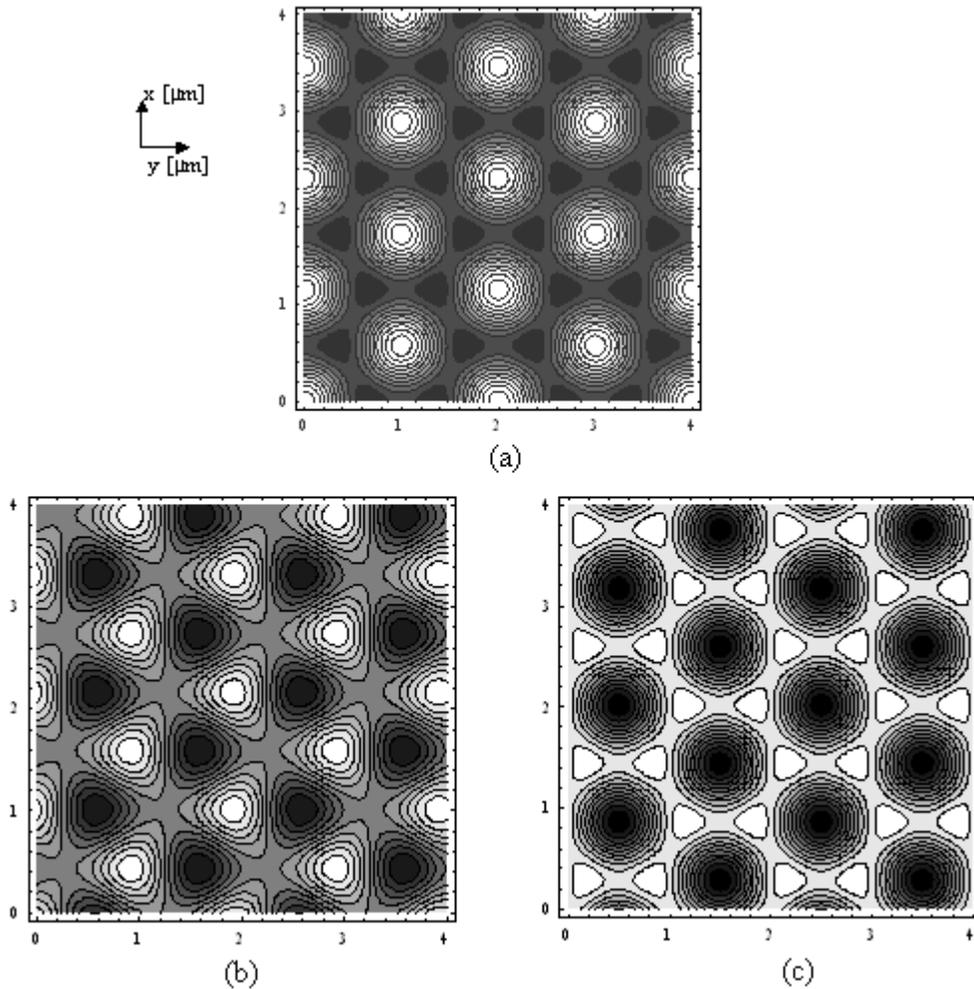


Figura 5.1- Padrão de iso-intensidade de luz resultante da superposição de três padrões de franjas de interferência rodados de 60° entre eles mudando a fase relativa de (a) 0, (b) $\pi/2$ e (c) π , entre a terceira exposição e as duas anteriores.

A partir da irradiância resultante dentro dos filmes de fotorresina, é possível também simular o perfil em relevo que será obtido numa fotorresina após a revelação [61], utilizando o mesmo programa Mathematica. Na figura 5.2 é mostrada a simulação das três exposições, correspondente aos padrões de luz mostrados nas figuras 5.1 (a), (b) e (c), respectivamente, quando a amostra é revelada até atingir o substrato, considerando uma condição de revelação linear para a fotorresina. Note que o padrão obtido na fotorresina é complementar ao padrão de luz, porque se trata de uma fotorresina positiva para a qual as regiões expostas são removidas após a revelação.

