

RAFAEL EUZEBIO PEREIRA DE OLIVEIRA

CARACTERIZAÇÃO DA SENSIBILIDADE DE FIBRAS DE CRISTAL
FOTÔNICO À PRESSÃO E TEMPERATURA PARA APLICAÇÕES EM
SENSORIAMENTO

Dissertação apresentada ao Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da
Universidade Presbiteriana Mackenzie,
como requisito parcial à obtenção do título
de Mestre em Engenharia Elétrica

Orientador: Prof. Dr. Christiano J. S. de Matos

São Paulo
2010

O48c Oliveira, Rafael Euzebio Pereira de.

Caracterização da sensibilidade de fibras de cristal fotônico à pressão e temperatura para aplicações em sensoriamento / Rafael Euzebio Pereira de Oliveira. – 2009.

92 p. : il. ; 30 cm.

Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Escola de Engenharia, Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2009.

Orientação: Christiano José Santiago de Matos.

Bibliografia: p. 84-89

1. Fibras micro-estruturadas. 2. Fibras de cristal fotônico.
3. Sensores a fibra óptica. 4. Sensores de pressão. 5. Sensores de temperatura. II.Título.

CDD 621.3692

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Professor Dr. Christiano J. S. de Matos, pela atenção e apoio incondicionais em todos os momentos dessa pesquisa e pela grande amizade.

Ao Professor Thoroň, que sempre acreditou no meu trabalho, pelos ensinamentos.

Aos meus professores da pós-graduação pela atenção e conhecimentos transmitidos.

Aos pesquisadores que colaboraram com esse trabalho: Cristiano Cordeiro, Marcos Franco, Arismar Cerqueira Sodré Júnior, Jonathan Knight e Toshiki Taru.

Aos Professores Anderson Gomes, Leonardo Menezes e todos os pesquisadores envolvidos durante meu mestrado sanduíche na UFPE pela hospitalidade e colaboração.

À minha irmã e meu cunhado, que me apóiam de todas as maneiras e sempre acreditaram em mim.

A todos os amigos de laboratório que colaboraram, cada um a sua maneira, através do carinho, respeito e amizade.

RESUMO

Nessa dissertação são avaliadas as propriedades de transmissão em fibras de cristal fotônico sob influência da pressão e da temperatura visando aplicações em sensoriamento. Antes é feita uma revisão da propagação da luz em fibras ópticas convencionais e os efeitos da pressão e temperatura sobre o índice de refração da sílica. Também são estudados os cristais fotônicos em 1 e 2 dimensões. Em seguida são estudadas as fibras microestruturadas e de cristal fotônico e são mostradas suas propriedades de guiamento e aplicações gerais. Em seguida é mostrada uma revisão sobre sensores de temperatura e pressão utilizando fibras convencionais, redes de Bragg e fibras de cristal fotônico. Finalmente são mostrados e discutidos os resultados dos experimentos com pressão em uma fibra de cristal fotônico de núcleo oco, para a qual foram identificados, caracterizados e reportados pela primeira vez bandgaps de ordem superior localizados na região visível do espectro, que são sensíveis à pressão. Aplicando-se pressão hidrostática na parte externa da fibra obteve-se variação de alguns dB na transmissão óptica para pressões de centenas de kgf/cm^2 , enquanto que quando a pressão era aplicada no interior dos buracos da fibra obteve-se variação semelhante para unidades de kgf/cm^2 . Também foi analisada a resposta da polarização da luz guiada, e portanto da birrefringência da fibra, à pressão interna. Em outra parte do trabalho experimental foi caracterizada a resposta à temperatura do deslocamento espectral dos bandgaps em fibras de bandgap fotônico. Foram caracterizadas as respostas de uma fibra de núcleo oco, uma fibra híbrida e uma fibra totalmente sólida com deslocamentos de até $36 \text{ pm/}^\circ\text{C}$ para fibras esticadas. Para a fibra totalmente sólida foi também caracterizada a influência da curvatura da fibra sobre os bandgaps e como o deslocamento devido à temperatura é afetado nessas condições. Para uma fibra esticada é apresentado um modelo para o cálculo aproximado do deslocamento dos bandgaps em função da temperatura obtendo-se resultados satisfatórios com o experimento. Na última parte do trabalho são apresentadas as conclusões finais.

Palavras-chave: *Fibras micro-estruturadas, Fibras de cristal fotônico, Sensores a fibra óptica, Sensores de pressão, Sensores de temperatura.*

ABSTRACT

In this dissertation the transmission properties of photonic crystal fibers are assessed under the influence of pressure and temperature for sensing applications. A review is given of the light propagation in conventional optical fibers and the effects of pressure and temperature on the refractive index of silica are studied. Photonic crystals in 1 and 2 dimensions are also studied. Then, microstructured fibers and photonic crystal fibers are addressed and their guidance properties and general applications are shown. A review is made of temperature and pressure sensors based on conventional fibers, Bragg gratings and microstructured and photonic crystal fibers described in the literature. Finally, results are shown and discussed of the experiments with the application of pressure on a hollow-core photonic crystal fiber, for which high-order bandgaps, in the visible spectral region, were identified and characterized for the first time. These bandgaps are shown to be pressure sensitive. Applying external hydrostatic pressure over the fiber, optical transmission variations of a few dB were observed for pressures of hundreds of kgf/cm², while when the fiber holes were internally pressurized a similar variation was achieved for units of kgf/cm². The response of light polarization, and hence of the fiber birefringence, to internal pressure was also analyzed.. In the other part of the experimental work, the temperature-induced bandgap spectral shift of photonic bandgap fibers was characterized. The response of a hollow-core fiber, a hybrid fiber and an all-solid fiber was characterized with bandgap shifts of up to 36 pm/°C in straight fibers. For the all-solid fiber the influence of bending over the bandgaps was characterized, as well as temperature-induced bandgaps shifts under these conditions. For a straight fiber, a simple model for the bandgap shift calculation is presented and showed good agreement with the experimental results. Closing the work, the conclusions are presented.

Keywords: *Microstructured Fibers, Photonic Crystal Fibers, Optical Fiber Sensing, Pressure Sensors, Temperature Sensors.*

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	8
2	PROPAGAÇÃO DA LUZ	10
2.1	PROPAGAÇÃO EM FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS.....	10
2.2	MODELO CLÁSSICO DE INTERAÇÃO ENTRE LUZ E MATÉRIA	14
2.3	EFEITOS DA TEMPERATURA E DA PRESSÃO SOBRE O ÍNDICE DE REFRAÇÃO NA SÍLICA.....	16
2.4	BIRREFRINGÊNCIA E POLARIZAÇÃO	18
2.5	DISPERSÃO	21
2.6	EFEITOS NÃO LINEARES	24
2.7	CRISTAIS FOTÔNICOS E REDES DE BRAGG.....	25
2.7.1	Cristais Fotônicos em 1 Dimensão	25
2.7.1.1	Redes de Bragg.....	27
2.7.2	Cristais Fotônicos em 2 Dimensões	30
3	FIBRAS MICROESTRUTURADAS E DE CRISTAL FOTÔNICO	33
3.1	FIBRAS COM GUIAMENTO POR REFLEXÃO INTERNA TOTAL.....	34
3.2	FIBRAS COM GUIAMENTO POR BANDGAP FOTÔNICO	37
3.2.1	Fibras de Núcleo Oco	39
3.2.1.1	Perdas em Fibras de Núcleo Oco.....	39
3.2.1.2	Birrefringência em Fibras de Núcleo Oco.....	42
3.2.2	Fibras Totalmente Sólidas	45
3.2.2.1	Modelos Para Estimativa da Posição Espectral dos Bandgaps	46
3.2.2.2	Perdas por Curvatura em Fibras PBG Totalmente Sólidas	50
3.3	FIBRAS COM GUIAMENTO HÍBRIDO.....	52
4	SENSORES A FIBRA ÓPTICA	53
4.1	SENSORES DE TEMPERATURA EM FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS.....	54
4.2	SENSORES DE PRESSÃO EM FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS	56
4.3	SENSORES DE TEMPERATURA BASEADOS EM FIBRAS MICROESTRUTURADAS	57
4.4	SENSORES DE PRESSÃO BASEADOS EM FIBRAS MICROESTRUTURADAS	58
5	SENSIBILIDADE À PRESSÃO DE UMA FIBRA DE BANDGAP FOTÔNICO DE NÚCLEO OCO	60

5.1	CARACTERIZAÇÃO DAS TRANSMISSÕES NO VISÍVEL DA FIBRA HC1550-02	61
5.2	EXPERIMENTO COM PRESSÃO EXTERNA.....	65
5.3	EXPERIMENTO COM PRESSÃO INTERNA.....	67
5.3.1	Efeitos da pressão interna sobre a polarização	69
5.4	EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE OS BANDGAPS NO VISÍVEL.....	73
6	SENSIBILIDADE À TEMPERATURA DE FIBRAS DE BANDGAP FOTONICO	74
6.1	EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE A FIBRA DE NÚCLEO OCO	74
6.2	EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE A FIBRA HÍBRIDA.....	75
6.3	EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE UMA FIBRA TOTALMENTE SÓLIDA	76
6.3.1	Efeitos da temperatura sobre os bandgaps com o aquecimento de uma seção da fibra	77
6.3.2	Efeitos da temperatura sobre os bandgaps com o aquecimento de todo o comprimento da fibra	79
7	CONCLUSÃO	82
	BIBLIOGRAFIA	84
	ANEXO	90

1 INTRODUÇÃO

O advento de uma nova classe de fibras ópticas, as fibras micro-estruturadas, trouxe novas possibilidades para o projeto e aplicação de fibras ópticas. Essas fibras podem ser projetadas e usadas, por exemplo, no controle de dispersão (KNIGHT, 2003; 2000), controle de polarização (DELGADO-PINAR, 2007), transmissão de pulsos de alta energia (KNIGHT, 2002), efeitos não-lineares (DUDLEY, 2006) e sensoriamento (SHI, 2008; CORDEIRO, 2007).

Os sensores baseados em fibras ópticas convencionais são bastante estudados e existem diversas soluções para sensores de temperatura, pressão, deslocamento, entre outros (KROHN, 2000; CULSHAW, 2004). O uso de fibras micro-estruturadas em sensores pode permitir a construção de sensores mais simples e/ou eficientes devido à liberdade de projeto das características dessas fibras.

A caracterização dessas fibras em relação às variações ambientais é fundamental para entender suas propriedades, identificar e propor novas aplicações no crescente mercado de sensores a fibra óptica. A projeção feita pela *Global Industry Analysts* estima que o mercado seja de mais de 650 milhões de dólares em 2010 (ANSCOMBE, 2008), o dobro do mercado em 2008. Por exemplo, a indústria petrolífera e de gás natural tem investido em sensores baseados em fibras ópticas para monitorar temperatura e pressão em reservatórios, a indústria civil tem investido em monitores de estresse em estruturas como pontes e colunas e a aviação explorando a leveza dos sensores a fibra óptica para monitorar o estresse em asas de avião. As características dos sensores a fibra óptica são ideais para os ambientes citados, são leves, pequenos e quimicamente inertes.

Contudo, as fibras microestruturadas ainda devem ser mais bem exploradas para aplicação comercial em sensoriamento. As fibras microestruturadas possuem características únicas de transmissão que podem ser exploradas para esse fim, tanto aprimorando técnicas existentes com fibras convencionais, por exemplo, criando fibras com maior birrefringência do que é possível com fibras convencionais, como também explorando características únicas como os bandgaps fotônicos e as fibras de núcleo oco.

Nessa dissertação as características de transmissão de uma fibra micro-estruturada de núcleo oco sob pressão e a transmissão em fibras de bandgap fotônico totalmente sólidas com a variação da temperatura são analisadas. Verificando como a transmissão, *bandgaps* e polarização variam sob essas condições, novos sensores de temperatura e pressão são propostos.

A dissertação está organizada da seguinte forma: no capítulo 2 são explicados fenômenos e conceitos importantes para compreensão dos capítulos posteriores. Nele são estudadas características fundamentais da propagação da luz e são definidos os principais parâmetros de propagação em fibras ópticas. No capítulo também é explicado o modelo clássico da interação entre a luz e a matéria que explica o índice de refração e em seguida é analisado o impacto da temperatura e da pressão sobre o índice de refração. Também são estudados efeitos que afetam a propagação, especificamente a birrefringência, a dispersão, e não linearidades. E por último é explicado o conceito de cristais fotônicos em uma dimensão, redes de Bragg e cristais fotônicos em duas dimensões.

No capítulo 3 são estudadas as fibras microestruturadas e fibras de cristal fotônico (PCF, do inglês *Photonic Crystal Fiber*), o capítulo é separado de acordo com o tipo de guiamento das fibras: as fibras de guiamento por reflexão interna total e por bandgap fotônico (PBG, *Photonic Bandgap*). Na seção sobre fibras de núcleo oco são caracterizados os modos de superfície e estudados os mecanismos de guiamento e perda. Na seção sobre fibras de bandgap fotônico totalmente sólidas são apresentados resultados do cálculo da estrutura de bandas e bandgaps e a caracterização de perdas devido à curvatura. No capítulo ainda são expostas as principais características, particularidades e aplicações dessas fibras.

O capítulo 4 explica os sensores a fibras ópticas, suas vantagens e o funcionamento de alguns sensores baseados em fibras ópticas convencionais e microestruturadas.

O capítulo 5 expõe o experimento realizado com uma PCF de núcleo oco para aplicação em sensoriamento de pressão. É apresentada a caracterização de bandgaps observados no visível e suas respostas à pressão. No capítulo também é apresentado a análise dos resultados e discussão dos processos físicos envolvidos.

