

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

FILIPE ASSIS COUTO

Fabricação de estruturas periódicas via transferência direta a laser

Trabalho de conclusão de curso  
apresentado ao Programa de Graduação  
em Física do Instituto de Física de São  
Carlos da Universidade de São Paulo,  
para obtenção do título de Bacharel em  
Física.

Orientador: Prof. Dr. Cleber Renato  
Mendonça

São Carlos

2020

## **RESUMO**

Cristais fotônicos são estruturas que apresentam uma distribuição periódica da constante dielétrica, o que promove fenômenos únicos na interação com a luz, tornando tais estruturas uma opção promissora no desenvolvimento de dispositivos fotônicos. Neste trabalho foi determinada teoricamente a estrutura de bandas de um padrão periódico fabricado pelo método de Transferência Direta a Laser em vidro calcogeneto, e os resultados testados experimentalmente com o objetivo de avaliar as possibilidades de uso de tal estrutura como um cristal fotônico. Através de simulações no domínio da frequência foram encontrados *bandgaps* fotônicos na região do espectro visível (de 582 a 639 nm) para luz com polarização TM, e através de simulações no domínio do tempo foi estudado o comportamento da estrutura como um guia de onda por *bandgap* fotônico. Foram também analisadas as consequências da quantidade finita de elementos na rede cristalina, observando-se eficiência de guiamento significativa mesmo para estruturas com poucos elementos na matriz periódica. Ainda por meio de simulações, foi estudado o efeito de pequenos desvios aleatórios nas posições ideais dos elementos da rede cristalina, bem como no valor do raio das esferas, que podem ocorrer durante o processo de fabricação. Por fim, foram montados sistemas para observar experimentalmente o uso da estrutura como guia fotônico e obter seu espectro de reflexão especular, usando os dados obtidos nas simulações como subsídio para análise dos dados obtidos em laboratório.

**Palavras-chave:** Cristais fotônicos. Transferência direta a laser. Diferenças finitas no domínio do tempo.

## **SUMÁRIO**

1	INTRODUÇÃO .....	3
2	MATERIAIS E MÉTODOS .....	4
3	RESULTADOS.....	11
4	CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS .....	19
	REFERÊNCIAS.....	19

## 1 INTRODUÇÃO

Desenvolvimentos recentes no campo da Óptica e Fotônica tem aberto caminho para novos dispositivos capazes de manipular e processar sinais ópticos. Fótons como portadores de informação apresentam algumas vantagens em relação aos elétrons, como maior largura de banda, alta velocidade de propagação em meios dielétricos, e menores perdas e aquecimento, permitindo a fabricação de dispositivos em menores escalas (1). Porém, ainda são necessárias pesquisas no desenvolvimento de estruturas capazes de controlar o fluxo de fótons, de forma análoga ao controle de elétrons presente nos dispositivos eletrônicos, o que envolve o estudo de fenômenos de interação da luz com a matéria, bem como materiais e técnicas de processamento que permitam a fabricação de tais dispositivos, que devem operar em bandas espectrais de interesse e possuir tamanhos compatíveis a aplicações em escalas submicrométricas.

Nesse contexto, as pesquisas com cristais fotônicos vem ganhado interesse. Cristais fotônicos são estruturas que apresentam um perfil periódico na distribuição espacial da constante dielétrica. Tal periodicidade molda a interação da estrutura com a radiação eletromagnética, gerando fenômenos que podem ser controlados através da manipulação dos parâmetros geométricos da estrutura e do contraste entre índices de refração. Dentre esses fenômenos é de particular interesse o aparecimento dos *bandgaps* fotônicos (PBG – do inglês *Photonic Bandgap*), frequências nas quais os fótons não podem propagar dentro da estrutura (2). Tal fenômeno representa uma alternativa à reflexão interna total como forma de confinar a luz, com a vantagem de ser independente do ângulo de incidência, e tem sido usado em aplicações como guias de onda curvos com baixas perdas (3), leds com maior eficiência na extração de luz (4) e cavidades ressonantes (2) para citar alguns exemplos.

Porém, para o surgimento de PBG em dada região espectral a periodicidade da rede cristalina deve ser da ordem de grandeza do comprimento de onda de interesse (1), o que torna necessário o desenvolvimento de métodos de fabricação capazes produzir e controlar os parâmetros de tais estruturas. Várias técnicas têm sido usadas na produção de cristais fotônicos, como fotolitografia camada a camada (5), litografia por dois fótons (6), suspensão coloidal (7) entre outras. Porém tais técnicas são em geral complexas e de alto custo, e/ou permitem apenas a manipulação de uma gama limitada de materiais, o que torna relevante a pesquisa por novas técnicas de fabricação.

Recentemente foi demonstrado que padrões periódicos de esferas de dimensões submicrométricas foram formadas durante o processo de Transferência Direta a Laser (LIFT do inglês *Laser Induced Forward Transfer*) em vidro calcogeneto ( $As_2S_3$ ) (8). A técnica de LIFT tem ganhado importância desde sua demonstração devido à flexibilidade em se trabalhar com uma ampla gama de materiais, bem como sua relativa simplicidade de implementação (9).

Neste trabalho foi estudado, inicialmente, o comportamento da estrutura de bandas de sistemas periódicos produzidos via LIFT em  $As_2S_3$  do ponto de vista teórico. Com as informações obtidas foram realizadas simulações usando o método de Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (FDTD) para avaliar o comportamento da estrutura como guia de onda por *bandgap* fotônico. Por fim, foram testadas montagens experimentais para validar experimentalmente os dados obtidos através das simulações.

## 2 MATERIAIS E MÉTODOS

### 2.1 Equações de Maxwell em meios periódicos:

Tendo em vista que as estruturas fabricadas via LIFT estudadas neste trabalho apresentam periodicidade, primeiramente serão apresentados alguns aspectos fundamentais de eletromagnetismo em meios periódicos, bem como as abordagens empregadas para simular as propriedades ópticas das estruturas.

#### 2.1.1 Aspectos fundamentais de cristais de Fotônicos

Para analisar as consequências da periodicidade da constante dielétrica nos modos que se propagam dentro de um cristal fotônico, partimos das equações de Maxwell para meios isotrópicos, não condutores, livres de correntes e sem absorção nas frequências de interesse. Assumindo soluções do tipo onda plana, é possível desacoplar os campos elétrico e magnético obtendo uma equação de autovalores (1):

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

onde  $k = \epsilon/\epsilon_0$ ,  $\omega$  é a frequência angular da onda eletromagnética,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $\vec{H}$  o campo magnético.