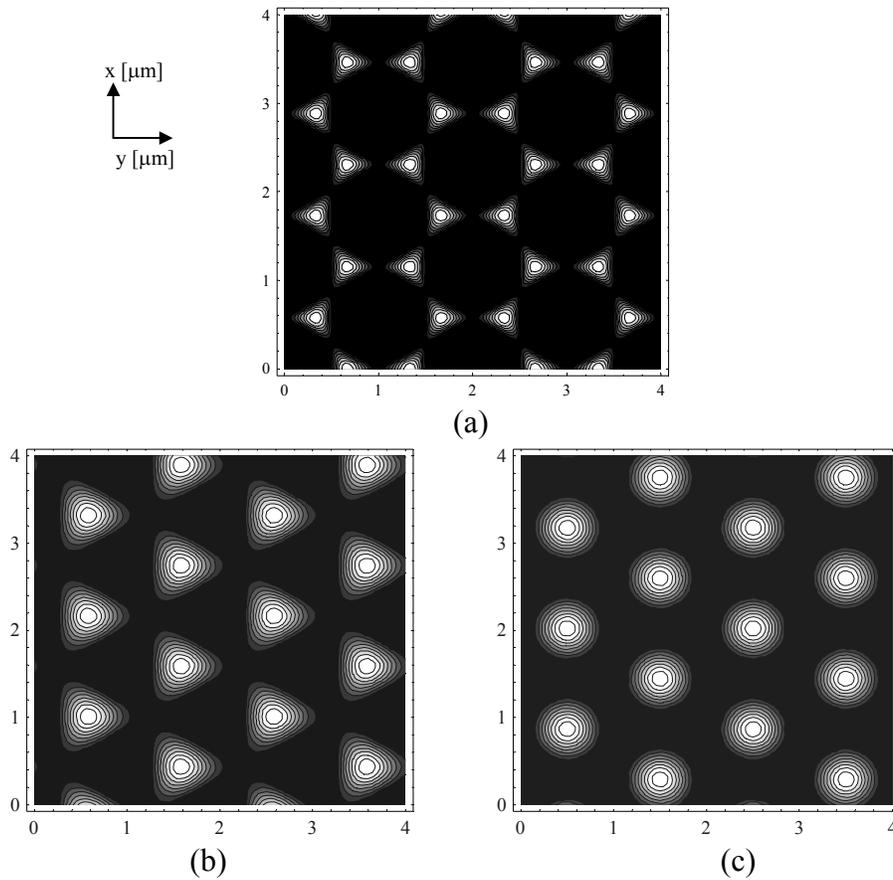


Figura 5.2- Simulação das curvas de nível das estruturas gravadas em um filme de fotorresina positivo, assumindo uma condição de revelação linear com o mesmo tempo de revelação para: (a) padrão de intensidade de luz mostrado na figura 5.1(a); (b) para o padrão de luz mostrado na figura 5.1(b) e (c) para o padrão de luz mostrado na figura 5.1(c).

Na figura 5.2(a), o deslocamento de fase ϕ entre a terceira exposição e as duas primeiras é zero resultando em estruturas de frequência dobrada sem uma coluna central, enquanto que na figura 5.2(b) existe uma mudança de fase de $\phi=\pi/2$ em relação as duas primeiras gerando estruturas de base triangular e na figura 5.2(c), a mudança de fase é de $\phi=\pi$ e o padrão em fotorresina apresenta uma base circular. Note que a mudança de fase da terceira exposição com respeito as outras duas apresenta uma forte influência no padrão resultante e, como pode ser visto na figura 5.1(c), a assimetria do padrão de luz elíptico desaparece.

5.2- Exposições holográficas com controle da fase

Para verificar a dependência da fase utilizando três exposições, filmes de fotorresina SC 1827 da Hoesch com 400nm de espessura foram depositados em substratos de vidro por centrifugação em um *spinner* da Headway Reseach Inc. Para fazer este experimento foi utilizada a mesma montagem holográfica descrita no capítulo 4. As gravações foram feitas utilizando período de franjas de interferência de $1\mu\text{m}$ e dose de energia de exposição de 200 mJ/cm^2 .

A seqüência de exposições da amostra pode ser vista no esquema da figura 5.3.