O capítulo 6 expõe o experimento realizado com fibras PBG de núcleo oco, de guiamento híbrido e totalmente sólidas e suas respostas à temperatura.

No capítulo 7 são apresentadas as conclusões sobre os processos físicos envolvidos nos fenômenos experimentalmente observados e a viabilidade da construção de sensores práticos para temperatura e pressão.

2 PROPAGAÇÃO DA LUZ

Nesse capítulo será estudada a propagação da luz. Primeiramente serão estudadas as fibras ópticas convencionais e algumas de suas características de propagação de luz. Alguns parâmetros básicos de guiamento serão definidos, sendo úteis para os capítulos posteriores onde serão estudadas as fibras ópticas micro-estruturadas, algumas de suas características e aplicações especialmente em sensoriamento. Nesse capítulo ainda serão estudadas a dispersão, birrefringência e não-linearidades que em fibras microestruturadas são altamente ajustáveis através da escolha exata da estrutura. A última parte do capítulo mostra o estudo sobre o conceito de cristais fotônicos, necessário para o entendimento do confinamento da luz em fibras com guiamento por bandgap fotônico. Também serão estudadas as redes de Bragg, muito utilizadas para sensoriamento.

2.1 PROPAGAÇÃO EM FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS

As fibras ópticas convencionais estão atualmente bem estabelecidas e possuem diversas aplicações em telecomunicações (O'MAHONY, 2006) e sensoriamento (CULSHAW, 2004).

A figura 1(a) ilustra uma fibra óptica convencional com dimensões típicas de uma fibra usada em telecomunicações. Tais fibras são compostas de uma casca de sílica, com índice de refração n_2 , em volta de um núcleo de sílica dopada (normalmente com germânio) com índice de refração n_1 , essa dopagem do núcleo torna $n_1 > n_2$. Nessas condições o confinamento da luz no núcleo da fibra é explicado pela óptica geométrica através de um fenômeno conhecido como reflexão interna total (TIR, do inglês *Total Internal Reflection*) que ocorre quando a luz que se propaga em um meio com certo índice de refração atinge uma interface com um meio de índice de refração menor, em um ângulo maior que o ângulo crítico θ_c dado através da lei de Snell:

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (1)$$

O fenômeno descrito acima é ilustrado na figura 1(b). O raio vermelho atinge a interface em um ângulo menor que o ângulo crítico e é parcialmente refletido, já o raio azul atinge a interface com ângulo maior que o ângulo crítico, sendo totalmente refletido.

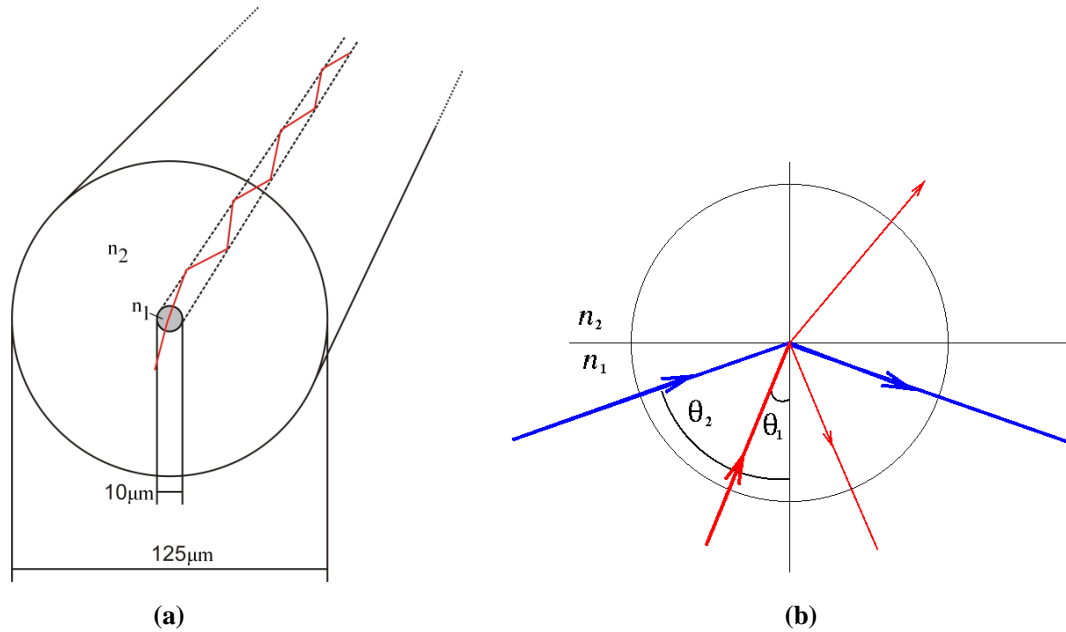


Figura 1. (a) Fibra óptica convencional com dimensões aproximadas e em vermelho a representação de um raio se propagando por reflexão interna total. (b) Esquema de reflexão interna total. O raio vermelho possui ângulo de incidência menor que o ângulo crítico e o raio azul ângulo de incidência maior.

A propagação da luz em uma determinada frequência em uma fibra convencional é descrita através da solução da equação de Helmholtz com condições de contorno cilíndricas (BUCK, 1995). A equação de Helmholtz descreve a propagação de ondas eletromagnéticas, pode ser derivada a partir das equações de Maxwell e é mostrada na equação 2 para o vetor campo elétrico fasorial \mathbf{E} . A equação vale analogamente para o campo magnético \mathbf{H} (equação 3).

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (3)$$

Onde k é o módulo do vetor de onda (ou número de onda) definido como:

$$k = \omega \sqrt{\mu \epsilon} = \frac{\omega}{v} \quad (4)$$

Na equação acima ω é a frequência angular da onda eletromagnética, μ a permeabilidade magnética do meio, ϵ a permissividade elétrica e v a velocidade de fase da luz no meio.

O vetor de onda no núcleo da fibra pode ser decomposto em componentes ortogonais conforme a figura 2.

O vetor de onda ($k_1 = n_1 k_0$) é decomposto de forma que $k_1^2 = \beta^2 + \beta_t^2$, com $\beta_t^2 = \beta_r^2 + \beta_\phi^2$, sendo $k_0 = 2\pi/\lambda$ número de onda da luz com comprimento de onda λ no vácuo.

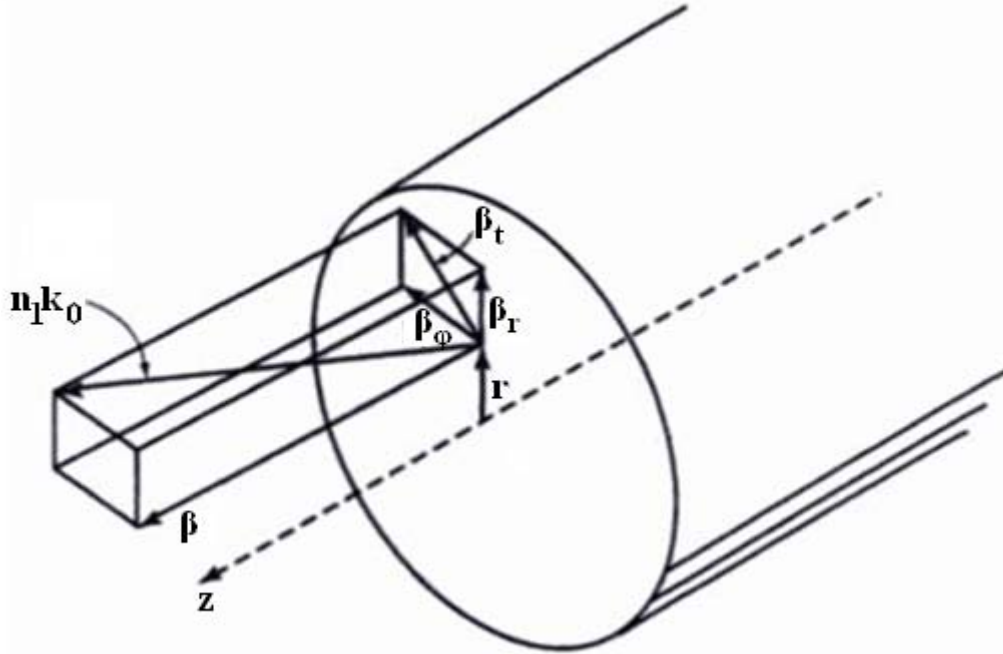


Figura 2. Decomposição vetorial do vetor de onda no núcleo da fibra (BUCK, 1995).

Assumindo que o campo elétrico tem uma evolução longitudinal ao longo do eixo z do tipo $\exp(-j\beta z)$, o vetor campo elétrico tem a forma:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(r, \varphi) \exp(-j\beta z) \quad (5)$$

Substituindo na equação 2 e aplicando o Laplaciano para a componente z do campo elétrico:

$$\nabla_t^2 E_{z1} + (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) E_{z1} = 0, \quad r \leq a \quad (6)$$

$$\nabla_t^2 E_{z2} + (n_2^2 k_0^2 - \beta^2) E_{z2} = 0, \quad r \geq a \quad (7)$$

Nas equações 6 e 7, ∇_t^2 é o Laplaciano transversal em coordenadas cilíndricas (r, φ) , a é o raio do núcleo da fibra, os índices subscritos 1 referem-se a parâmetros do núcleo e 2 à casca e E_z é a componente z do campo elétrico. A solução para a componente radial dessa equação é uma função de Bessel e a condição para o guiamento da luz ocorre quando há uma ressonância transversal no núcleo dos raios que refletem na interface entre o núcleo e a casca.

Das equações 6 e 7 nota-se que os valores de β para essa condição devem estar entre $n_2 k_0 < \beta < n_1 k_0$. De forma que no núcleo $\beta_{t1} = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$ será um número real e na casca $\beta_{t2} = (n_2^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$ será um número imaginário indicando que na casca o campo decai exponencialmente na direção radial enquanto se propaga na direção z . O campo nessa região é chamado de campo evanescente.

A solução completa e detalhada para o guiamento em fibras pode ser encontrada, por exemplo, em (SNYDER, 1983), (BUCK, 1995), (MARCATILI, 1964), usando as equações de Maxwell para encontrar todas as componentes de campo elétrico e magnético em função de E_z . Usando a condição de que os campos devem ser contínuos na interface entre o núcleo e a casca chega-se à seguinte equação de auto-valores, conforme (BUCK, 1995):

$$\left(\frac{J'_q(u)}{u J_q(u)} + \frac{K'_q(w)}{w K_q(w)} \right) \left(\frac{n_1^2 J'_q(u)}{n_2^2 u J_q(u)} + \frac{K'_q(w)}{w K_q(w)} \right) = q^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (8)$$

Na equação 8, $u = \beta_{t1} a$, $w = |\beta_{t2}| a$, J_q é a função de Bessel de primeira espécie e ordem q , J'_q indica sua derivada, K_q é a função modificada de Bessel de segunda espécie e ordem q , K'_q sua derivada e $q = \beta_\phi r$ é um número inteiro, que vem da condição física que $2\pi q = 2\pi r \beta_\phi$, ou seja, uma volta de circunferência $2\pi r$ em β_ϕ tem uma mudança de fase múltipla de 2π .

A solução dessa equação para fibras convencionais pode ser encontrada graficamente, com a aproximação que leva em conta o baixo contraste de índice de refração entre núcleo e casca das fibras convencionais (normalmente $\Delta n = (n_1^2 - n_2^2)/(2n_1^2) < 1\%$), outra forma é resolver numericamente. A solução permite encontrar os modos de propagação suportados pela estrutura, que são diferentes distribuições do campo eletromagnético na fibra, e suas respectivas constantes de propagação β . A partir da constante de propagação é possível calcular o índice efetivo de propagação como:

$$n_{ef} = \frac{\beta}{k_0} \quad (9)$$

A fibra pode suportar mais de um modo, cada um com uma constante de propagação. Outro importante parâmetro, que permite encontrar a frequência de corte para cada modo, ou seja a frequência a partir da qual a fibra passa a guiar o respectivo modo, é o parâmetro V :

$$V = (u^2 + w^2)^{1/2} = a k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (10)$$

Uma fibra que guia apenas um modo possui $V < 2,405$, que é o primeiro zero da função de Bessel, note que o modo fundamental não possui frequência de corte. Alguns modos na fibra possuem mesma constante de propagação, esses modos são chamados modos degenerados. Em fibras com baixo contraste de índice é possível expressar os modos degenerados em termos de modos linearmente polarizados, nos quais a polarização resultante da superposição desses modos é linear.

2.2 MODELO CLÁSSICO DE INTERAÇÃO ENTRE LUZ E MATÉRIA

O campo elétrico da luz ao se propagar por um material cria uma força sobre os elétrons do meio, forçando-os a oscilar enquanto cargas vizinhas (núcleos e íons) criam uma força de restauração. Esse deslocamento e oscilação periódica das cargas criam um momento de dipolo que varia com essa oscilação emitindo radiação na mesma frequência. Esse é o modelo clássico que descreve a interação da luz com a matéria (HECHT, 2001; BUCK, 1995).