Ao analisar estruturas periódicas é conveniente definir os vetores de rede  $\vec{a}_i$ , tais que a posição de qualquer elemento da rede pode ser determinada por uma combinação linear de

múltiplos inteiros desses vetores, e também as constantes de rede, cujos valores são determinados pelos módulos desses vetores. A Fig. 1 ilustra esses vetores para o caso de uma rede quadrada:

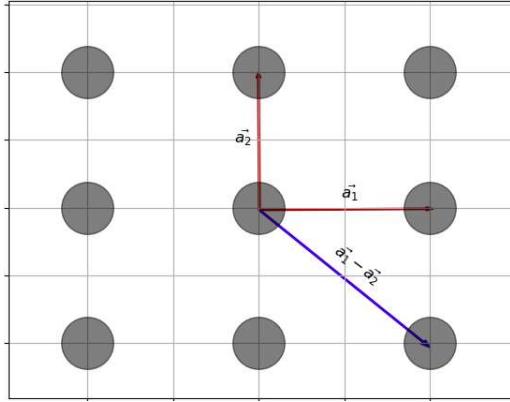


Figura 1 - Representação dos vetores de uma rede quadrada. Definidos dois vetores de rede, representados em vermelho, a posição de qualquer outro elemento da rede é dada por uma combinação linear de múltiplos inteiros desses vetores.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Existe, portanto, simetria de translação da forma  $\vec{\epsilon}(\vec{r}) = \vec{\epsilon}(\vec{r} + \vec{a}_i)$ , e como consequência, o teorema de Bloch diz que as funções  $H$  que são soluções para a Eq. (1) são um conjunto discreto de ondas planas multiplicadas por uma função envelope periódica da forma  $\vec{H}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ , com um espectro também discreto de autofrequência  $\omega_n(\vec{k})$ . Podemos notar que a exponencial para uma dada direção  $a$  tem os mesmos valores para vetores da forma  $b = \frac{2\pi}{a}$ , ou seja  $H(a) = H(n \frac{2\pi}{a})$ , onde  $n$  é um inteiro. Como consequência, os únicos valores de  $k$  que necessitam ser calculados são limitados à chamada primeira zona de Brillouin, que consiste em uma região de pontos no espaço  $k$  limitada pelos vetores recíprocos  $\vec{b}_l$ , que correspondem à transformada de Fourier dos vetores de rede  $a_i$ . Se além da simetria de translação, a rede apresentar simetria de rotação, como serão os casos estudados neste trabalho, os vetores de onda de Bloch  $\vec{k}$  necessários para trazer toda a informação sobre o espectro de autofrequências são limitados apenas à menor região com simetria rotacional dentro da primeira zona de Brillouin, a chamada zona irredutível de Brillouin (2). A Fig. 2 ilustra dois tipos de rede, uma quadrada e outra triangular, e suas respectivas zonas de Brillouin.

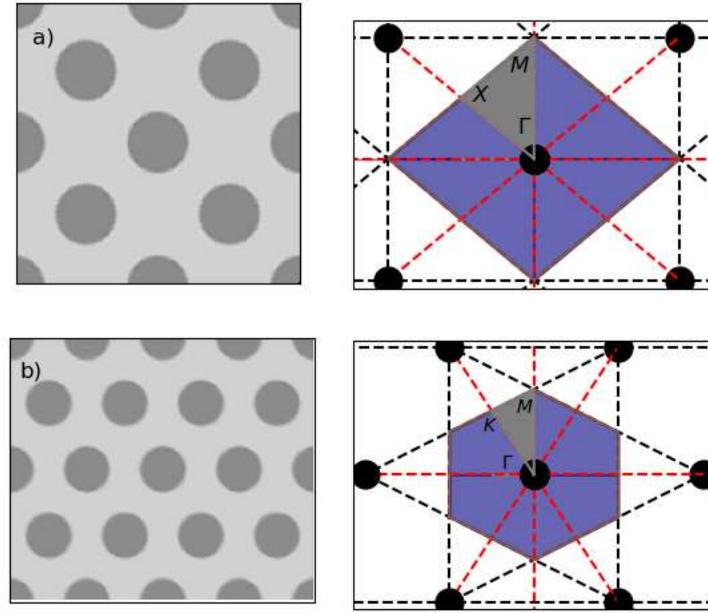


Figura 2 - Representações de uma rede quadrada (a) e uma rede triangular (b). À direita, representação do espaço recíproco das respectivas redes. A região preenchida representa a primeira zona de Brillouin, formada pelos pontos da rede mais próximos à um ponto definido como origem, localizado no centro das figuras. As linhas tracejadas são retas cujas intersecções definem os vértices da primeira zona de Brillouin. A região em cinza demarca uma das possíveis zonas irreduzíveis de Brillouin. Os pontos  $k$  a serem calculados são apenas os contidos nas fronteiras da zona irreduzível, cujos vértices são representados pelas letras  $\Gamma$ ,  $X$ ,  $K$  e  $M$ .

Fonte: Elaborada pelo autor.

### 2.1.2 Simulações numéricas de cristais Fotônicos

Para estruturas com periodicidade em 2 ou 3 dimensões é necessário usar recursos computacionais para o cálculo do espectro de autofrequências da Eq. 1. Neste trabalho foi utilizado o pacote computacional MPB (*MIT Photonic Bands*) (10), desenvolvido pela *Massachusetts Institute of Technology* (MIT). Este *software* utiliza métodos vetoriais para calcular as autofrequências para as equações de Maxwell em meios periódicos. No pacote em questão as soluções são geradas de forma iterativa, resolvendo em ordem crescente um número pré-determinado de autoestados e autofrequências, o que tem a vantagem de otimizar o tempo das simulações quando apenas um pequeno número de autoestados é desejado (11). Um diagrama  $k \times \omega_n$  da estrutura de bandas é montado com os resultados obtidos. Eventualmente, algumas bandas de frequência podem não ser soluções para o problema de autovalores, o que significa que a onda eletromagnética nessas frequências não se propaga nesse meio, formando o *bandgap* fotônico (PBG).

É importante notar que os resultados obtidos são dados em função da constante de rede  $a$ , definida como o módulo dos vetores de rede. Neste trabalho, o raio das esferas foi tomado

como 70 nm, e a constante de rede como  $a = 200$  nm, o que representa um raio de  $0.35a$ . Como forma de mapear a aparição de BGFs em função do raio das esferas, as simulações foram executadas para valores de raio variando entre  $0.2a$  a  $0.4a$ .

Com as informações obtidas e com o intuito de modelar as propriedades de estruturas reais, que possuem tamanhos finitos e imperfeições, foi utilizado o pacote computacional meep (12), que implementa o método de elementos finitos no domínio do tempo (FDTD – do inglês *Finite-Difference Time-Domain*). Tal método discretiza o espaço e tempo e aproxima as derivadas das equações de Maxwell através do método de diferenças finitas, buscando soluções explícitas no domínio do tempo. Entre as vantagens desse método está a possibilidade de, em uma única simulação, encontrar a resposta da estrutura em uma ampla região espectral, o que torna o método eficiente para o cálculo de espectros de transmissão e reflexão (13).

Temos interesse no estudo de guias de onda via *bandgap* fotônico, que podem ser fabricadas ao incorporar um defeito linear (quebra de periodicidade) na estrutura, que promove o guiamento de luz dentro do espectro do BGF. O método de FDTD foi utilizado para a simular a eficiência de guiamento de tal estrutura, a partir de um pulso de espectro gaussiano com largura espectral entre 300 a 900 nm acoplado ao guia. O fluxo do vetor de Poynting foi calculado em todas as interfaces do guia e a transmissão foi tomada como a razão entre o fluxo na interface de saída pelo fluxo total. O modelo computacional utilizado nas simulações pode ser visualizado na Fig. 3.