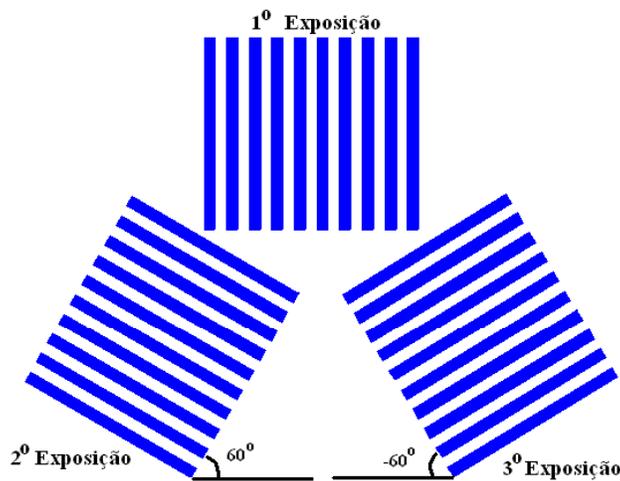


Figura 5.3- Seqüência de rotações para gravação de estruturas 2D utilizando três exposições. Primeiro, a amostra é exposta ao padrão gerado pela interferência dos dois feixes laser ($\alpha = 0$). Após a primeira exposição, a amostra é rodada de $\alpha = 60^\circ$ e exposta novamente. O próximo passo consiste em girar a amostra de $\alpha = -60^\circ$ e expor novamente.

Após a primeira exposição, a amostra é rodada 60° em relação ao eixo que passa pela normal à amostra (que também é a bissetriz entre os feixes interferentes), e exposta novamente à mesma dose de luz. Para garantir o contraste, cada exposição é estabilizada utilizando o sinal de autodifração conforme descrito no capítulo 4. Após a segunda exposição uma parte da amostra (em forma de anel) é revelada gerando uma rede bidimensional em relevo que servirá como referência para o controle de fase. A amostra é então reposicionada no padrão de interferência formando um ângulo de -60° em relação à

primeira exposição. Na figura 5.4 é mostrada uma fotografia do suporte mecânico para rotação e reposicionamento angular da amostra.

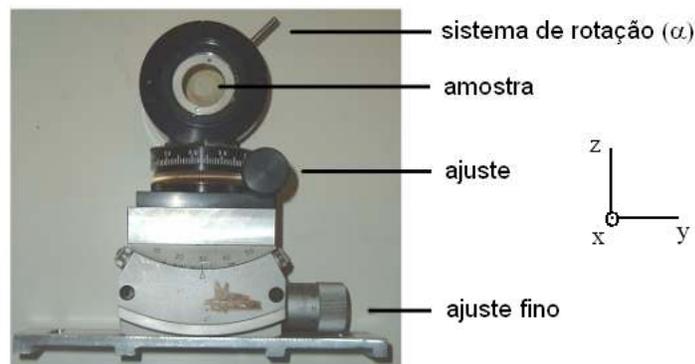


Figura 5.4 – Suporte mecânico utilizado para gravação das amostras. Este suporte consiste de três goniômetros, dois deles ortogonais e o terceiro com grande estabilidade no posicionamento e ajuste fino.

Na figura 5.5 é mostrado o padrão de difração resultante quando a amostra inteira é revelada (não somente o anel) após a dupla exposição e reposicionada no padrão de interferência, na posição em que foi feita a primeira exposição. Como a amostra gravada contém uma estrutura hexagonal, cada um dos feixes de luz incidente produz um padrão de difração hexagonal, contendo 6 ordens de difração ao redor de cada feixe transmitido. Devido à iluminação simultânea da amostra com dois feixes, cada um dos feixes gerará um arranjo de 6 ordens de difração ao redor da direção de cada feixe transmitido. Como o período do padrão de interferência tem a mesma frequência espacial já gravada na amostra, e devido a simetria do padrão hexagonal gravado, as direções das 6 ordens de difração correspondentes a cada feixe coincidirão para três orientações da amostra: a) Quando as franjas de interferência estão alinhadas com a primeira rede gravada, b) Quando as franjas estão alinhadas com a segunda grade gravada (rodado de 60° em relação a primeira grade) e c) quando a amostra é rodada de -60° em relação a primeira grade.