Considerando um oscilador com um elétron teremos o campo elétrico da luz atuando sobre o elétron gerando uma força $\mathbf{F}_e = q\mathbf{E}$, em que q é a carga do elétron e \mathbf{E} o campo elétrico. Haverá uma força de restauração $\mathbf{F}_r = k_r\mathbf{x}$, em que \mathbf{x} é o deslocamento do elétron e k_r é uma constante análoga à força de restauração em molas. Existe também uma força de amortecimento $\mathbf{F}_a = m\mathbf{v}\zeta$, em que m é a massa do elétron, \mathbf{v} sua velocidade e ζ a constante de amortecimento que modela a influencia de átomos vizinhos sobre o elétron. Dessa forma a equação da força sobre o elétron é:

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} + m\zeta \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} + k_r \mathbf{x} = q\mathbf{E} \quad (11)$$

Sendo o campo elétrico da luz de frequência angular ω dado por: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(j\beta z - j\omega t)$, a oscilação do elétron em um meio isotrópico segue a oscilação, tal que $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 \exp(j\beta z - j\omega t)$. Substituindo na equação 11 e sendo a frequência de ressonância do oscilador $\omega_0 = \sqrt{k_r/m}$ obtém-se a equação 12:

$$\mathbf{x} = \frac{q\mathbf{E}}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + j\omega\zeta} \quad (12)$$

A polarização do meio para N elétrons por unidade de volume é $\mathbf{P} = N \cdot q \cdot \mathbf{x} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$, onde ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo e χ é definido como a susceptibilidade elétrica do material.

$$\chi = \chi' - j\chi'' = \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m} \frac{(\omega_0^2 - \omega^2) - j\omega\zeta}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\zeta^2} \quad (13)$$

Sendo o índice de refração do material $n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}}$ (considerando que em dielétricos $\mu \approx \mu_0$) e a permissividade do meio $\epsilon = \epsilon_0 + \frac{\mathbf{P}}{\mathbf{E}}$, chega-se à equação para o índice de refração levando em conta que o material apresenta i frequências de ressonância:

$$n^2 = 1 + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m} \sum_i \frac{f_i}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2) + j\omega\zeta} = 1 + \sum_i \chi_i \quad (14)$$

Na equação acima f_i é um fator de ponderação, tal que $\sum_i f_i = 1$. O resultado dessa equação será um número complexo de forma que o índice de refração será $n = n' + jn''$, com n' ligado ao número de onda $k = n'k_0$ e o n'' ao coeficiente de atenuação $\alpha = |n''|k_0$.

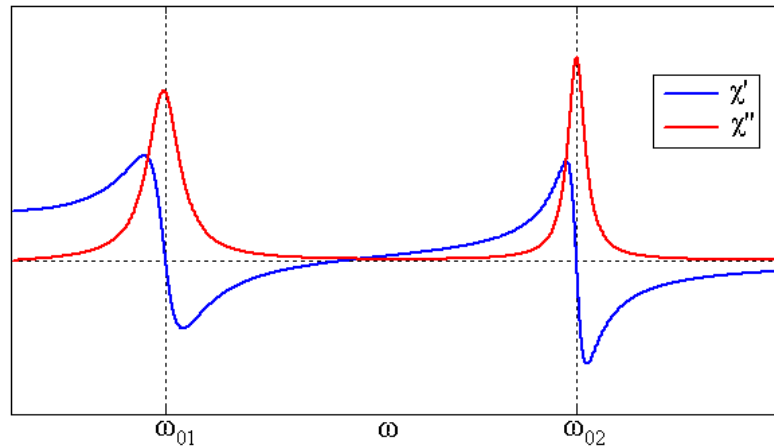


Figura 3. Parte real (χ') e imaginária (χ'') da susceptibilidade para um meio com duas frequências de ressonância.

Longe da ressonância, χ'' é aproximadamente zero, conforme mostrado no gráfico da figura 3 para as partes real χ' e imaginária χ'' da susceptibilidade para um material com duas frequências de ressonância. As frequências de ressonância para sílica estão nos comprimentos de onda próximos de 68 nm, 116 nm e 9.9 μm (BUCK, 1995), portanto para as aplicações

estudadas nessa dissertação, tanto para telecomunicações quanto para sensoriamento, o índice de refração da sílica pode ser considerado um número real: $n = (1 + \sum_i \chi'_i)^{1/2}$. A figura 4 mostra a variação calculada do índice de refração da sílica em função do comprimento de onda $\lambda = 2\pi c/\omega$, onde c é a velocidade da luz no vácuo.

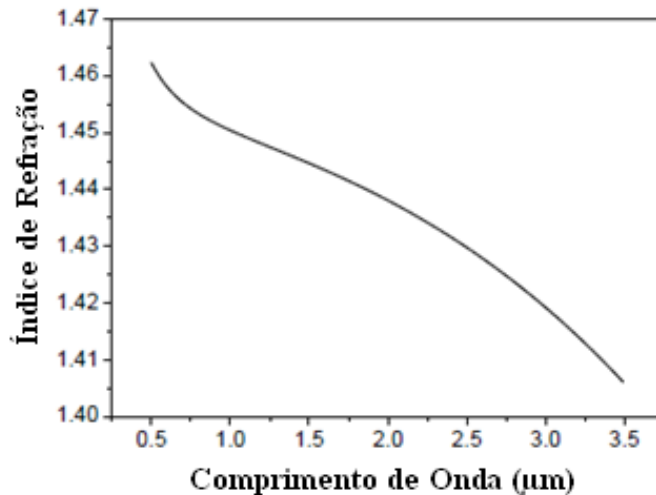


Figura 4. Índice de refração da sílica em função do comprimento de onda (BUCK, 1995).

2.3 EFEITOS DA TEMPERATURA E DA PRESSÃO SOBRE O ÍNDICE DE REFRAÇÃO NA SÍLICA

A temperatura e a pressão afetam os materiais nos níveis eletrônicos e moleculares e, conseqüentemente, na maneira como o meio responde ao campo elétrico da luz.

Na sílica o aumento da temperatura aumenta o índice de refração. A figura 5(a) mostra o índice de refração da sílica calculado com uma aproximação da equação 14 e os parâmetros encontrados em (GHOSH, 1994), para as temperaturas de 20° C e 45° C e 471° C. A taxa de variação do índice com a temperatura é conhecida como coeficiente termo-óptico.

Chang (CHANG, 2000) reporta um coeficiente termo-óptico $dn/dT = 9.2 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ em 1558nm e Othonos (OTHONOS, 1997) um valor de aproximadamente $8.6 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ na região de 1550 nm a temperatura ambiente. O gráfico da figura 5(b) mostra valores do coeficiente termo-óptico em função do comprimento de onda para as temperaturas de 2 °C e 27°C, calculados e ajustados com dados experimentais por (LEVITON, 2006).

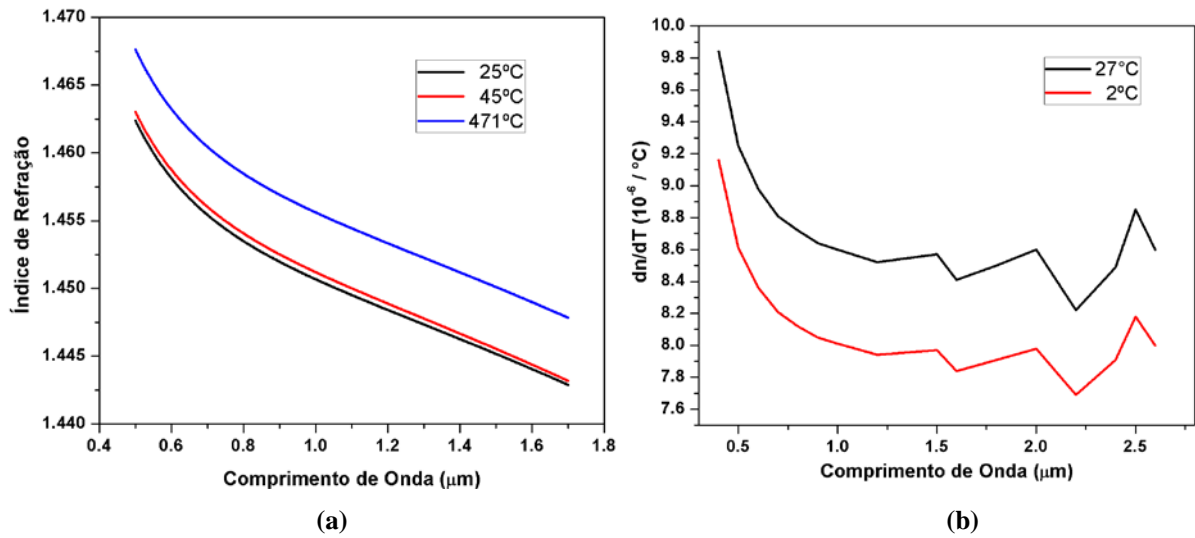


Figura 5. (a) Índice de refração em função do comprimento de onda para diferentes temperaturas. (b) Coeficiente termo-óptico da sílica em função do comprimento de onda para diferentes temperaturas.

O aumento da pressão também causa o aumento do índice de refração. A figura 6(a) mostra a variação do índice de refração para pressão atmosférica até 200 MPa calculada e ajustada com dados experimentais (KOCH, 2001). A figura 6(b) mostra dados experimentais do coeficiente dn/dP em função do comprimento de onda (GHOSH, 1998). Para comprimentos de onda de 1 μm , segundo esses valores exibidos, $dn/dP = 1.75 \times 10^{-6} (\text{kgf}/\text{cm}^2)^{-1}$.

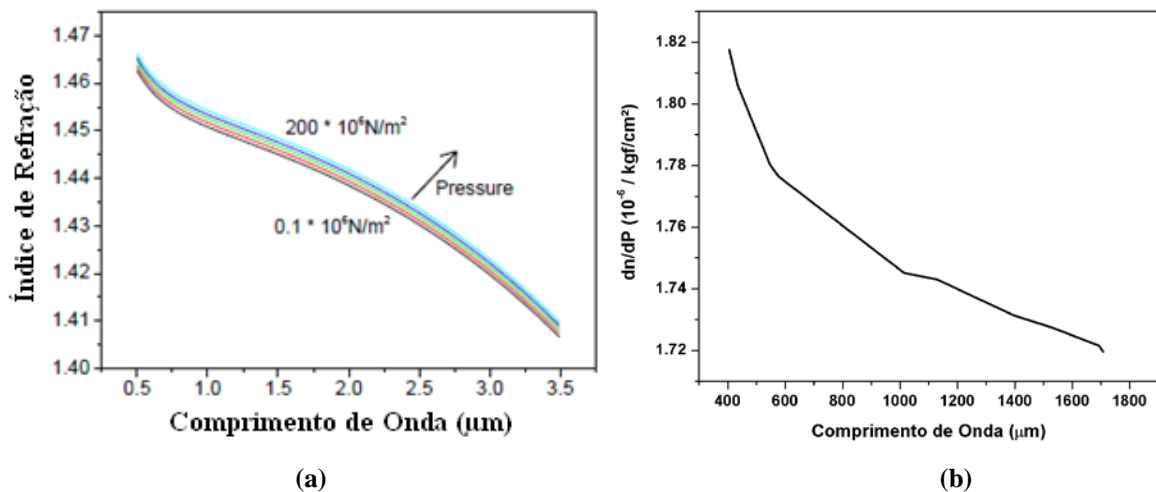


Figura 6. (a) Índice de refração em função do comprimento de onda variando-se a pressão (KOCH, 2001). (b) Coeficiente de variação do índice de refração com a pressão em função do comprimento de onda da luz.

2.4 BIRREFRINGENCIA E POLARIZAÇÃO

A birrefringencia é um efeito que ocorre quando a resposta do meio por onde a luz se propaga é diferente para cada orientação da polarização da luz. Isso pode ser entendido através de uma adaptação do modelo descrito na seção 2.2. Naquele caso foi assumido um meio isotrópico de forma que a resposta do material ao campo elétrico nos 3 eixos ortogonais eram idênticas, porém um material pode apresentar respostas oscilatórias diferentes para cada direção quando excitado pelo campo elétrico da luz, seja por características intrínsecas à sua estrutura molecular, ou por tensões mecânicas. No caso das fibras ópticas a birrefringência também pode ser determinada pela simetria do núcleo (um núcleo elíptico, por exemplo).

Seja pela simetria do núcleo ou tensões mecânicas, as fibras birrefringentes possuem dois eixos principais, com constantes de propagação diferentes. Para a luz com polarização alinhada com cada eixo, há um eixo para o qual a luz viaja mais rápido, chamado eixo ordinário e um para o qual a luz é mais lenta, chamado eixo extraordinário.

O grau de birrefringência de fase pode ser medido pela diferença do índice efetivo entre os dois eixos principais (x e y, conforme indicam índices sobrescritos):

$$B = n_{ef}^x - n_{ef}^y \quad (15)$$

A birrefringência de grupo B_g é calculada da mesma maneira, mas usando-se os índices efetivos de grupo (a relação entre os índices de fase e de grupo é dada pela equação 19), de fato essa é a birrefringência encontrada experimentalmente (ALAM, 2005).

$$B_g = n_{ef_g}^x - n_{ef_g}^y = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda} \quad (16)$$

O estado de polarização da luz pode ser representado através de um ponto sobre a superfície da esfera de Poincaré, mostrada na figura 7, em que cada ponto da superfície representa um estado de polarização. Na linha equatorial, destacada em verde, estão os estados linearmente polarizados, o H representa uma polarização horizontal e o V uma polarização vertical. Também estão marcadas as polarizações em -45° e 45° . Na linha destacada em azul, nos pontos R a polarização é circular à direita (R, do inglês *Right*) e L circular à esquerda (L, do inglês *Left*). Fora destes pontos destacados e da linha equatorial (verde) são representadas as polarizações elípticas.