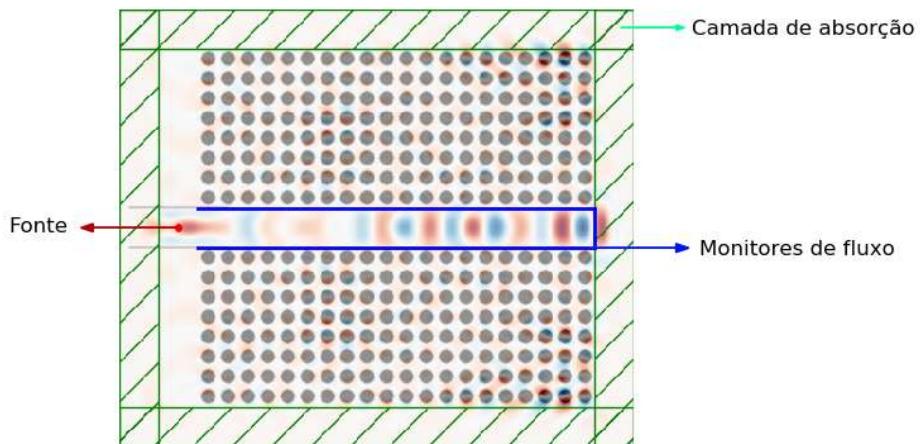


Figura 3 - Representação do modelo computacional utilizado para simular a eficiência do guia de onda: Em azul, temos as regiões nas quais o fluxo do vetor de *Poynting* é calculado. As regiões em verde representam as camadas de *Perfect Matched Layer* (PML). O ponto em vermelho à esquerda representa a fonte do pulso gaussiano. Em vermelho e azul temos a representação do campo elétrico em determinado momento da simulação, onde é possível observar algumas frequências sendo guiadas enquanto outras se propagam no interior da rede cristalina.

Fonte: Elaborada pelo autor.

## 2.2 Estrutura periódicas de $As_2S_3$

### 2.2.1 Fabricação das estruturas via LIFT

As estruturas foram fabricadas no grupo de Fotônica do Instituto de Física de São Carlos por meio da técnica de LIFT (8), na qual um substrato transparente contendo um filme fino do material a ser processado, chamado de substrato doador, é colocado em proximidade ou em contato com outro substrato, chamado receptor. Ao focalizar radiação proveniente de uma fonte laser no substrato doador, uma pequena quantidade de material é ejetada e posicionada no substrato receptor, como mostrado esquematicamente na Fig. 4. Controlando parâmetros como foco, intensidade e taxa de repetição, pode-se controlar as características da estrutura final (14). Para a fabricação das estruturas estudadas neste trabalho, foram utilizados filmes finos de  $As_2S_3$  com espessura de 500 nm, irradiados por um laser de Ti:Safira em regime de operação de modos travados, com pulsos de 50 fs centrados em 800 nm, com taxa de repetição de 5 Mhz, focalizados na estrutura por uma objetiva de microscópio de magnificação 40 ×.

A Fig. 5 mostra micrografias de força atômica de estruturas típicas de  $As_2S_3$  fabricadas via LIFT. Como mostrado na Ref. (8), as transformadas de Fourier em duas dimensões das imagens revelam um padrão periódico de esferas com períodos em torno de 190 nm, nas direções de polarização do laser incidente.

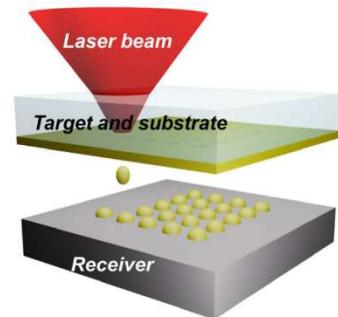


Figura 4 -Representação do processo de fabricação via LIFT.  
Fonte: ALMEIDA (8).

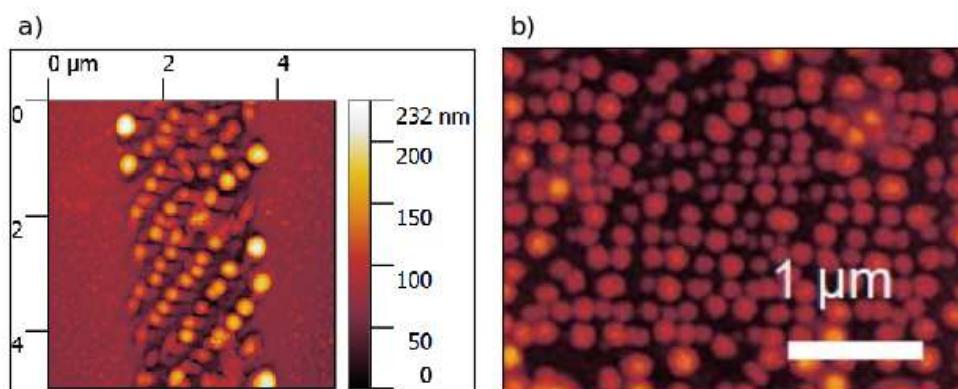


Figura 5 - Micrografia de estruturas típicas fabricadas em  $As_2S_3$  via lift.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Para estimar o raio médio das esferas, foi utilizado o *software* ImageJ, que realiza a contagem de esferas na imagem da Fig. 5(b). Os dados foram transformados em um histograma (Fig. 6) e o raio médio estimado por meio do ajuste de uma curva gaussiana, onde se obteve o valor médio de 73 nm com desvio padrão de 15 nm.

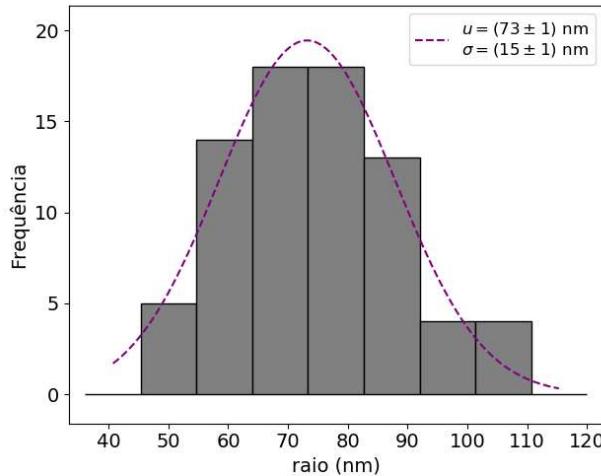


Figura 6 - Histograma representando a distribuição de raios de uma amostra típica, estimados por meio da análise de uma imagem de FFM. Em azul, a curva gaussiana ajustada ao conjunto de dados pelo método dos mínimos quadrados não linear.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Foram também produzidas estruturas com o intuito de funcionar como guias de onda por *bandgap* fotônico. A Fig. 7 (a) mostra as várias estruturas fabricadas em um mesmo substrato, e a Fig. 7 (b) mostra em detalhes uma das estruturas. As imagens foram obtidas utilizando um microscópio eletrônico de varredura (MEV). De forma semelhante à ilustrada na Fig. 7, todas as estruturas presentes no substrato foram mapeadas, de maneira a poder identificá-las em sistemas de imageamento óptico, com magnificações inferiores a 100 ×.