Nestas condições, em cada uma das direções das ordens de difração haverá a superposição ou interferência de duas ondas difratadas formando um padrão de franjas macroscópico também chamado de padrão de “Moiré” [62]. Quando a grade já gravada está perfeitamente alinhada com o padrão de interferência, o período do padrão de Moiré é máximo [62]. O máximo padrão de Moiré é também uma medida da distorção da grade gravada em relação ao padrão de franjas de interferência gerado pelos dois feixes. Uma qualidade nas frentes de onda interferentes de $\lambda/10$ resulta numa distorção máxima de $1/10$ do período das franjas na mesma área. Assim, para que seja possível o controle da fase, a distorção das franjas precisa ser muito menor que a mudança de fase desejada para garantir a fase correta em toda a área. No nosso caso, a qualidade da frente de onda do interferômetro é de $\lambda/4$ em um diâmetro do feixe de 10cm. Assim, utilizando amostras de $2,5 \text{ cm}^2$, a distorção das franjas nesta área é menor que $\lambda/10$.

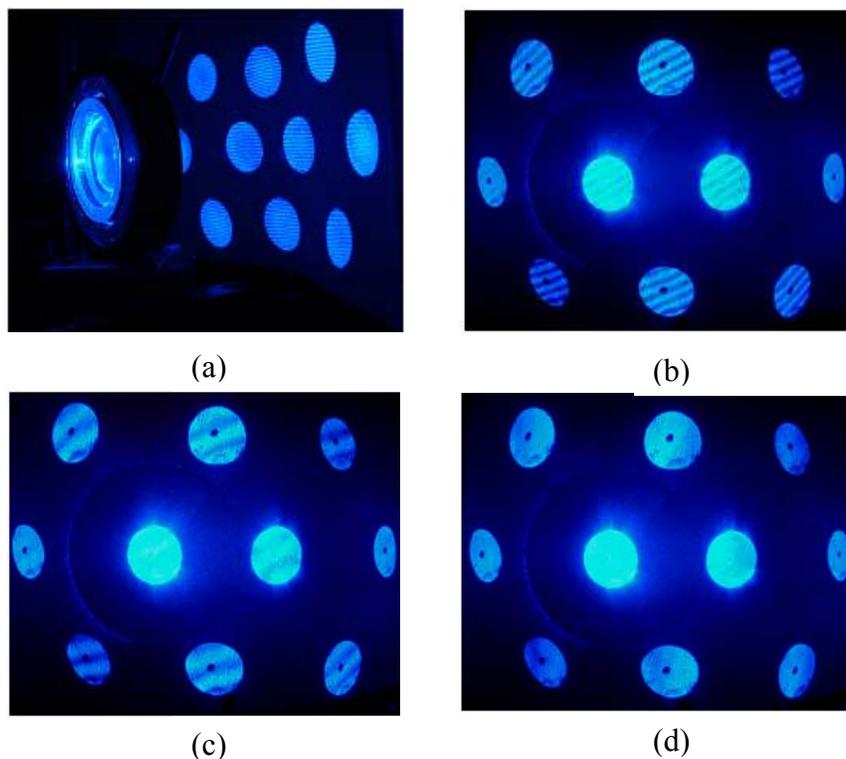


Figura 5.5: Fotografias mostrando as ordens difratadas. (a) sistema onde está posicionada a amostra e o padrão de Moiré nas ordens difratadas do padrão gravado e revelado após a dupla exposição, (b), (c) e (d) Sequência mostrando o reposicionamento da grade gravada onde o período máximo do padrão de Moiré corresponde ao melhor reposicionamento. A baixa curvatura das franjas indica uma baixa distorção da frente de onda.

A grade revelada após as duas primeiras exposições (anel) é então reposicionada em -60° . O ajuste fino é feito maximizando-se o padrão de “Moiré” formado (na região do anel) entre as ondas difratadas. Da mesma forma que a qualidade da frente de onda, este ajuste define a região da amostra em que teremos o controle da fase. Qualquer deslocamento de fase no padrão de interferência em relação à rede já gravada [62] produz o mesmo deslocamento de fase no padrão de Moiré. Assim, posicionando um fotodetector de área pequena no padrão de Moiré, um sinal proporcional à interferência das ondas difratadas pode ser medido e utilizado para controlar a fase.