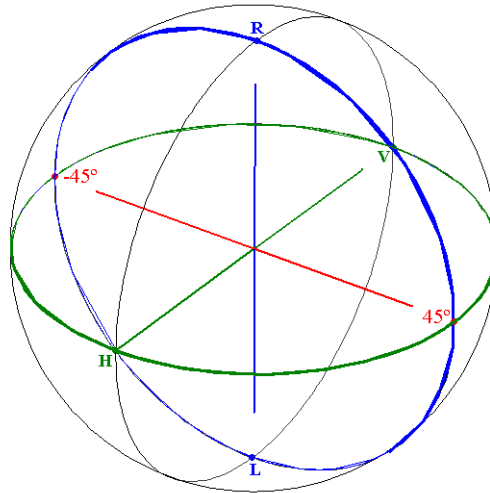


Figura 7. Esfera de Poincaré.

Quando luz linearmente polarizada é acoplada a 45° em relação aos eixos principais de polarização da fibra birrefringente, o campo elétrico pode ser representado como a decomposição vetorial em cada eixo principal e terão a mesma intensidade e mesma fase, como pode ser visto na figura 8(a). Para esse caso o estado de polarização pode ser representado na esfera de Poincaré no ponto -45° . Na figura 8 a curva verde representa a polarização horizontal (ponto H da esfera), a curva vermelha representa a polarização vertical (ponto V) e a curva azul a polarização resultante. Como em cada eixo a luz se propaga a uma velocidade diferente, haverá um acúmulo de fase relativa Φ entre os dois eixos e como efeito a luz sofrerá uma rotação na polarização. Conforme a luz se propaga, a diferença de fase aumenta e isso é representado na esfera com um deslocamento sobre a linha azul (para esse caso, em que a polarização linear inicial é -45°). Caso o acúmulo de fase relativa esteja entre 0 e $\pi/2$ a polarização de saída será elíptica. Quando o acúmulo de fase é $\pi/2$ a polarização de saída é circular. No caso da figura 8(b) a polarização vertical sofreu um atraso de $\pi/2$ em relação ao eixo horizontal e a polarização resultante é circular à direita (ponto R da esfera).

Quando $\pi/2 < \Phi < \pi$ a polarização resultante é elíptica, até se tornar novamente linear, no ponto 45° na esfera, quando $\Phi = \pi$. Para $\pi < \Phi < 3\pi/2$, a polarização é elíptica à esquerda, em $\Phi = 3\pi/2$ circular à esquerda. Entre $3\pi/2 < \Phi < 2\pi$ elíptica à esquerda e quando $\Phi = 2\pi$ a polarização volta a -45° , o seu estado inicial. O comprimento de fibra necessário para que isso ocorra é definido como “comprimento de batimento” L_b e é dado por (THYAGARAJAN, 1992):

$$L_b = \frac{\lambda}{B} \quad (17)$$

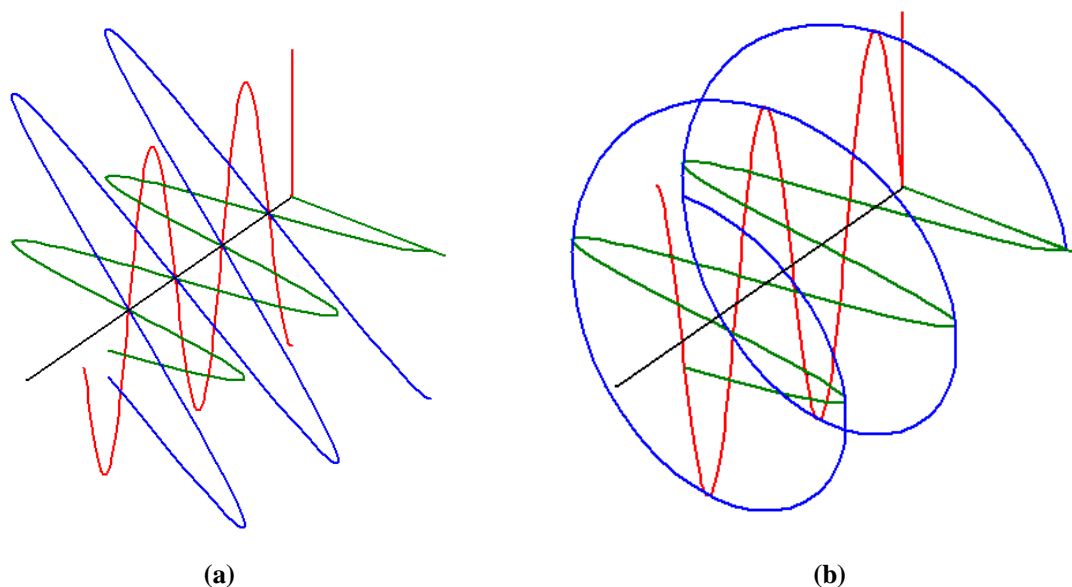


Figura 8. Representação do campo elétrico se propagando na direção do eixo de cor preta. Em verde e vermelho estão os campos ao longo dos eixos principais de birrefringência e em azul a polarização resultante. (a) luz linearmente polarizada. (b) luz circularmente polarizada à direita.

Quanto maior a birrefringência menor o comprimento de fibra necessário para rodar a polarização e retorná-la ao seu estado inicial e, devido à grande diferença das constantes de propagação, menor o acoplamento de energia entre os modos perpendiculares de polarização.

Quando a polarização linear de entrada está em algum ângulo Φ diferente de 45° com relação aos eixos de birrefringência e não paralelo a nenhum eixo principal ocorrerá fenômeno semelhante, porém a polarização nunca se tornará circular, ficando apenas elíptica e linear com ângulo $\pm \Phi$. Quando a luz é acoplada com polarização paralela a um dos eixos principais ela permanecerá linearmente polarizada nessa direção. Isso é explorado em fibras mantenedoras de polarização.

Na figura 9 são mostradas fibras mantenedoras de polarização, os eixos de birrefringência são criados colocando-se materiais que criam um estresse no núcleo da fibra ao longo de toda sua extensão. Uma técnica usada para criar essas regiões consiste na dopagem com boro que gera um aumento do coeficiente de dilatação térmica, isso cria a tensão quando a fibra é resfriada após os processos de aquecimento e puxamento (CARTER, 2004). Na figura ainda estão destacados os eixos de polarização, rápido e lento. O comprimento de batimento para esses tipos de fibra está normalmente entre 2.5 e 4 mm, para comprimentos de onda de $1,3 \mu\text{m}$ (FUJIKURA, 2009).

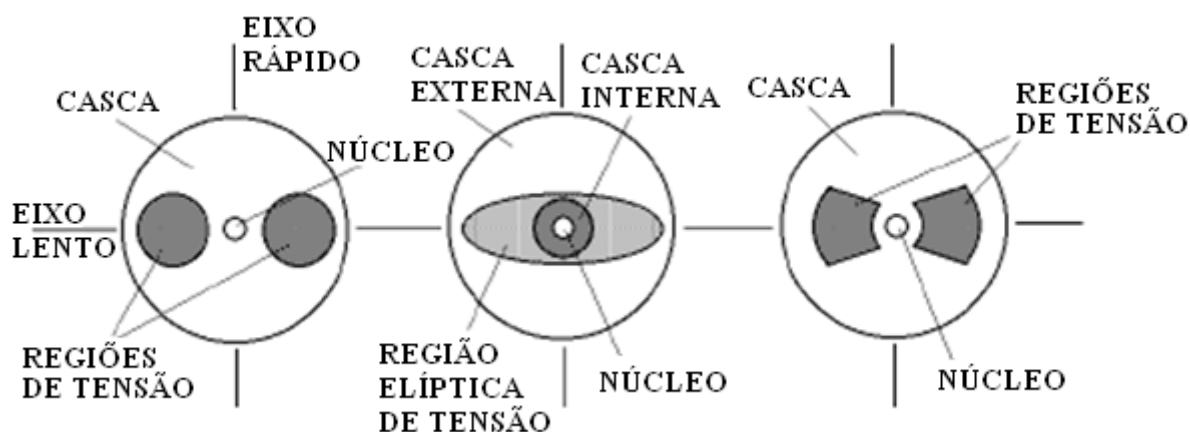


Figura 9. Fibras mantenedoras de dispersão (ABE, 2002)

Outro fenômeno que pode ocorrer em relação à polarização é a perda dependente da polarização, em que a atenuação em um dos eixos é maior que a atenuação no eixo perpendicular. Na esfera de Poincaré isso pode ser visto como um deslocamento do ponto que representa a polarização na direção dos pontos H (quando a atenuação no eixo vertical é maior) ou V (quando a atenuação no eixo horizontal é maior).

2.5 DISPERSÃO

A dispersão ocorre quando diferentes componentes da luz se propagam em velocidades diferentes, ou seja, com constantes de propagação diferentes. Em fibras ópticas isso pode ocorrer devido à dispersão cromática do material e/ou do guia de onda, à dispersão modal e à dispersão dos modos de polarização.

A dispersão modal ocorre em fibras multimodo, uma vez que cada modo viaja com uma constante de propagação (β) diferente, conforme discutido na seção 2.1. Os modos de mais alta ordem terão coeficientes de propagação menores, o que significa um índice efetivo menor e a luz, portanto, viaja com uma velocidade maior. Essa dispersão não acontece nas fibras monomodo.

Mesmo em fibras monomodo dois modos fundamentais com polarizações ortogonais são suportados. Para uma fibra perfeitamente simétrica eles se propagariam à mesma velocidade (modos degenerados), porém devido a imperfeições, assimetrias e estresses que induzem uma birrefringência na fibra eles podem se propagar com velocidades diferentes. Em fibras nas quais a birrefringência é residual e não proposital, condições locais geram uma birrefringência aleatória ao longo da fibra, o que gera a dispersão entre modos de polarização. Fibras mantenedoras de polarização introduzem propositalmente uma assimetria ou estresse

regular na fibra, como as fibras da figura 9, que fixa os eixos e valores de birrefringência de modo que a luz transmitida em um dos eixos principais manterá essa polarização.

A dispersão cromática acontece devido à variação do índice de refração do meio (ou do índice efetivo do modo) em função da frequência da luz, como fica claro na equação 14 e na figura 4. Dessa forma um pulso com largura de linha espectral $\Delta\omega$ será alargado ou comprimido conforme as frequências dentro do pulso se propagam em velocidades diferentes. Para os efeitos da dispersão cromática é importante levar em conta a velocidade de grupo, que é a velocidade com que a envoltória do pulso se propaga. A velocidade de fase é a velocidade com que uma única frequência se propaga e é definida conforme a equação 4. Porém mesmo os lasers considerados monocromáticos possuem uma largura de linha $\Delta\omega$. Modulações temporais na luz decorrentes dessa largura de linha se propagando com a velocidade de grupo, definida como $v_g = d\omega/dk$. Sendo $k = nk_0$ e $k_0 = \omega/c$, em que n é o índice de refração do meio e c é a velocidade da luz no vácuo. Assim a velocidade de grupo pode ser escrita como:

$$v_g = \left(n \frac{dk_0}{d\omega} + k_0 \frac{dn}{d\omega} \right)^{-1} = c \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)^{-1} \quad (18)$$

No caso da propagação da luz na fibra óptica utiliza-se a constante de propagação $\beta = n_{ef}k_0$ e $v_g = d\omega/d\beta$.

A velocidade de fase da luz em um meio é $v = c/n$; na equação 18 é possível identificar o índice de refração de grupo $n_g = \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right)$, que também pode ser escrito em função do comprimento de onda da luz no vácuo (λ), considerando que $\lambda = 2\pi c/\omega$ Assim o índice de refração de grupo será:

$$n_g = \left(n + \omega \frac{dn}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} \right) = \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (19)$$

A figura 10(a) mostra o índice de refração de grupo para sílica e sílica dopada com 13,5% de germânio. No gráfico é possível distinguir duas regiões, uma para valores de $\lambda < \sim 1,3 \mu\text{m}$, onde o índice de refração de grupo decresce com o aumento de λ , e outra região, para $\lambda > \sim 1,3 \mu\text{m}$, onde o oposto acontece. Isso está associado, respectivamente, à dispersão normal (comprimentos de onda maiores se propagam mais rápido que os menores) e anômala (ocorre o oposto, os comprimentos de onda menores se propagam mais rápido). Em $\lambda = \sim 1,3$

μm , está o zero de dispersão da sílica. Estas regiões podem ser facilmente percebidas no gráfico (b) da figura 10 na curva para dispersão do material D_m .

A dispersão do material é a taxa de variação do tempo de atraso de grupo por unidade de comprimento, $\tau_g = 1/v_g$, com o comprimento de onda da luz:

$$D_m = \frac{d\tau_g}{d\lambda} = \frac{1}{c} \frac{dn_g}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (20)$$

Em fibras ópticas o efeito do confinamento da luz também gera uma dispersão, a dispersão do guia de onda D_w , que depende dos índices de refração de casca e núcleo, do comprimento de onda da luz, do tamanho do núcleo através da frequência normalizada V , definida na equação 10, e o parâmetro $b = w^2/V^2$ (sendo $w = |\beta_{c2}|a$) relacionado à constante de propagação transversal na casca. Para uma fibra convencional a dispersão do guia de onda é (KOCH, 2001):

$$D_w = -\frac{n_1 - n_2}{\lambda c} V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (21)$$

A partir da equação 21 é possível perceber que maior será a dispersão do guia de onda quanto maior for a diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca e a dispersão também está ligada à proporção de luz que se propaga no núcleo e na casca.