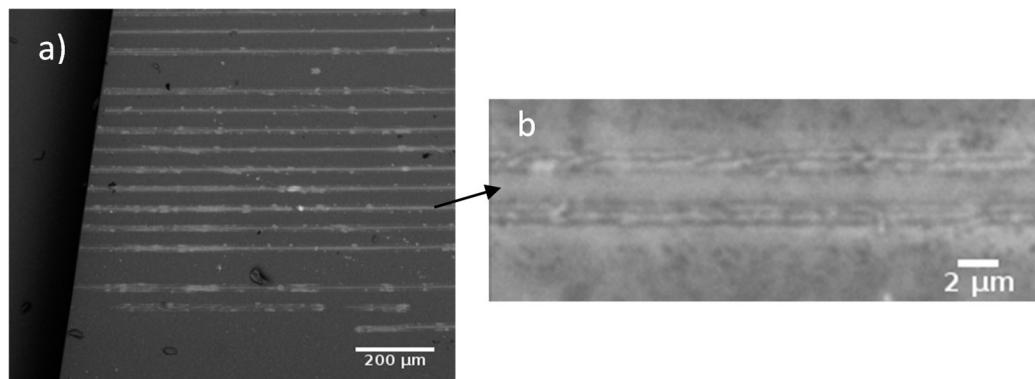


Figura 7 -: Em a), imagem de MEV do substrato com magnificação de 100 ×, mostrando o conjunto de estruturas. Em b), sétima estrutura vista em detalhes, contada a partir da parte inferior da imagem (a).

Fonte: Elaborada pelo autor.

### 2.3 Análise de guiamento nas estruturas fotônicas

Para observar o guiamento nas estruturas fotônicas (ver Fig. 7) foi montado um sistema para acoplar luz nos guias por meio de fibra óptica. Foram usadas duas fontes laser, uma operando em 632 nm, dentro da região de PBG obtida por meio das simulações, e a outra em 530 nm, que corresponde a uma região onde o PBG é parcial. Uma extremidade da fibra óptica foi fixada em um suporte móvel, de forma a permitir o controle de sua posição em relação à estrutura e também garantir a mesma condição de incidência para as diferentes fontes de radiação. Para o controle da polarização foi usado o sistema comercial FPC561, que induz birrefringência através de *stress* mecânico na fibra óptica. A amostra foi posicionada em um sistema móvel, com controle de posição em 3 dimensões e precisão micrométrica. A Fig. 8 mostra uma representação da montagem descrita (a), e uma foto que ilustra o acoplamento da luz do laser na amostra (b).

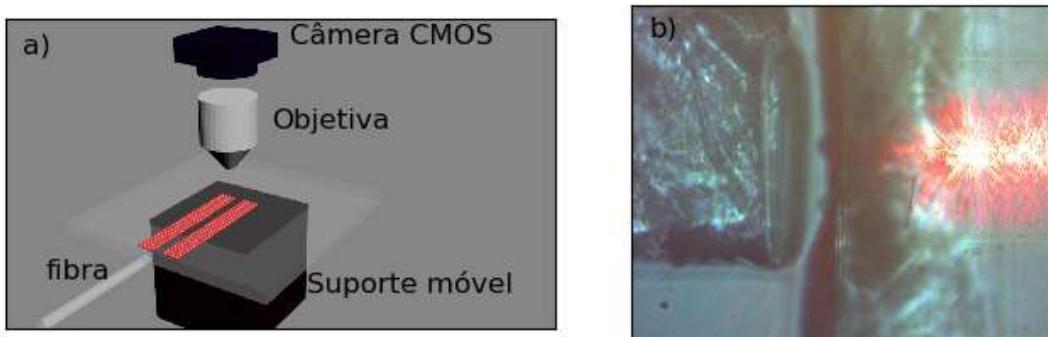


Figura 8 - (a) Representação esquemática do aparato utilizado para observar o guiamento nas estruturas. (b) Imagem capturada por uma objetiva de 40 ×.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

A estratégia utilizada para comparar a eficiência de guiamento em relação aos dois comprimentos de onda foi focalizar a imagem do plano da estrutura em uma câmera CMOS através de uma objetiva de microscópio, e analisar qualitativamente o brilho das imagens. Levando em consideração as diferentes intensidades do laser, absorção do filtro usado para evitar a saturação da câmera e absorção do material nos diferentes comprimentos de onda, determinamos que o brilho observado nas imagens do laser vermelho (632 nm) corresponde à uma intensidade real aproximadamente 30% maior do que o mesmo brilho percebido com o laser verde (530 nm).

## 2.4 Determinação experimental do *bandgap* fotônico

É possível obter informações sobre o cristal fotônico através da análise de seu espectro de reflectância espelhada com base na lei de Bragg-Snell, que relaciona os comprimentos de onda de máxima reflexão com o ângulo de incidência (15) de acordo com

$$m\lambda_{bragg} = 2d \sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2(\theta)} \quad (2)$$

Assim, de acordo com a Eq. (2), o quadrado do comprimento de onda das posições de máxima reflexão varia linearmente com o quadrado do seno do ângulo de incidência da luz.

Como temos interesse apenas na determinação das posições de máximos do espectro de reflectância, é mais conveniente do ponto de vista experimental obter diretamente o espectro de transmitância e determinar os picos de reflectância a partir da análise dos dados (16). Para testar a eficácia deste procedimento, foi utilizado um espectrofotômetro comercial. Como originalmente o aparelho não possui controle do ângulo no qual a amostra é posicionada, possibilitando apenas a incidência perpendicular à interface do cristal (0 graus em relação à normal), foi utilizada uma peça fabricada em impressora 3D que permite定位 a amostra de forma a obter incidência de luz a aproximadamente 45 graus.

## 3 RESULTADOS

### 3.1 Simulações

Para ambas as polarizações, TE e TM (em relação ao plano de periodicidade da estrutura, como definido na Ref. 2), foram calculadas 8 bandas de autofrequências para 64 valores de  $k$ , os quais foram uniformemente distribuídos na fronteira da zona de Brillouin irredutível. Os resultados são apresentados em um diagrama de autofrequências por pontos  $k$  apresentados na Fig. 9. As bandas de autofrequências que não possuem nenhuma solução são as regiões de PBG, destacadas em amarelo. As frequências são apresentadas no eixo esquerdo em unidades de  $\nu c/a$ , onde  $a$  é a constante de rede e  $c$  a velocidade da luz. No eixo direito os valores são convertidos para comprimento de onda, considerando  $a = 200$  nm. Para a polarização TE, apenas BGFs estreitos e na região de absorção do material foram encontrados. Por outro lado, 2 PBGs mais largos foram observados para a polarização TM nas regiões espectrais entre 582.20 a 639.29 nm e 350.51 a 378.79 nm. Como os resultados para a polarização TM sugerem mais possibilidades para aplicações práticas devido à região espectral e maior largura do PBG, as próximas análises levarão em conta apenas esse tipo de polarização.