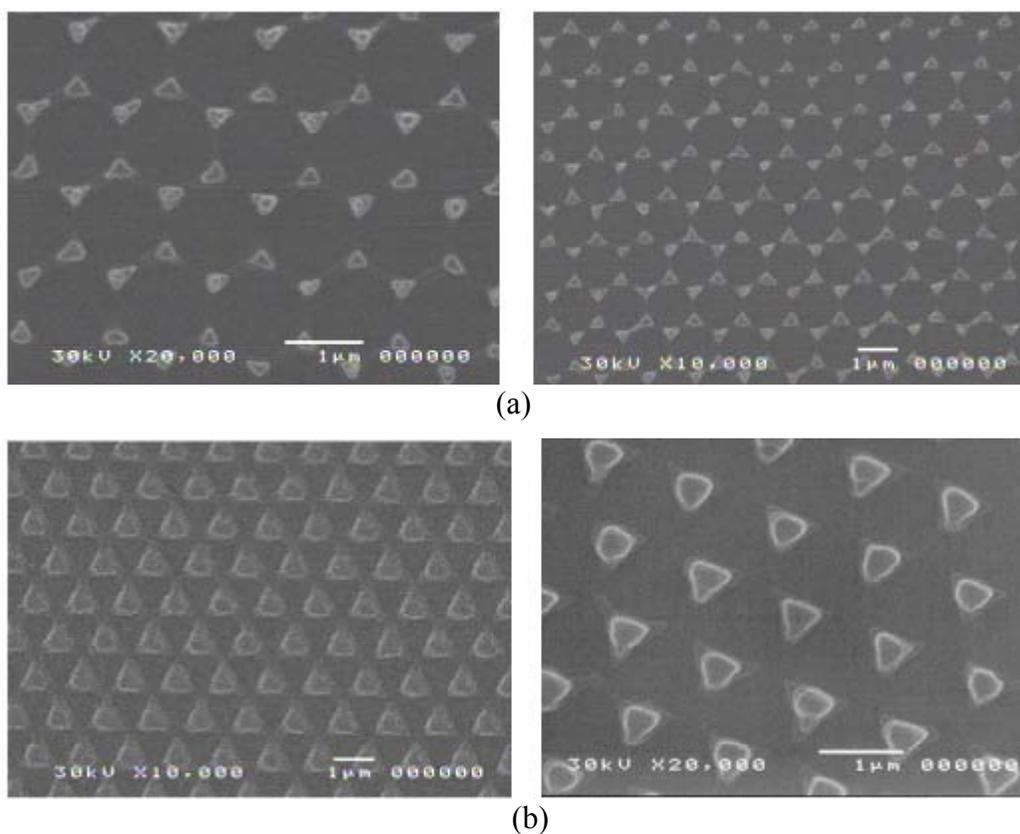
No sistema de estabilização da montagem holográfica [63], a compensação das perturbações de fase durante as exposições holográficas é feita através de um espelho suportado por um atuador piezoelétrico, posicionado em um dos braços do interferômetro. Neste mesmo sistema piezoelétrico (PZT), é introduzido uma perturbação periódica (sinal de referência) para poder detectar síncronos. Desta forma, conectando o fotodetector num amplificador “lock-in”, é possível detectar o primeiro ou segundo harmônico do sinal de referência [64][65]. O sinal detectado é utilizado como sinal de erro para realimentar o PZT levando o sistema a uma situação de equilíbrio estável (quando o sinal de erro oscila em torno de zero). Dependendo da escolha do sinal de erro (primeiro ou segundo harmônico) que alimenta o atuador PZT, a fase entre as ondas interferentes no padrão de Moiré pode ser escolhido como 0 , π ou $\pm\pi/2$ [62][65]. Este sistema é explicado em detalhes na referência [65].