A figura 10(b) (KOCH, 2001) mostra a dispersão do material, a dispersão do guia de onda e a dispersão total $D = D_m + D_w$ para uma fibra monomodo convencional de telecomunicações. Note que alterando os parâmetros físicos da fibra é possível controlar a dispersão, por exemplo, deslocar o zero de dispersão.

Os efeitos da dispersão podem ser notados na propagação de pulsos, esses possuem uma determinada largura espectral $\Delta\omega$ e serão alargados ou comprimidos de acordo com a distribuição temporal das frequências e a dispersão do meio. Seus efeitos são importantes em telecomunicações (GRUNER-NIELSEN, 2005), uma vez que o alargamento do pulso pode interferir em bits vizinhos, e seus efeitos também são explorados para geração de efeitos não lineares e compressão de pulsos (VARALLYAY, 2007).

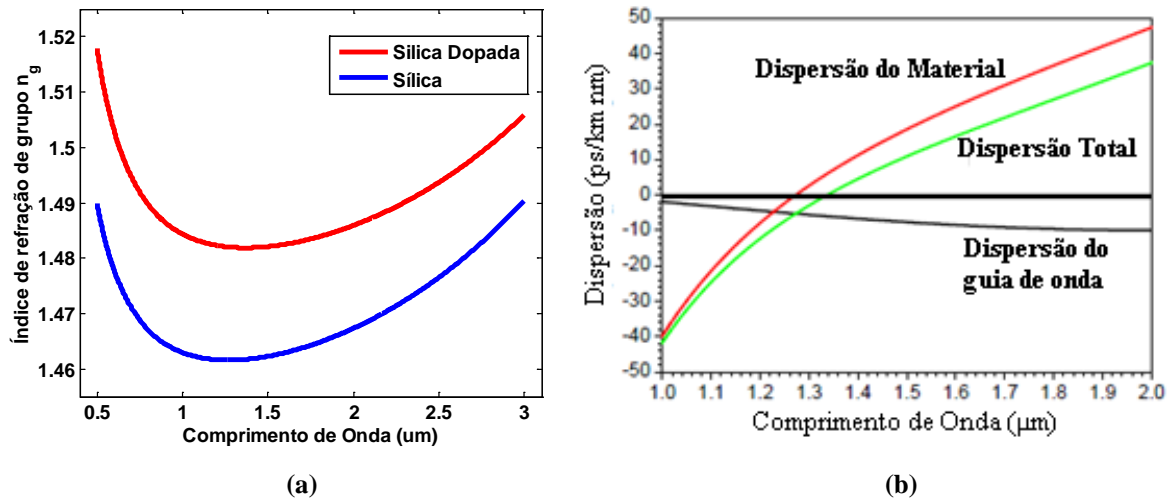


Figura 10 –(a) Índice de refração de grupo para sílica e sílica dopada com 13.5 % de germânio. (b) Dispersão do material, dispersão do guia de onda e dispersão total em uma fibra convencional (KOCH, 2001).

2.6 EFEITOS NÃO LINEARES

Os efeitos não lineares ocorrem quando a resposta da polarização do material ao campo elétrico da luz não é mais proporcional ao campo elétrico da luz: $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}$, como visto na seção 2.2. Isso ocorre quando a intensidade (potência por unidade de área) da luz é tal que o campo elétrico desta torna-se uma fração não desprezível dos campos atômicos que confinam os elétrons. Nesse caso a resposta do meio deve ser expressa com uma expansão em série de Taylor:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi \mathbf{E} + \chi_2 \mathbf{E}^2 + \chi_3 \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (22)$$

Considerando o campo elétrico da luz como $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t}$, percebe-se nos termos de ordem superior que a polarização do material oscila em frequências diferentes às do campo elétrico da luz incidente. Esse modelo é a base para explicar efeitos como, por exemplo, a geração de segundo harmônico e automodulação de fase na propagação de pulsos de luz, fenômeno que causa alargamento do espectro devido à variação da fase em função do tempo ocasionando a criação de menores frequências na frente do pulso, e de maiores frequências na parte de trás (temporalmente). Quando esse fenômeno ocorre em um meio com dispersão anômala pode ocorrer um equilíbrio entre a dispersão e a automodulação de fase gerando um pulso que não altera seu formato ao propagar, tal pulso é chamado sóliton.

Devido a suas características particulares (que serão mostradas no capítulo 3) as PCFs trouxeram grandes avanços para geração de efeitos não lineares em fibras ópticas.

Detalhes sobre efeitos não lineares podem ser encontrados em (AGRAWAL, 2006).

2.7 CRISTAIS FOTÔNICOS E REDES DE BRAGG

Um cristal é uma substância sólida cujas moléculas e/ou átomos estão organizadas ordenadamente, formando um padrão periódico. Esse padrão periódico cria um potencial periódico que será sentido por um elétron se propagando no cristal. Os elétrons se propagam como uma onda, com um vetor de onda \mathbf{k}_e , porém a estrutura periódica não permite a propagação de determinadas ondas, formando zonas proibidas, os bandgaps eletrônicos (POLLOCK, 1993). Por exemplo, um bandgap eletrônico existente entre a banda de valência e a banda de condução em semicondutores.

Fenômeno análogo ocorre com os fótons quando a luz encontra uma estrutura periódica. Essa estrutura é feita variando-se o índice de refração da estrutura periodicamente, formando um cristal fotônico (JOANNOPOULOS, 1995). A estrutura periódica no cristal fotônico pode estar em 1, 2 ou nas 3 dimensões espaciais. A figura 11 mostra esquematicamente cada tipo de estrutura, onde cada cor representa um índice de refração. Algumas características dos cristais fotônicos em 1 e 2 dimensões serão expostos nas seções seguintes.

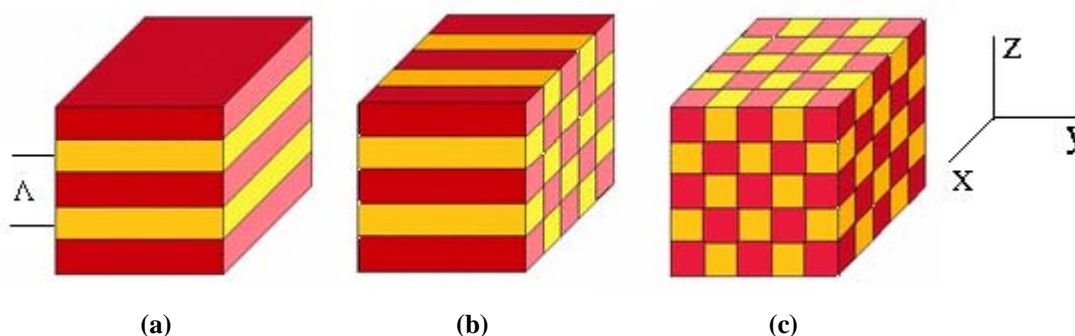


Figura 11 – Cristais fotônicos: (a) 1 dimensão: direção z; (b) 2 dimensões: x e z; (c) nas 3 dimensões

2.7.1 Cristais Fotônicos em 1 Dimensão

Os cristais fotônicos em uma dimensão (figura 11(a)) são formados por uma estrutura periódica (com período Λ) de camadas alternadas de materiais com índices de refração

diferentes. Sendo uma estrutura periódica, pode-se definir a zona de Brillouin $2\pi/\Lambda$, no domínio dos vetores de onda \mathbf{k} , relacionado à periodicidade do cristal.

Conforme os modos eletromagnéticos se propagam no cristal teremos as chamadas relações de dispersão vistas no gráfico da figura 12, que mostram a frequência normalizada ($\omega\Lambda/2\pi c$) em função do vetor de onda normalizado ($k\Lambda/2\pi$) e que resultam, respectivamente, em Λ/λ em função de Λ/λ_c , sendo λ o comprimento de onda da luz no vácuo e λ_c o comprimento de onda no cristal fotônico.

Considerando uma onda se propagando perpendicularmente aos planos (direção z), para vetores de onda próximos às extremidades da zona de Brillouin, ou seja, para $k = \pi/\Lambda$ as reflexões criam ondas estacionárias com comprimento de onda 2Λ . Nessa situação a diferença entre os modos de distribuição do campo eletromagnético possíveis, próximo às extremidades e no centro da zona de Brillouin, resulta nas zonas de bandgap, regiões onde não há valores de frequência da luz qualquer que seja o valor de k . No caso da figura 12, que corresponde a uma diferença entre os índices de refração de 2,6, na banda inferior ao bandgap a energia está mais concentrada no meio de maior índice de refração, por isso os valores de frequência são menores, enquanto que na banda superior ao bandgap a energia está menos concentrada e os valores de frequência são maiores. Quanto maior o contraste do índice de refração maior será a largura do bandgap, pois a diferença entre os modos estacionários para as duas bandas é maior (JOANNOPOULOS, 1995).

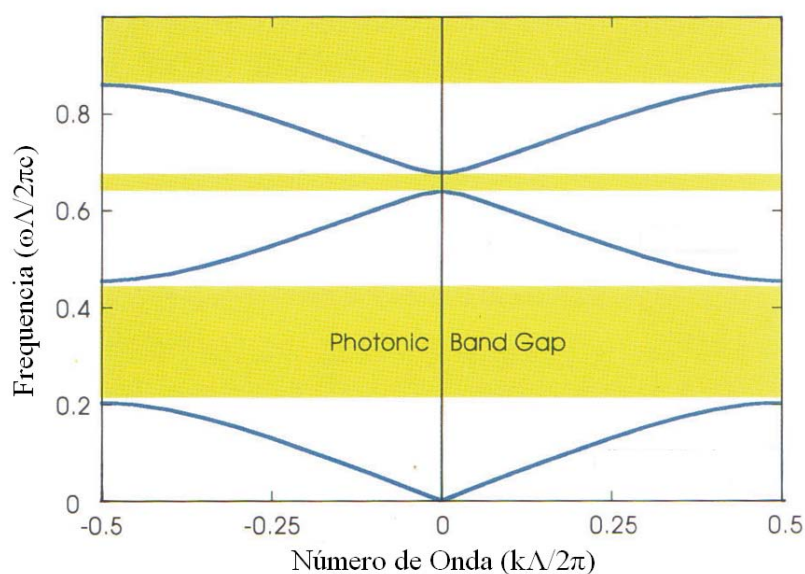


Figura 12. Gráfico de dispersão de um cristal fotônico em 1 dimensão, com contraste de índice de refração de 2,6, na zona de Brillouin e seus bandgaps fotônicos (JOANNOPOULOS, 1995).

Quando a luz com frequência na região de bandgap encontra o cristal fotonico ela será refletida pelos planos e o resultado é uma onda evanescente dentro do cristal no sentido de propagação.

Outra possibilidade dos cristais fotônicos é criar uma região que quebra a periodicidade do cristal, uma região de “defeito”, quando uma das camadas que compõe o cristal tem seu tamanho aumentado no centro do cristal, por exemplo. Esses defeitos podem permitir a existência de modos localizados com frequências dentro da zona do bandgap do cristal original, uma vez que as ondas são refletidas para a região do defeito (JOANNOPOULOS, 1995).

Uma última característica dos cristais fotônicos, importante para o entendimento dessa dissertação são os modos de superfície, onde a luz fica confinada na superfície do cristal fotônico, sendo que na direção z , em um sentido está o ar e no outro o cristal fotônico. A luz se propagando fora do eixo z , sendo $\mathbf{k} = k_x \hat{x} + k_z \hat{z}$, terá sua energia confinada na superfície do cristal quando sua frequência está abaixo da linha do ar na relação de dispersão (definida como $k/k_0 = 1$), ou seja, $n_{ef} > 1$, e os campos decaem em ambos os sentidos, no sentido que se encontra o ar devido à reflexão interna total e no sentido do cristal devido ao bandgap fotônico, conforme ilustrado na figura 13.

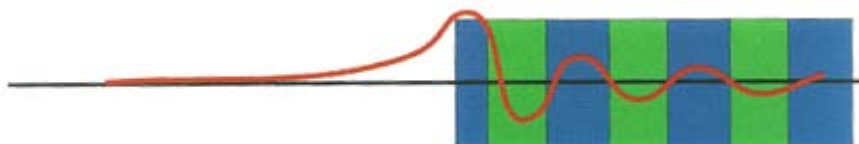


Figura 13. Distribuição do campo elétrico em um modo de superfície de um cristal fotônico 1D. No cristal as regiões em azul representam regiões com maior índice de refração em relação as regiões em verde. (JOANNOPOULOS, 1995).

2.7.1.1 Redes de Bragg

Uma estrutura periódica em uma dimensão, bastante estudada, são as redes de Bragg em fibras ópticas. Elas podem ser construídas a partir de uma fibra convencional. Um dos processos consiste em aumentar o índice de refração da sílica dopada com germânio utilizando luz ultravioleta. O padrão da rede pode ser gerado através de um padrão de interferência ou uma máscara de fase. Detalhes sobre a fabricação das redes de Bragg podem ser encontrados em (KASHYAP, 1999). A figura 14 mostra o esquema de uma rede de Bragg com periodicidade Λ gravada em uma fibra.

Quando luz com banda espectral $\Delta\omega$ é transmitida através da rede ela é parcialmente refletida em cada plano, para algumas frequências as reflexões estarão fora de fase, resultando em interferências destrutivas, mas para a frequência que satisfaz a condição de Bragg (equação 23) a interferência será construtiva e essas frequências serão refletidas resultando no espectro de transmissão mostrado no gráfico da figura 14.