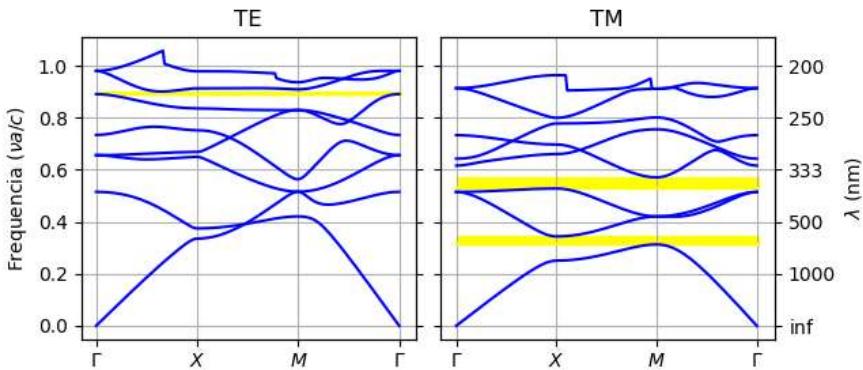


Figura 9 - Estruturas de banda das redes modeladas para luz com polarização TE (a esquerda) e TM (a direita).  
As regiões destacadas em amarelo representam os PBG.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

A Fig.10 mostra um mapa do aparecimento de PBG na estrutura em função da variação do raio das esferas, dados em unidades da constante de rede ( $a$ ). Os resultados mostram que é possível sintonizar as regiões de PBG da estrutura manipulando o raio das esferas e/ou a constante de rede.

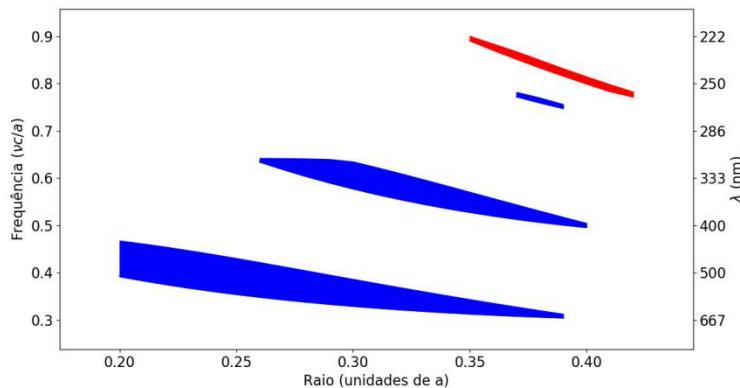


Figura 10 - Mapa do surgimento de PBG em função do raio das estruturas. Em azul, para polarização TM e em vermelho para polarização TE.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Com a informação sobre os PBG, foram realizadas simulações no domínio do tempo de um guia de onda fotônico inserido dentro da estrutura de  $As_2S_3$ . Esse guia foi modelado como um caminho de ar de 400 nm no centro da estrutura periódica, cercado por 8 linhas de círculos em ambos os lados, com extensão de 20 colunas, o que representa um guia de aproximadamente  $4 \mu c$ . Para essa estrutura, foram observadas transmitâncias próximas à 1 nas regiões espectrais dentro do PBG, ao redor de 380 e 600 nm, como mostra a Fig. 11.

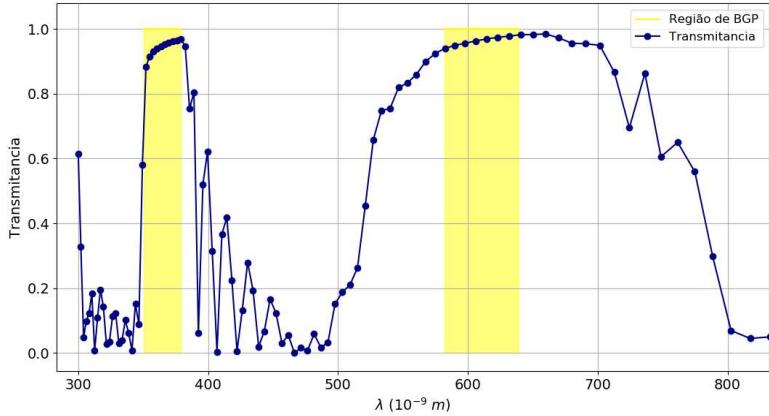


Figura 11 - Espectro de transmissão do guia de onda simulado em uma estrutura periódica de As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, para polarização de luz TM. Entre as retas tracejadas verticais estão delimitadas as regiões de PBG: entre 350.51 e 378.79 nm e entre 582.20 e 639.29 nm.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Observa-se, como esperado, máximos de transmissão nas regiões dentro do PBG. Nota-se também eficiência de guiamento considerável nas regiões entre 500 a 800 nm, mesmo fora da região de PBG. Analisando o diagrama de bandas da Fig. 9, podemos observar que as regiões dentro da zona de Brillouin compreendidas entre  $\Gamma - X$  e  $\Gamma - M$  não possuem soluções em um espectro de frequências além do PBG total, formando PBGs parciais. Dentro dessas regiões espetrais a estrutura irá refletir luz incidente em determinados ângulos, o que pode gerar modos guiados, como será mostrado na seção 3.2.

Considerando o possível uso da estrutura como guia em um dispositivo fotônico integrado, é vantajoso que a estrutura ocupe o menor tamanho possível. Com o objetivo de analisar a eficiência de guiamento em função do tamanho da estrutura, a simulação anterior foi executada para diferentes quantidades de linhas de rede cristalina ao redor do guia. Notamos que a eficiência do guiamento atinge um valor máximo a partir de 6 fileiras de círculos, decaindo abaixo desse valor. Entretanto, para valores acima de 2, é observada uma eficiência de guiamento 2 vezes maior para as regiões dentro do PBG quando comparadas às regiões fora.

Por fim, como forma de estimar as consequências de imperfeições presentes na rede cristalina que podem surgir durante a fabricação via LIFT, foram também executadas simulações onde a posição e o raio de cada esfera é definido a partir de uma distribuição de probabilidades Gaussiana, com valor centrado nas posições exatas de uma rede perfeita e desvio padrão pré-determinado. O gráfico apresentado na Fig. 12(a) mostra as curvas de nível para a transmitância do guia como função das variáveis  $\sigma_{raio}$  e  $\sigma_{posicao}$ , que são

respectivamente os desvios padrão em relação ao valor central do raio e posição de cada esfera na rede.