Isto significa que é possível estabilizar o padrão de franjas com o fotodetector posicionado numa franja de “Moiré” clara, escura ou entre uma franja clara e uma escura, que correspondem respectivamente às diferenças de fase entre as ondas no detector de 0 , π or $\pm\pi/2$. Como tal mudança de fase corresponde a mesma mudança de fase entre o padrão de franjas de interferência e as estruturas já gravadas, se controlarmos esta fase, podemos controlar a fase entre a terceira grade e a grade hexagonal já gravada.

A principal dificuldade desta técnica é o reposicionamento angular da amostra após as duas primeiras exposições. Este ajuste angular é extremamente crítico, sendo a principal fonte de erros na determinação da diferença de fase. Entretanto, este ajuste pode ser feito com o goniômetro de precisão maximizando-se o padrão de “Moiré”.

Desta forma após o reposicionamento da amostra e a realização da terceira exposição com a condição de realimentação escolhida, as amostras foram reveladas por 25s em revelador AZ 351 diluído em água deionizada 1:3.

Na figura 5.6 é mostrado uma vista de cima das estruturas em fotorresina, na região central da amostra, gravadas para as três condições de fase diferentes: 0 , $+\pi/2$ ou π . Note a excelente concordância entre as estruturas obtidas e suas correspondentes simulações mostradas na figura 5.2(a), (b) e (c). Devido ao bom ajuste do padrão de “Moiré”, a mesma geometria é observada ao longo de toda a área da amostra ($\sim 2,5 \text{ cm}^2$). Note também que na figura 5.6(c) as estruturas resultantes apresentam base circular resolvendo assim o problema da assimetria elíptica gerada pela dupla exposição.



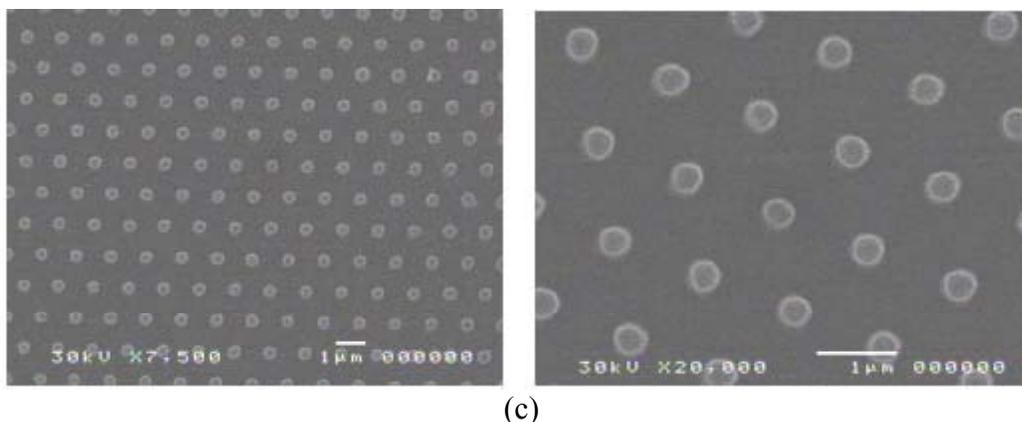


Figura 5.6- Estruturas gravadas em filmes de fotorresina positiva utilizando três exposições com o mesmo período, rotações de 60° entre as exposições e mudança relativa de fase de (a) $\phi_3=0$, (b) $\phi_3=\pi/2$ e (c) $\phi_3=\pi$ correspondentes respectivamente ao padrão de luz simulado na figura 5.1 e no perfil em fotorresina simulado na figura 5.2

5.3- Mapas de Gap para simetria hexagonal: base circular x base elíptica

Para efeito de comparação, foi feito um cálculo dos mapas de gap de estruturas bidimensionais com simetria hexagonal formadas por furos cilíndricos com base elíptica e circular, que podem ser fabricados utilizando-se dupla e tripla exposição, respectivamente. A figura 5.7 mostra os mapas de gap, para a polarização TE para estes dois casos em função do parâmetro r/a , para o mesmo índice de refração equivalente do material. Para o caso elíptico, o fator de preenchimento corresponde a R/a , onde R é o raio maior da elipse, na condição em que $R=2r$ (com r o raio menor da elipse).