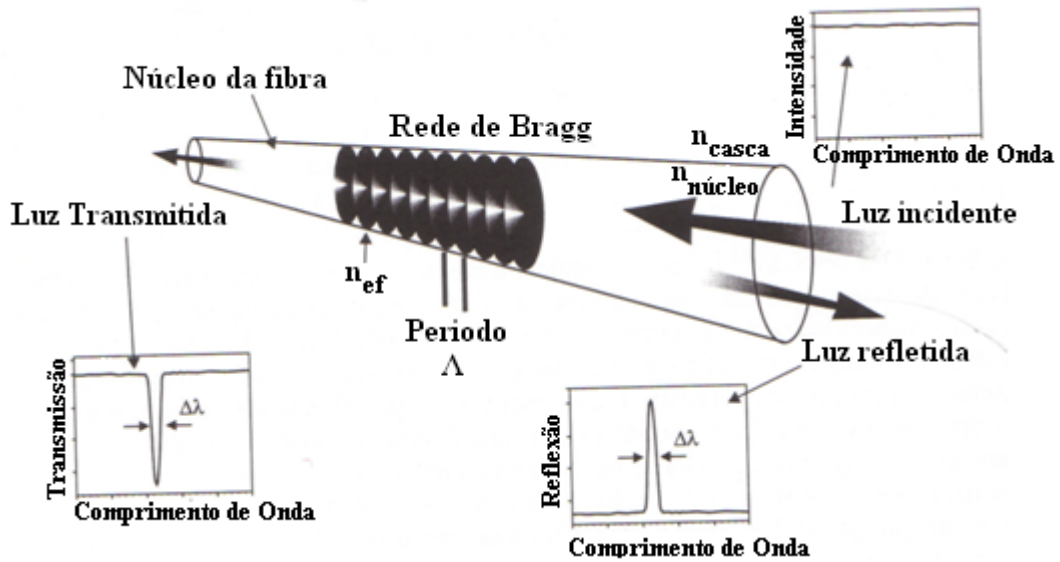


Figura 14. Rede de Bragg de periodicidade Λ , sua transmissão e reflexão em função do comprimento de onda (OTHONOS, 1999).

O comprimento de onda (no vácuo) central refletido na estrutura, λ_B , depende do índice de refração efetivo do modo, n_{ef} , e da periodicidade Λ . Essa relação vem da conservação de momento $\mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_f$, sendo $k_i = 2\pi n_{ef}/\lambda_B$ o módulo do vetor de onda incidente, $k_f = -2\pi n_{ef}/\lambda_B$ o refletido e $K = -2\pi/\Lambda$ o módulo do vetor de onda da rede (com vetor normal ao plano da rede), resultando em (OTHONOS, 1999):

$$\lambda_B = 2n_{ef}\Lambda \quad (23)$$

Outro parâmetro importante é a largura de banda $\Delta\lambda$ (a meia altura) que será refletido, e é aproximadamente (OTHONOS, 1999):

$$\Delta\lambda = \lambda_B S \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2} \quad (24)$$

A equação acima é derivada da teoria de acoplamento de modos de Lam e Garside (OTHONOS, 1999), sendo n_0 o índice de refração médio do núcleo da fibra na região da rede, Δn a diferença entre os índices da rede (normalmente entre 10^{-5} e 10^{-3}), N o número de planos da rede e s está relacionado à intensidade de reflexão da rede de forma que ter-se-ia $s=1$ para uma rede com 100% de reflexão. A reflexão aumenta com o aumento de Δn . Portanto, da equação nota-se que diminuindo o contraste de índice de refração ou aumentando o número de planos a largura de banda refletida é reduzida.

Uma característica importante das redes de Bragg é a variação do comprimento de onda refletido com a variação de temperatura e tração, já que essas variações afetam tanto o índice de refração quanto a periodicidade da rede. O deslocamento no comprimento de onda λ_B é dado por:

$$\Delta\lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{ef}}{\partial l} + n_{ef} \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n_{ef}}{\partial T} + n_{ef} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T \quad (25)$$

O primeiro termo da equação refere-se ao deslocamento do comprimento de onda refletido pela rede em relação ao aumento do comprimento l devido à tração $S = \Delta l/l$. Além do deslocamento do período da rede há o efeito da variação do índice de refração induzido pelo estresse. A figura 15(a) mostra dados experimentais de uma rede de Bragg centrada em 1548,2 nm sob tração. A variação do comprimento de onda refletido é de 1,3 pm/ $\mu\epsilon$ (OTHONOS, 1999).

O segundo termo está ligado à variação de λ_B com a temperatura (figura 15(b)). O termo $\partial \Lambda / \partial T$ está relacionado com o coeficiente de expansão térmica, equação (26), para a sílica $\alpha_\Lambda = 0.55 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (OTHONOS, 1999).

$$\alpha_\Lambda = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \quad (26)$$

O termo $\partial n_{ef} / \partial T$ está relacionado ao coeficiente termo óptico, equação (27), que para sílica é aproximadamente $8.6 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (OTHONOS, 1999).

$$\alpha_T = \frac{1}{n_{ef}} \frac{\partial n_{ef}}{\partial T} \quad (27)$$

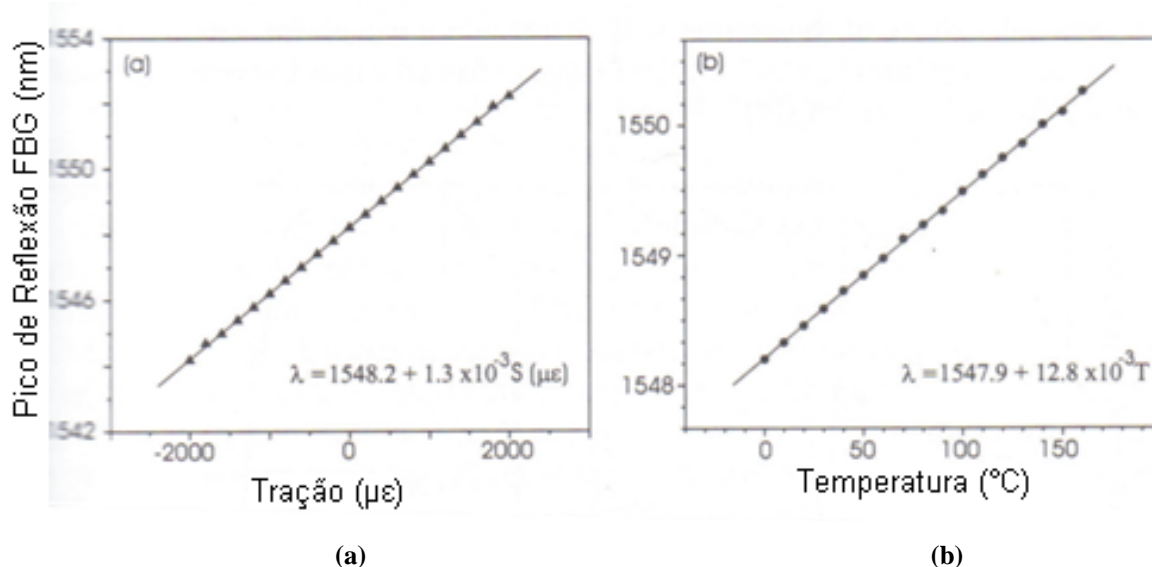


Figura 15. Variação do comprimento de onda refletido na rede de Bragg em função da (a) tração (OTHONOS, 1999); (b) temperatura (OTHONOS, 1999).

A sensibilidade de uma rede à temperatura em 1550 nm é de aproximadamente 13,7 pm/ $^{\circ}\text{C}$. Pelos valores de α_A e α_T é possível perceber que o efeito dominante no deslocamento de λ_B em função da temperatura é a variação do índice de refração.

Essas características são exploradas para construção de sensores de tração, temperatura e pressão, conforme mostrado na seção 4.2.

2.7.2 Cristais Fotônicos em 2 Dimensões

A idéia dos cristais fotônicos em 2 dimensões (Figura 11(b)) é semelhante à dos cristais em uma dimensão, porém, dependendo da direção em que a luz está se propagando, até duas componentes espaciais de propagação serão afetadas pela periodicidade do cristal.

Em um cristal 2D, assim como no cristal 1D a distribuição dos campos eletromagnéticos no cristal define as bandas de frequências permitidas e os bandgaps.

Para a onda se propagando no plano xz, é preciso considerar os modos transversais elétricos (TE, $\mathbf{H} \cdot \hat{\mathbf{y}} = 0$) e transversais magnéticos (TM, $\mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{y}} = 0$). Diferentes tipos de estruturas apresentam diferentes bandas de propagação para cada tipo de modo.

Uma estrutura como mostrada na figura 16(a), constituída de bastões com índice de refração mais alto em um meio de índice de refração menor, possui bandgap apenas para o modo TM. Enquanto a estrutura da figura 16(b) (constituída de pontes) apresenta um bandgap para o modo TE apenas. Na figura 16 são mostradas as bandas dos modos TM e TE na zona de Brillouin da estrutura. A estrutura é mostrada dentro do gráfico, com a estrutura de maior

índice de refração em verde, e ao seu lado esquerdo a zona de Brillouin destacada em azul. O ponto Γ , X e M correspondem aos vetores de onda $\mathbf{k} = 0$, $\mathbf{k} = \frac{\pi}{\Lambda} \hat{\mathbf{x}}$ e $\mathbf{k} = \frac{\pi}{\Lambda} \hat{\mathbf{x}} + \frac{\pi}{\Lambda} \hat{\mathbf{z}}$, respectivamente.

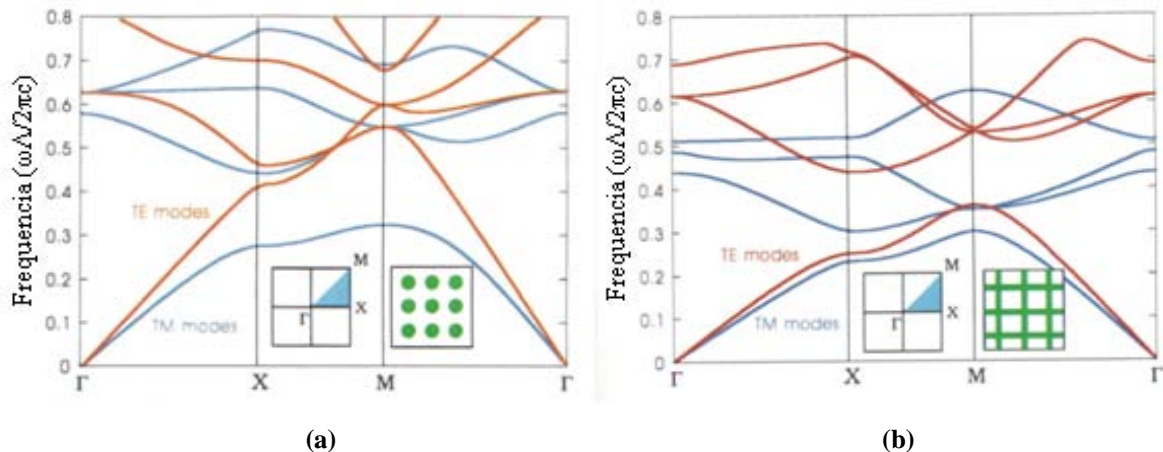


Figura 16. Gráfico de dispersão para diferentes estruturas. **(a)** Possui bandgap para os modos TM (JOANNOPOULOS, 1995). **(b)** Possui bandgap para o modo TE (JOANNOPOULOS, 1995).

Unindo as características básicas das estruturas exibidas na figura 16 é possível projetar estruturas como a apresentada na figura 17(a), que possui *bandgap* completo para as duas polarizações em uma estrutura com contraste de índice de refração de 2,6, mostrado na figura 17(b).

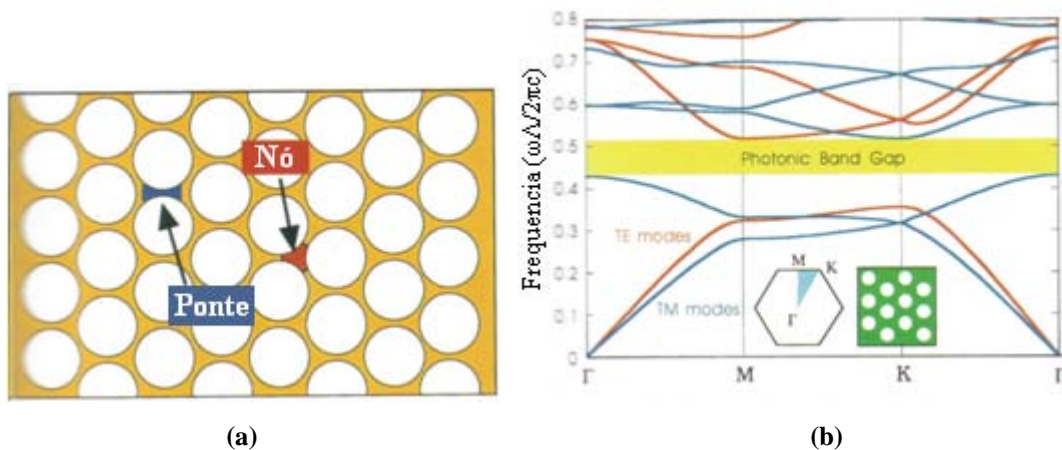


Figura 17. **(a)** Cristal fotônico com regiões circulares de menor índice de refração. Estão destacadas as regiões de nós e pontes (JOANNOPOULOS, 1995). **(b)** Gráfico de dispersão da estrutura com bandgap completo para ambas as polarizações (JOANNOPOULOS, 1995).