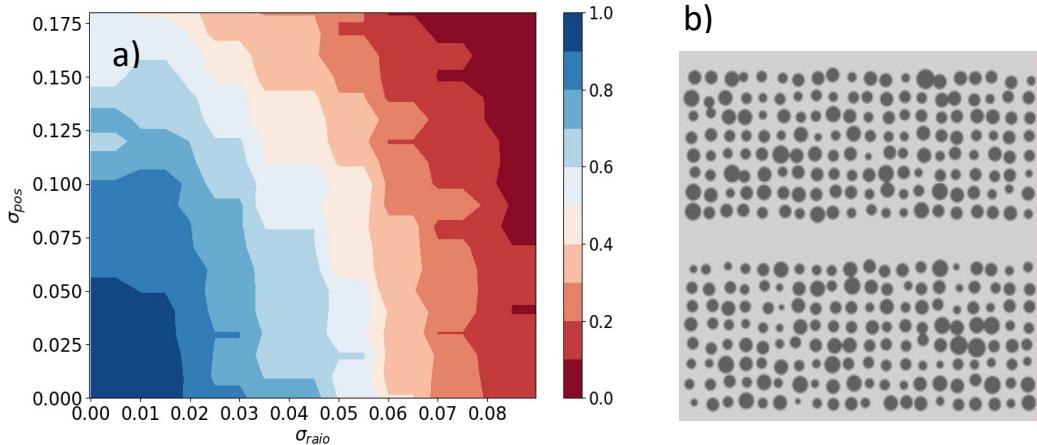


Figura 12 - Em a, curvas de nível da transmitância do guia em função dos desvios padrão dos tamanhos dos raios e posição da estrutura. Em b, representação em 2D de uma rede quadrada usada nas simulações, na qual os elementos possuem desvios aleatórios para os valores ideais de raio e posição.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Podemos concluir que, na hipótese de imperfeições provenientes de erros aleatórios, existe uma margem de tolerância aonde é possível obter guiamento maior do que 50% por um comprimento de 20 períodos da rede (aproximadamente  $4 \mu m$ ). Como ilustração, a Fig. 12(b) representa a distribuição da constante dielétrica para uma simulação com uma distribuição de esferas considerando  $\sigma_{raio} = 0.06$  e  $\sigma_{pos} = 0.08$ , o que geraria um guiamento de 50% do total de luz incidente na entrada do guia.

### 3.2 Verificação experimental do guia de onda.

A Fig. 13 mostra a vista superior do substrato contendo as estruturas (ver Fig. 7), utilizando uma objetiva de  $20 \times$ , em duas situações distintas: (a) com laser vermelho (630 nm) e (b) com laser verde (532 nm), ambos com polarização TM incidindo paralelamente às estruturas. Foram também utilizadas as polarizações TE, porém por questões de espaço estes resultados não serão mostrados. A fibra óptica está posicionada à esquerda das imagens.

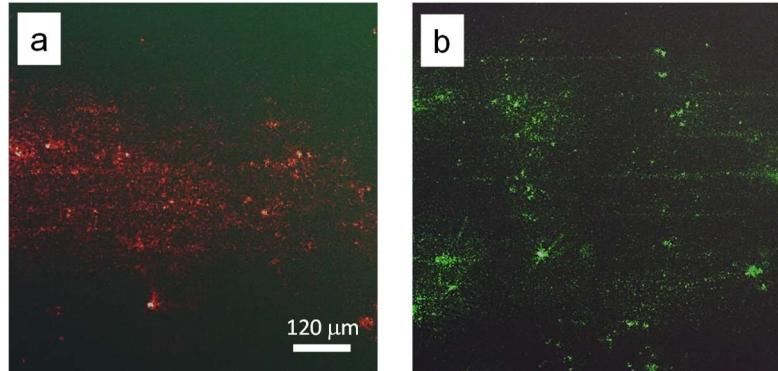


Figura 13 - Vista superior das estruturas com incidência de laser vermelho (a) e verde (b). O contorno retangular destaca a localização de um dos guias.

Fonte: Elaborada pelo autor.

É possível observar na Fig. 13 padrões de guiamento de luz nas regiões contendo as estruturas, embora não seja possível dizer se o guiamento é mais eficiente para o vermelho (630 nm) ou para o verde (532 nm). O ruído produzido devido à espalhamento proveniente de imperfeições na amostra dificulta a análise das imagens.

Como forma de diminuir o espalhamento, a Fig. 14 mostra o resultado obtido com a fibra óptica posicionada à  $27^0$  em relação às estruturas, com o objetivo de observá-las fora do *spot* mais intenso do feixe laser. Nesse caso, é possível observar com maior clareza os padrões formados nas estruturas. A intensidade observada para o laser verde (532 nm) aparenta ser maior do que a observada para o laser em 630 nm, mesmo levando em consideração os critérios de normalização, conforme apresentado na seção 2.3.

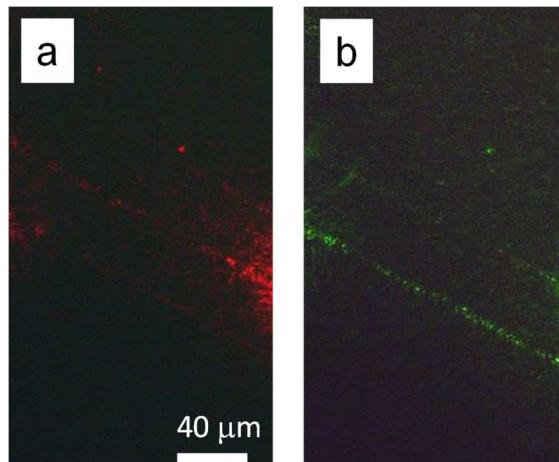


Figura 14 - Vista superior das estruturas com incidência de laser vermelho (a) e verde (b), com a fibra posicionada a  $27^0$  em relação à interface das estruturas.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para dar mais subsídio à análise, a Fig. 15 mostra a projeção da estrutura de bandas do vetor de onda  $k_x$  (direção de propagação do guia) para todos os possíveis vetores de onda  $k_y$  (transversais ao guia). Nas regiões em azul, temos um contínuo de modos, que não estão confinados ao guia e se propagam pelo cristal. Em amarelo, temos a região de PBG onde podemos observar um conjunto discreto de modos, representados em vermelho, que surgem devido ao guia inscrito no cristal e que correspondem aos modos confinados. É possível notar que existem modos guiados mesmo para a região de 530 nm, fora do PBG completo do cristal.

Por meio das análises das imagens das Figs. 13 e 14, não é possível obter conclusões definitivas sobre se há ou não guiamento na estrutura, embora o resultado pareça ser consistente com a análise apresentada na Fig. 15, por conta dos seguintes fatores: (i) a objetiva utilizada não permite obter detalhes da estrutura, o que impede uma melhor análise sobre os padrões observados, ou seja, se são guiamento ou espalhamento; (ii) a luz não está confinada na direção perpendicular ao plano da estrutura, de forma que mesmo em condições ideais poderíamos esperar perdas; (iii) ao mudar as polarizações entre TM e TE observamos pequenas modificações na distribuição espacial do modo guiado pela fibra óptica, o que interfere na comparação das imagens para os diferentes modos; (iv) por fim, de acordo com as simulações a região espectral do laser verde apresenta PBG parciais, o que causa reflexão total para alguns ângulos de incidência dando origem a modos guiados, como pode ser observado na Fig. 15. Portanto, a comparação entre os dois comprimentos de onda não traz informações suficientes para caracterizar os padrões observados. Uma alternativa seria o uso de fontes no infravermelho próximo, conjugado com câmera adequada para essa região espectral.