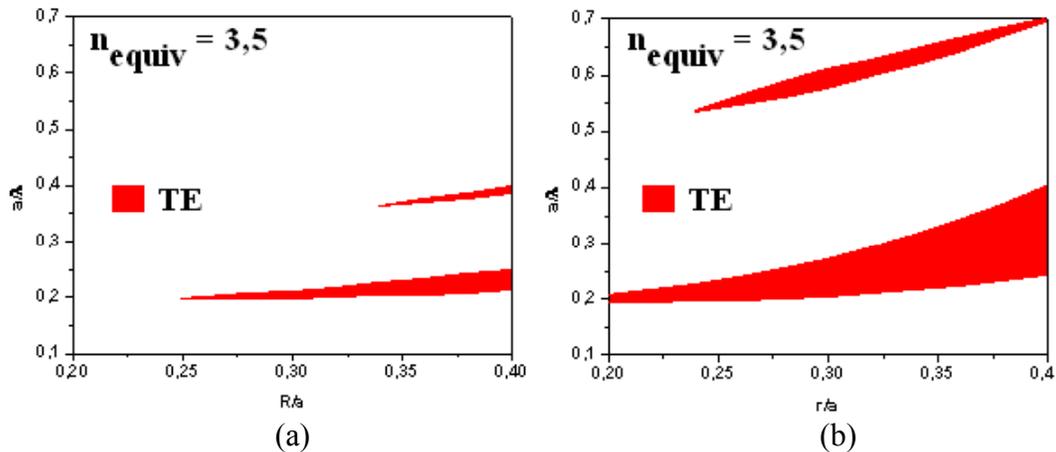


Figura 5.7- Mapas de Gap para polarização TE considerando um índice de refração equivalente igual a 3,5: (a) caso elíptico, (b) Caso circular

Como pode ser observado, o caso de furos cilíndricos com base circular apresenta uma área de regiões de PBG muito maior. Esta maior área indica que o aparecimento do gap é muito menos crítico com variações na geometria da estrutura, facilitando a fabricação da camada fotônica.

5.4- Referências

[59] A. Fernandez, J. Y. Decker, S. M. Herman, D. W. Phillion, D. W. Sweeney, and M. D. Perry, “Methods for fabricating arrays of holes using interference lithography,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15, 2439-2443 (1997).

[60] X. L. Yang, L. Z. Cai and Y. R. Wang, “Larger bandgaps of two-dimensional triangular photonic crystals fabricated by holographic lithography can be realized by recording geometry design”, *Opt. Express*, 12, 5850-5856 (2004).

[61] B. A. Mello, I. F. da Costa, C. R. A. Lima, L. Cescato, “Developed profile of holographically exposed photoresist gratings”, *Applied Optics*, 34, 597 (1995)

[62] C. M. Cordeiro, “Mistura de ondas para caracterização de redes em relevo e materiais fotossensíveis”, Tese de doutorado, IFGW/Unicamp, Campinas (2003)

[63] J. Frejlich, L. Cescato and G. F. Mendes, “Analysis of an Active Stabilization System for an Holographic Setup”, *Appl. Opt.* 27, 1967-1976 (1988).

[64] L. Cescato and J. Frejlich, “Self-diffraction for Intrinsic Optical Modulation Evolution Measurement in Photoresist”, *Appl. Optics* 27, 1984-1987 (1988).

[65] P. M. Garcia, L. Cescato and J. Frejlich, "Phase-Shift Measurement in Photorefractive Holographic Recording" J. Appl. Phys. 66, 47-49 (1989).

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

Foram projetadas camadas fotônicas 2D para apresentarem “gap” fotônico (PBG) na faixa do infravermelho próximo ($\lambda = 1,55\mu\text{m}$), levando-se em conta as geometrias factíveis utilizando a técnica de exposições holográficas e litografia RIE. Este projeto consiste na definição dos parâmetros ópticos e geométricos de estruturas periódicas em relevo que devem ser gravadas.