Assim como os cristais fotônicos em uma dimensão, os cristais em duas dimensões permitem a introdução de defeitos, por exemplo, a remoção de uma linha de bastões de uma estrutura como a mostrada na figura 16(a), ou a remoção de apenas um bastão no centro do cristal. Dessa forma a luz com frequências dentro do *bandgap* será confinada nesse defeito.

Os cristais 2D também apresentam modos de superfície, que aparecem nas mesmas condições exibidas na seção sobre cristais fotônicos 1D. O gráfico 18 mostra a existência dos modos de superfície que também depende da posição em que o cristal é interrompido. Os códigos EE, DE e ED são as regiões onde a luz, respectivamente, se estende em ambos os sentidos (para o ar e para o cristal fotônico); decai na direção do ar e se estende na direção do cristal fotônico; se estende na direção do ar e decai na região do cristal. O impacto dos modos de superfície nas fibras de cristal fotônico são vistas na seção 3.2.1.

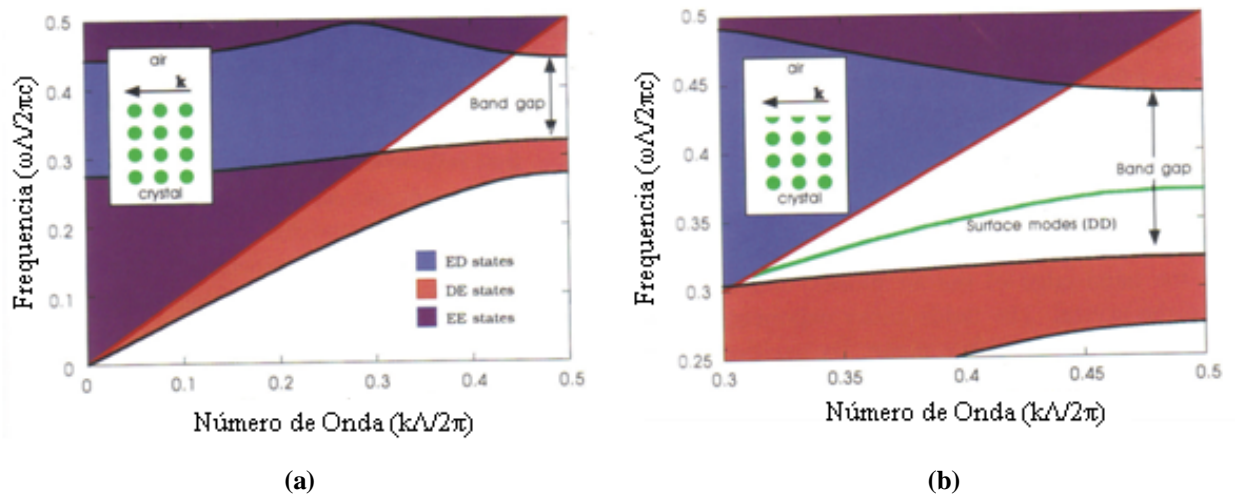


Figura 18. Gráfico de dispersão em função da componente de propagação paralela ao cristal. **(a)** não há modos de superfície (JOANNOPOULOS, 1995). **(b)** há modos de superfície (do inglês, *Surface Mode*) (JOANNOPOULOS, 1995).

3 FIBRAS MICROESTRUTURADAS E DE CRISTAL FOTÔNICO

Nesse capítulo serão mostradas as características gerais das fibras microestruturadas e explicadas algumas propriedades e particularidades de cada fibra usada para as análises feitas nos capítulos 4, 5 e 6.

As fibras microestruturadas são fibras ópticas que possuem em sua seção transversal algum tipo de estrutura micrométrica longitudinalmente contínua (KNIGHT, 2003). Nessa qualificação será denominada fibra micro-estruturada toda classe de fibras especiais com algum tipo de micro-estrutura (figura 19(a) e 19(b), por exemplo) e fibra de cristal fotônico (ou PCF, do inglês *Photonic Crystal Fiber*) as fibras que apresentam uma estrutura transversal regular e periódica, ou seja, um cristal fotonico em sua casca (figura 19(a)).

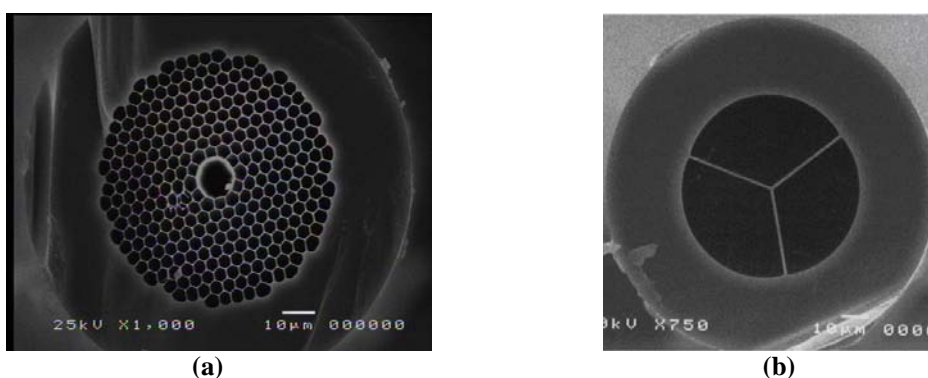


Figura 19. Fibras Micro-estruturadas. (a) Fibra de bandgap fotônico de Núcleo Oco. (b) Fibra “Y” (CORDEIRO, 2007).

A figura 19(a) mostra como exemplo a imagem de microscopia eletrônica da seção transversal de uma PCF de núcleo oco, a casca micro-estruturada forma uma estrutura de cristal fotônico bi-dimensional; nessa fibra o guiamento ocorre pelo núcleo devido à existencia de *bandgaps* fotônicos da casca conforme explicado na seção 3.2.1. Na figura 19(b) é mostrado outro tipo de fibra micro-estruturada, conhecida como fibra “Y”, que apresenta apenas três grandes buracos e a luz é guiada na junção das três pontes por reflexão interna total (CORDEIRO, 2007). Ambas as fibras são fabricadas com sílica sem dopagem.

As PCFs podem ser classificadas em grupos de acordo com o tipo de guiamento: as fibras com guiamento por TIR, as fibras com guiamento por *bandgap* fotônico (PBG) e as fibras com guiamento híbrido, conforme pode ser visto nas seções seguintes.

3.1 FIBRAS COM GUIAMENTO POR REFLEXÃO INTERNA TOTAL

As fibras com guiamento por TIR, demonstradas em 1996 (KNIGHT, 1996), possuem índice de refração do núcleo maior que o índice de refração médio da casca micro-estruturada. Assim, o princípio de guiamento da luz em seu núcleo é semelhante ao das fibras convencionais. No entanto, essas PCFs podem ser projetadas para apresentar características que não podem ser obtidas em fibras convencionais, como, por exemplo, alto contraste de índice de refração entre núcleo e casca (dezenas de %), alta não linearidade (decorrente do alto confinamento em núcleos de $\sim 1\mu\text{m}$ de diâmetro) e deslocamento do zero de dispersão para o visível (KNIGHT, 2003; 2000). Há muita flexibilidade para o projeto dessas fibras, podendo-se alterar o tamanho e a distância entre os buracos da casca, tamanho do núcleo e mesmo sua simetria.

Essa flexibilidade em modificar tais parâmetros possibilita a fabricação de fibras mono-modo para todos os comprimentos de onda (*Endlessly Single-mode Fibers*), devido à grande variação do índice efetivo da casca micro-estruturada com o comprimento de onda da luz (BIRKS, 1997). A figura 20 mostra a seção transversal de uma fibra *endlessly single-mode* da empresa Crystal Fibre, com diâmetro do núcleo de $8,5\mu\text{m}$. A cor cinza é sílica e em preto são buracos.

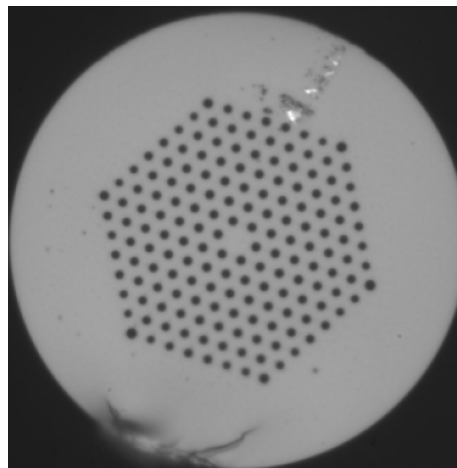


Figura 20. Fibra micro-estruturadas *endlessly single-mode*.

Para esse tipo de fibra o índice efetivo da casca n_{2ef} é calculado pela equação 28, onde β_{fsm} (*fsm* – *fundamental space-filling mode*) é a constante de propagação do modo de mais baixa ordem que se propaga na casca, ou seja, o modo que possui maior parte da sua energia confinada na sílica, assumindo uma casca microestruturada infinita (BJARKLEV, 2003).

$$n_{2ef} = \frac{\beta_{fsm}}{k} \quad (28)$$

A partir do n_{2ef} é possível calcular o parâmetro V efetivo, V_{ef} , substituindo o n_2 na equação 10 pelo valor calculado pela equação 28.

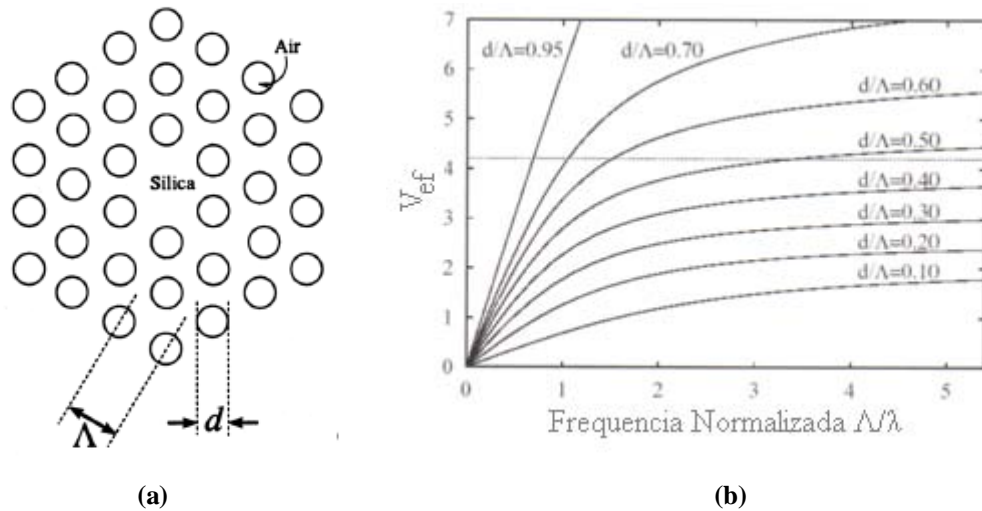


Figura 21. (a) Esquema e dimensões de uma PCF. (MORTENSEN, 2003). (b) Parâmetro V_{ef} de uma fibra com diâmetro do núcleo de sílica de raio Λ , para diferentes razões entre diâmetro dos buracos e sua periodicidade d/Λ (BJARKLEV, 2003).

A figura 21(a) mostra esquematicamente uma PCF e seus parâmetros dimensionais: d é o diâmetro do buraco de ar e Λ a distância entre dois buracos. Na figura 21(b) é mostrado o parâmetro V_{ef} em função da frequência normalizada, Λ/λ , para diferentes proporções de d/Λ . A linha horizontal em 4,2 mostra o valor de V_{ef} em que uma fibra desse tipo passa a guiar mais de um modo. Percebe-se que para d/Λ menores que 0,4 essa linha não é cruzada, caracterizando o guiamento mono-modo para todos os comprimentos de onda. Outro fator importante é que o V de corte, diferentemente das fibras convencionais, não é 2,405, isso devido à forma não unívoca de se definir parâmetros tais como o raio do núcleo. Nesse caso o V_{ef} de corte foi encontrado a partir da simulação de uma fibra com $d/\Lambda = 0,6$ (BJARKLEV, 2003).

Outra possibilidade é projetar PCFs com um núcleo pequeno e altos valores de d/Λ , de forma a aumentar a intensidade da luz interagindo com a sílica do núcleo, e com zero de dispersão adequado obtendo-se fibras altamente não lineares (RANKA, 2000).

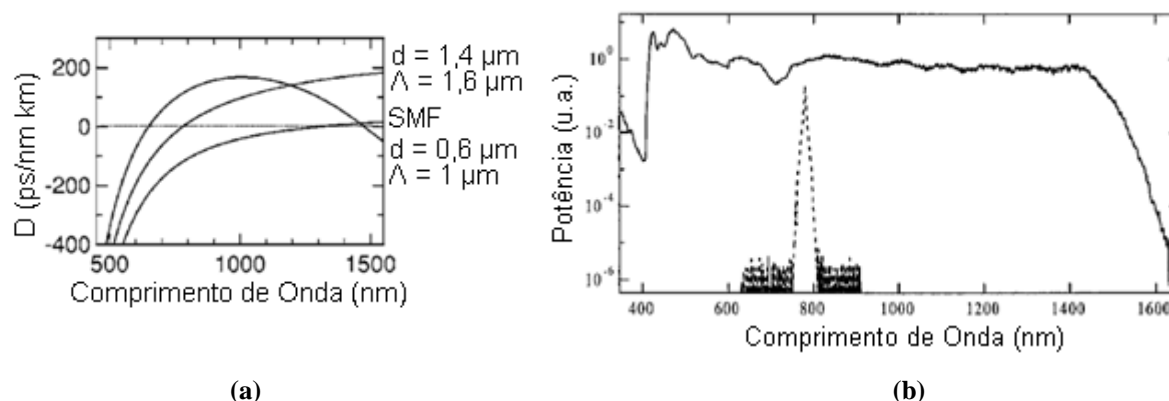


Figura 22. (a) Dispersão de duas PCFs com raio do núcleo Λ e parâmetros de diâmetro dos buracos (d) e periodicidade (Λ) indicados em cada curva. Também é exibida a dispersão em uma fibra convencional SMF. (DUDLEY, 2006). (b) Supercontínuo (linha cheia) gerado em uma fibra com zero de dispersão em 767 nm com bombeamento em linha pontilhada próximo a 800 nm (RANKA, 2000).