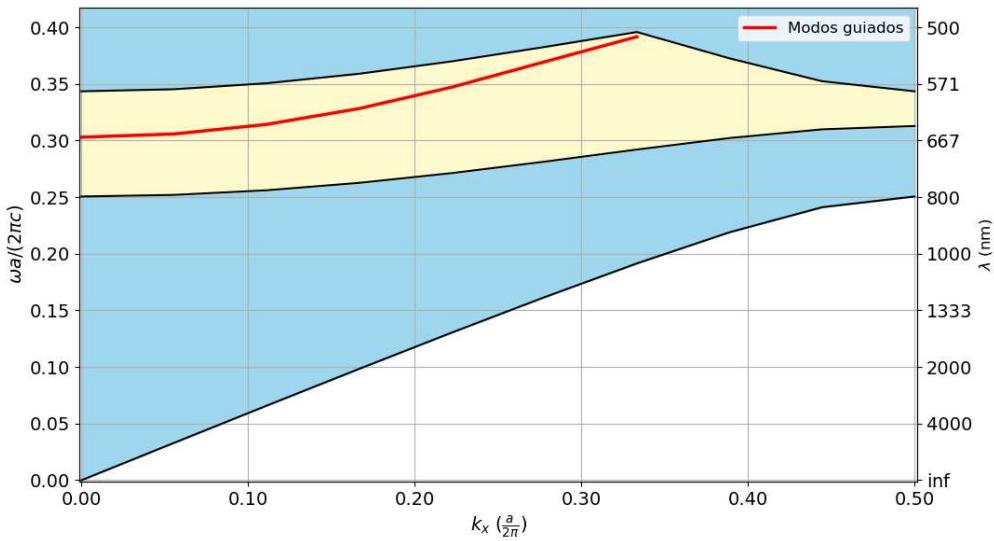


Figura 15 - Projeção da estrutura de bandas para o modelo do guia inscrito na estrutura fabricada via LIFT. Em azul, região que representa um contínuo de frequências não confinadas ao guia. Em amarelo, região de PBG. Em vermelho, espectro de frequências discreto que corresponde aos modos guiados.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

### 3.3 Espectro de reflectância especular:

Com o objetivo de investigar a validade do método descrito na seção 2.4, foi utilizada uma amostra de esferas de sílica, como mostrado na Fig. 16(a), cujo espectro de reflexão especular é conhecido (17). A estrutura foi modelada como um cristal hexagonal, com constante de rede  $a = 380$  nm e raio  $r = 0.5a$ . A Fig. 16(b) apresenta a análise dos resultados conhecidos para a estrutura de sílica, os quais foram tomados como referência. Utilizando a Eq. (2), podemos estimar a separação entre camadas  $d$  e o índice de refração efetivo  $n_{eff}$  como  $d = \sqrt{\alpha}/2$  e  $n_{eff} = \sqrt{\beta/\alpha}$  onde  $\alpha$  e  $\beta$  são os coeficientes angular e linear da melhor reta que ajusta os dados, respectivamente. Obtendo os coeficientes pelo método de regressão linear chegamos aos valores de  $n_{eff} = 1.54 \pm 0.02$  e  $d = 304 \pm 8$  nm.

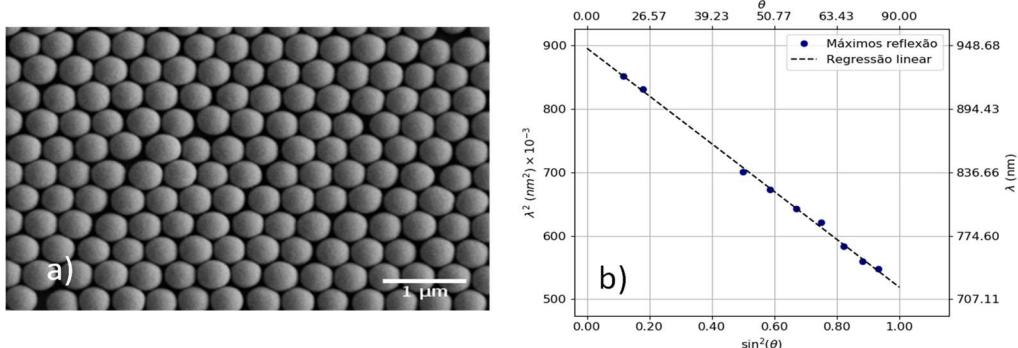


Figura 16 - a), imagem de MEV da estrutura analisada. Em b), análise das posições de máxima reflexão da estrutura em função do ângulo de incidência da luz, de acordo com a lei de Bragg-Snell.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

A Fig. 17(a) apresenta os espectros de transmitância para a amostra de sílica, obtidos utilizando um espectrofotômetro comercial, com a amostra posicionada a 0 e 45 graus em relação à fonte de radiação. Para a análise dos dados foi suposto que a transmitância total seja da forma  $T = 1 - \alpha - R$ , onde  $\alpha$  é um fator de perdas desconhecido, que pode incluir efeitos como absorção e espalhamento. Assim, foi inicialmente subtraído 1 dos dados obtidos, e em seguida foi retirada a linha de base, estimada por meio de um ajuste de curva polinomial dos possíveis pontos de mínimo, visualizados como inflexões na curva. Na Fig. 17 são apresentados além dos dados de transmitância (a), um exemplo da linha de base estimada (b), e o resultado após o tratamento dos dados (c).

Observando a Fig. 17(c) é possível observar pontos de máximo para o espectro de reflexão, que variam com o ângulo na qual a amostra é posicionada. Comparando com os dados de referência, notamos que para a incidência a 0 graus o pico de reflexão mais à direita está centrado aproximadamente em 962 nm, enquanto o esperado de acordo com o gráfico da Fig. 16(b) seria aproximadamente 947 nanômetros. Já para a incidência a 45 graus, o máximo mais para o infravermelho está centrado aproximadamente em 880 nm, o que seria esperado para um ângulo de incidência de 35 graus. As discrepâncias podem estar relacionadas a desalinhamentos pois como discutido anteriormente, o espectrofotômetro não é originalmente desenhado para medidas com resolução angular, de forma que mesmo com o suporte fabricado pode haver uma incerteza alta no ângulo no qual a amostra é posicionada.

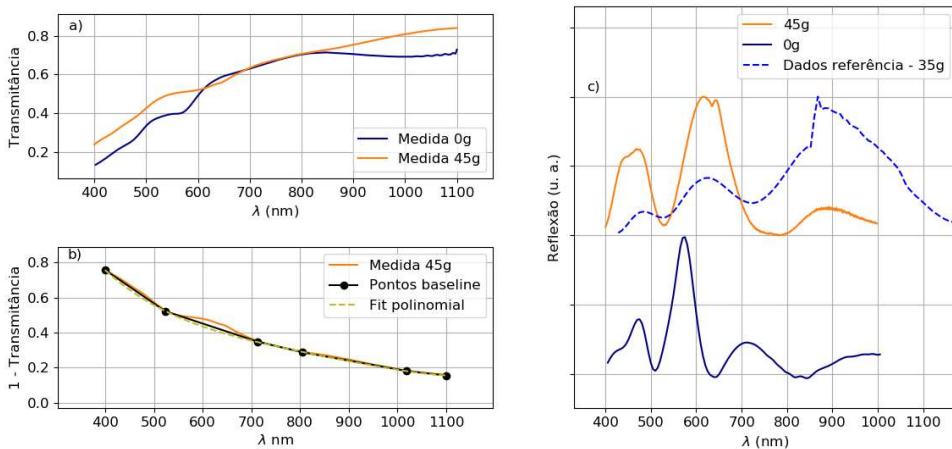


Figura 17 - Em a), dados originais obtidos no espectrofotômetro. Em b), ilustração da *baseline* estimada nos dados transformados em reflexão. Em c), resultado dos dados após tratamento e comparação com resultados experimentais.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Entretanto, observamos que é possível extrair dos dados de transmitância informações sobre as posições de máximos de reflexão, e obter estimativas aproximadas para parâmetros do cristal fotônico utilizando a lei de Bragg-Snell.