Para o cálculo dos diagramas de bandas, necessário para o projeto, foi utilizado um programa baseado no método de elementos finitos que considera as estruturas bidimensionais infinitas. Para se levar em conta a espessura finita da camada, foi considerado o índice de refração equivalente, que leva em conta o confinamento vertical na propagação de ondas guiadas na camada. Foi considerado também no projeto o índice de refração efetivo para que haja confinamento da luz na camada fotônica. Foram analisados dois tipos de geometrias: arranjos periódicos de colunas dielétricas cercadas por ar e arranjos de furos de ar no material dielétrico. Para ambos os casos, foram considerados dois

tipos de simetria da célula unitária: a quadrada e a hexagonal. Para os arranjos em rede quadrada, as estruturas de colunas ou furos foram consideradas com secção transversal circular. Para o arranjo hexagonal, foram tratados dois casos: estruturas com secção transversal elíptica e com secção circular.

Utilizando-se os materiais e processos disponíveis, foram feitas tentativas de fabricação de camadas fotônicas utilizando-se a técnica de dupla exposição holográfica aliada a processos de RIE. Para o caso de colunas de material cercados por ar com simetria hexagonal, e base elíptica, foi visto que para que ocorra um gap em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, utilizando filmes de silício cristalino com espessura de 500nm, devemos gravar estruturas em fotorresina com período de $1\mu\text{m}$ e $R/a_{\text{min}} = 0,291$. Para este fator de preenchimento, haverá também confinamento da luz na camada fotônica se o substrato for SiO_2 ($n=1,46$).

Para o caso de furos de ar no material com simetria quadrada, para que ocorra um gap em torno de $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, utilizando filmes de silício cristalino com espessura de 400nm, é preciso gravar estruturas em fotorresina com período de $0,58\mu\text{m}$ e $r/a = 0,35$. Embora a litografia holográfica na fotorresina e a litografia via RIE das máscaras de SiO_2 conseguiram reproduzir as geometrias projetadas, a litografia para os substratos de silício cristalino, utilizando RIE de SF_6 , CHF_3 e CF_4 resultou em geometrias bastante diferentes das do projeto original.

Foi desenvolvida uma nova técnica utilizando a superposição de três exposições holográficas que permite a gravação de estruturas hexagonais com base circular. Utilizando-se esta mesma técnica, é possível mudar a geometria das estruturas gravadas controlando a fase relativa da terceira exposição com relação às duas primeiras. O controle da fase utiliza a estrutura gravada após as duas primeiras exposições como referência para controlar a fase da terceira rede. As propriedades fotônicas destas novas geometrias podem ser investigadas introduzindo-se no programa de cálculo dos diagramas de bandas as direções de simetria na zona irreduzível de Brillouin para estas geometrias.

A técnica de múltiplas exposições também abre novas perspectivas, principalmente no que diz respeito à fabricação de camadas fotônicas tridimensionais. Girando-se a amostra entre as exposições em relação a eixos ortogonais, a superposição de padrões gera arranjos tridimensionais que podem ser utilizados para fabricação de cristais fotônicos 3D em materiais fotossensíveis espessos.

Para o futuro desta linha de pesquisa, entretanto, é fundamental medir as propriedades fotônicas (PBG) das estruturas fabricadas, tanto para verificar a validade dos cálculos utilizados no projeto como para avaliar a influência dos erros dos processos de fabricação. No caso de cristais 3D ou 2D infinitos esta medida pode ser feita diretamente através do espectro de transmitância da luz através do cristal fotônico na direção do plano de periodicidade. No caso de camadas fotônicas passivas, entretanto, é necessário medir a transmitância da luz guiada através destas camadas, que são extremamente finas. Para fazer o acoplamento da luz de uma fonte policromática ou sintonizável no guia e depois detectar o sinal na saída do guia com um analisador de espectro, é necessário a construção de acopladores com sistemas microposicionadores de precisão. Uma outra possibilidade de medida do PBG, que não necessita de acoplamento de luz na camada fotônica, é a medida do espectro angular de refletividade. Nesta técnica, luz polarizada incide na amostra a partir do ar com diferentes ângulos ao longo das direções de maior simetria do cristal fotônico (definidos pela zona irredutível de Brillouin). O acoplamento de modos no guia planar, para determinados ângulos, gera picos invertidos no espectro de refletividade que permitem a identificação das bandas de energia proibida do cristal fotônico.