Para a amostra fabricada via LIFT, que possui dimensões da ordem de centenas de micrônios, não é conveniente o uso do espectrofotômetro. Foi, portanto, implementado um sistema baseado na Ref. 16, onde a amostra é posicionada no eixo de rotação de um suporte rotacional, uma fonte de radiação de banda larga é colimada em direção à amostra e a transmissão é analisada por um espetrómetro. Uma representação esquemática dessa montagem pode ser observada na Fig. 18.

Dessa forma, uma das perspectivas futuras deste trabalho é utilizar o aparato montado para a análise das amostras fabricadas via LIFT, e comparar os resultados com os dados obtidos pelas simulações.

#### 4 Considerações Finais:

Os resultados obtidos através de simulações numéricas no domínio do tempo e da frequência sugerem a possibilidade do uso da estrutura fabricada via LIFT como um guia de onda via PBG na região espectral entre 510 a 660 nm, para luz com polarização TM em relação ao plano de periodicidade das estruturas. Ainda através das simulações foram estimadas a eficiência do guia de onda em função da quantidade de períodos da rede cristalina e da presença de imperfeições, indicando que os parâmetros necessários para a obtenção de guiamento podem ser atingidos em situações reais e de interesse prático.

Foram também realizados testes experimentais com o intuito de observar qualitativamente o guiamento de uma estrutura fabricada via LIFT. Os resultados obtidos não foram considerados conclusivos, porém não descartam a possibilidade de haver guiamento nas estruturas, o que justifica uma análise mais profunda. Foi, portanto, verificada a possibilidade de se obter informações sobre um cristal fotônico por meio da análise de seu espetro de

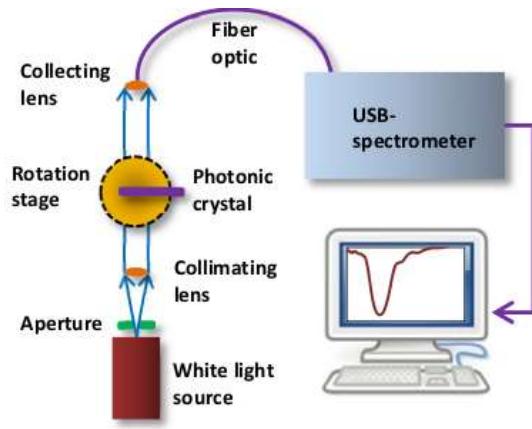


Figura 18 - Esquema do aparato experimental usado para medidas de espetro de reflexão especular.

Fonte: MAYONADO (16).

transmissão em função do ângulo de incidência, analisando os dados a partir da lei de Bragg-Snell, e implementado um aparato experimental para a obtenção desses dados.

Como perspectivas futuras para este trabalho estão a obtenção e análise dos dados de transmitância em função do ângulo para a amostra fabricada via LIFT, e também investigar a possibilidade de explorar outros fenômenos ópticos que ocorrem devido à periodicidade da estrutura.

### Referências

- 1 SEE, E.G.; JOANNOPOULOS,J. D.; VILLENEUVE,P. R.;. FAN, S. Photonic crystals: putting a new twist on light. **Nature**,London, v.386,p.143-149,1997.
- 2 JOANNOPOULOS,J. D.; JOHNSON,S. G.; WINN, J. N.; MEADE,R. D. **Photonic crystals, molding the flow of light**. 2nd.ed. Princeton: University Press, 2008.
- 3 ZHANG ,Y.; LI,B. Photonic crystal-based bending waveguides for optical interconnections. **Optics Express**, v. 14, n.12, p.5723-5732,2006.
- 4 WIERER, Jonathan *et al.* InGaN/GaN quantum-well heterostructure light-emitting diodes employing photonic crystal structures. **Applied Physics Letters**. v.84.p.3885.2004.DOI 10.1063/1.1738934.
- 5 YAO, Peng *et al.* Fabrication of three-dimensional photonic crystals with multilayer photolithography. **Optics Express**, v. 13, n.7,p. 2370-2376, 2005.
- 6 ZHONG,Y.; ZHOU,J.; WONG,K.S. Two-photon fabrication of photonic crystals by single-beam laser holographic lithography. **Journal of Applied Physics**, v. 107, p. 074311, 2011.
- 7 NAKAMURA,H. colloidal crystals - self-assembly of monodispersed colloidal particles. **Review of Toyota CRDL**, v.39, n. 4, p. 33-39, 2004.
- 8 ALMEIDA,J.M.P.; PAULA,K.T.; ARNOLD, C.B. ; MENDONCA,C.R. Sub-wavelength self-organization of chalcogenide glass by direct laser writing. **Optical Materials.**, v. 84, p. 259–262, 2018.
- 9 PIQUE, A.; KIM, H. Laser-induced forward transfer of functional materials: advances and future directions. **Journal of Laser Micro Nanoengineering**. v.9,p. 192-197,2004. DOI 961/jlmn.2014.03.0002.
- 10 JOHNSON, S. G.; J. D. JOANNOPOULOS, J.D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. **Optics Express**, v. 8, n. 3, p. 173-190, 2001.
- 11 MPB DOCUMENTATION. GitHub. 2019. Disponível em:  
<https://mpb.readthedocs.io/en/latest/>. Acesso em 20 ago. 2020.
- 12 OSKOOI, A. *et al.* MEEP: A flexible free-software-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. **Computational Physics Communication**. v. 181, n.3,p. 687-702, 2010.

13 MEEP DOCUMENTATION. GitHub. 2019. Disponível em:  
<https://meep.readthedocs.io/en/latest/>. Acesso em: 20 ago. 2020.

14 DELAPORTE, P.H.; ALLONCLE, A.P. Laser-induced forward transfer: a high resolution additive manufacturing-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. **Computational Physics Communication**, v. 181, p. 687-702, 2010. DOI 10.1016/j.optlastes.2015.09.022.

15 ARMSTRONG, E ; O'DWYER, C. Artificial opal photonic crystals and inverse opal structures - fundamentals and applications from optics to energy storage. **Journal of Materials Chemistry C**,v. 3,n.24, p.6109-6143,2015.

16 MAYONADO, G.; MIAN, S.; ROBBIANO, V.; CACIALLI, F. Investigation of the bragg-snell law in photonic crystals .**Conference on Lab Instruction beyond the first year**. College Park: American Association of Physics Teacher,2015. DOI 10.1119/bfy.2015.pr.015.

17 ROSSO, G. **Fabricação de sistemas nanoestruturados de SiO<sub>2</sub> pela técnica Roll-to-Roll e aplicações em fotônica**. 2018. Tese(Doutorado em Desenvolvimento, Caracterização e Aplicação de Materiais) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2018. doi:10.11606/T.18.2018.tde-24102018-093142.