A figura 22(a) mostra como a mudança dos parâmetros da casca altera a dispersão, deslocando o zero para comprimentos de onda menores em relação às fibras convencionais ou aumentando a dispersão de ordens superiores. Usando um laser monocromático como bombeamento próximo ao zero de dispersão, a fim de aumentar a eficiência dos efeitos não lineares, é possível gerar espectros de banda larga, como o mostrado na figura 22(b).

A estrutura da casca das PCFs também pode possuir outros tipos de simetria, um exemplo é a fibra polarizadora apresentada por Delgado-Pinar *et. al.* (DELGADO-PINAR, 2007) e mostrada na figura 23. Esta fibra apresenta perda altamente dependente da polarização, podendo ser usada como polarizadora.

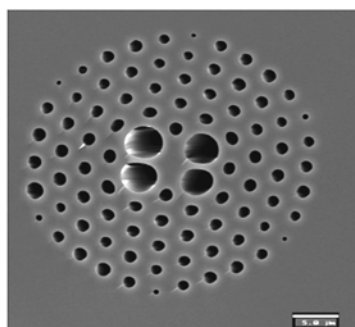


Figura 23. Fibra polarizadora (DELGADO-PINAR, 2007).

As fibras micro-estruturadas ainda permitem a inserção de líquidos, gases e polímeros em sua microestrutura para sensoriamento químico (CORDEIRO, 2006) e biológico (JENSEN, 2004). A fibra “Y”, mostrada na figura 19(b), pode ser facilmente preenchida com líquidos ou gases e devido ao pequeno núcleo o campo evanescente interagirá fortemente com o material dos buracos, permitindo sua identificação por espectroscopia, por exemplo.

A inserção na casca de líquidos com índice de refração maior que o do núcleo em fibras como a mostrada na figura 20 também pode mudar o guiamento dessas fibras para transmissão por *bandgap* fotônico. Inserindo-se um tipo de cristal líquido, por exemplo, cujo índice de refração varia com a temperatura, é possível criar uma fibra com *bandgap* sintonizável (ALKESKJOLD, 2006) ou usá-la como sensor para temperatura (LITCHINITSER, 2005), como visto na seção 4.3.

3.2 FIBRAS COM GUIAMENTO POR BANDGAP FOTÔNICO

Em 1995 Birks *et. al.* (BIRKS, 1995) propuseram a fibra de cristal fotônico e demonstraram que um cristal fotônico 2D baseado em sílica e ar pode apresentar bandgaps fotônicos para qualquer polarização para ondas se propagando fora do plano do cristal. Isto ocorre mesmo com o baixo contraste de índice de refração entre o ar e a sílica (1 e 1,45, respectivamente), enquanto que para uma onda se propagando no plano do cristal a proporção entre os índices de refração deve ser de pelo menos 2,6 para o surgimento de bandgaps.

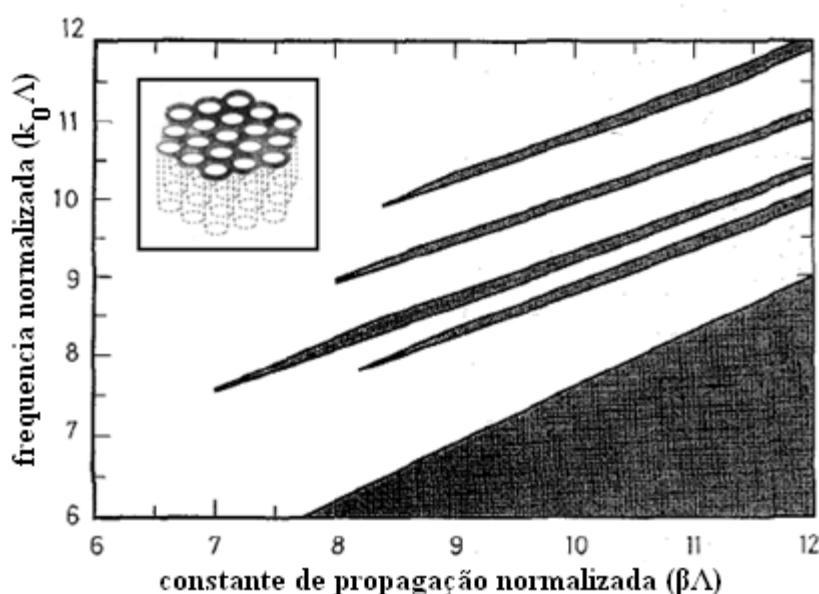


Figura 24. Em preto os bandgaps para propagação fora do plano para valores normalizados de frequência $k_0\Lambda = \omega\Lambda/c$ em função da constante de propagação normalizada fora do plano do cristal $\beta\Lambda$. O cristal fotônico composto de cilindros de ar ($n=1$) em uma base de sílica ($n=1,45$) é exibido no canto superior esquerdo do gráfico (BIRKS, 1995).

A figura 24 mostra, em preto, os bandgaps fotônicos calculados numericamente para as frequências $k_0 = \omega/c$, em função da constante de propagação longitudinal (fora do plano do cristal) β , ambas normalizadas pela distancia entre o centro de dois buracos (Λ) do cristal

fotônico apresentado no canto superior esquerdo do gráfico (semelhante ao cristal fotônico apresentado na figura 17(a)). A região em preto no canto inferior direito é a região abaixo do modo de menor frequência permitida no cristal fotônico, ou seja, nessa região β seria maior que $k_0 n_{ef}$, o que é fisicamente impossível.

Desta forma fibras de bandgap fotônico podem ser construídas criando-se uma região de defeito no cristal, que forma o núcleo da fibra de cristal fotônico onde a luz será confinada. Esse defeito é criado, por exemplo, criando-se um buraco de ar maior, com diâmetro de ~ 3 vezes o diâmetro dos buracos regulares. O guiamento pelo núcleo se restringirá à faixa de frequências na qual existe o bandgap.

Uma maneira mais simples de entender o guiamento por bandgap fotônico em uma fibra é através da óptica geométrica, apresentada na figura 25, considerando as múltiplas reflexões parciais nas interfaces das camadas que compõem o cristal fotônico da casca formada pelas regiões com índice de refração n_1 e n_2 , com $n_1 < n_2$. A luz acoplada ao núcleo da fibra (região de defeito da estrutura com índice de refração n_1) será parcialmente refletida em cada interface da estrutura, a luz sofre interferências destrutivas (representado pelas linhas mais finas) na região periódica e interferências construtivas no núcleo, sendo dessa maneira confinada a ele.

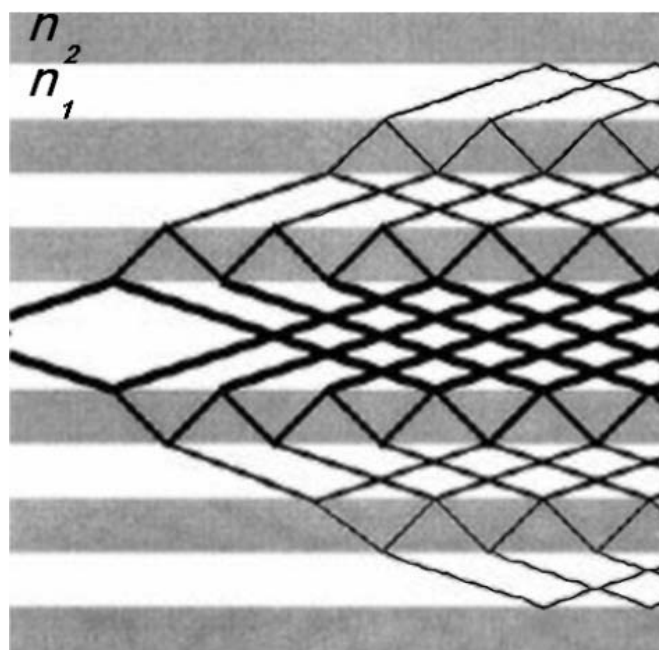


Figura 25. Esquema de luz confinada ao núcleo de uma estrutura de cristal fotônico (CREGAN, 1999).

3.2.1 Fibras de Núcleo Oco

A primeira fibra de cristal fotônico que possui guiamento por *bandgap* fotônico foi apresentada em 1998 (KNIGHT, 1998). Essa classe de fibras possui um núcleo de ar e uma casca periódica em sua seção transversal formando um cristal fotônico, conforme mostrado na figura 17(a). Desse modo é possível guiar luz pelo ar, reduzindo drasticamente efeitos não lineares em relação às fibras com núcleo de sílica, permitindo a propagação de pulsos com alta energia (KNIGHT, 2002) e eliminando a dispersão cromática devido ao material, apesar de ainda existir a dispersão do guia de onda e altos valores de dispersão principalmente nas regiões próximas às extremidades dos bandgaps.

As fibras de *bandgap* fotônico também possibilitam a inserção de líquidos, gases e polímeros em sua microestrutura, ou mesmo seletivamente em seu núcleo. Possibilitando seu uso em sensoriamento químico e também estudo de diversos efeitos físicos em líquidos e gases, como espalhamento Raman em hidrogênio (BENABID, 2002) e geração de supercontínuo em água (BOZOLAN, 2008).

Teoricamente essas fibras podem possuir perdas muito pequenas, menores que as perdas de $\sim 0,2$ dB/km em uma fibra convencional, já que a luz está sendo guiada no ar. No entanto alguns mecanismos de perda, como a perda no confinamento, já que o cristal fotônico da casca é finito, perdas devido à rugosidade superficial nas fibras (ROBERTS, 2005a), imperfeições na estrutura, não uniformidade ao longo da fibra e modos de superfície, tem limitado essa perda a 1,2 dB/km (ROBERTS, 2005a) na região de 1550 nm. A seguir são mostrados com maiores detalhes alguns desses mecanismos de perdas.

3.2.1.1 Perdas em Fibras de Núcleo Oco

A figura 26 mostra como o número de anéis de buracos em volta do núcleo afeta o confinamento da luz em uma fibra com $\Lambda = 2,32 \mu\text{m}$ e $d/\Lambda = 0,9$, simulado por Saitoh *et.al.* em (SAITOH, 2003). Nota-se que o aumento de anéis reduz a perda principalmente em $1,55\mu\text{m}$ (o centro do bandgap). A perda abaixo de $1,50\mu\text{m}$ e acima de $1,60 \mu\text{m}$ corresponde ao fim do bandgap da casca.

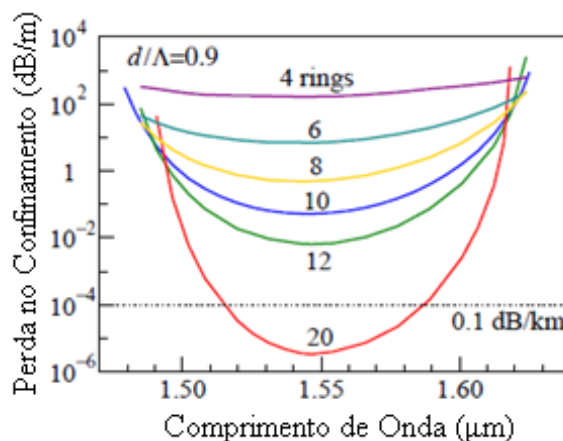


Figura 26. Simulação da perda no confinamento em função do comprimento de onda para uma fibra de núcleo oco para diferentes números de anéis de buracos em volta do núcleo (SAITOH,2003).

Na figura 27(a) é mostrada como a não uniformidade da fibra pode afetar o bandgap. A partir de uma fibra de 100m, reportada em (SMITH, 2003) e com perda de 13 dB/km em 1500nm, é medido o espectro de transmissão do bandgap fotônico em uma seção de 1,5m em uma extremidade da fibra ($L=0$, curva vermelha) e em outra seção de 1,5m da extremidade oposta ($L=100$ m, curva azul). Também é mostrado o espectro medido através de toda a fibra (curva preta). A diferença entre as transmissões é devido a não uniformidades na fibra e afeta principalmente as extremidades do bandgap, e pode ser um fator importante em bandgaps estreitos.

Os pontos destacados A e B são, respectivamente, a extremidade do bandgap e regiões chamadas de anticruzamento com modos de superfície, conforme ilustrado na figura 26(b). Nesse gráfico as linhas pretas são os índices efetivos dos modos permitidos na casca, e em vermelho o índice efetivo dos modos guiados no núcleo, dentro da região de bandgap. Os modos de superfície, conforme explicado na seção 2.7, se propagam na interface entre o núcleo de ar e o cristal fotônico e são mostrados em azul no gráfico.

Quando os modos de superfície se encontram com os modos guiados no núcleo com mesma polarização ocorre o anticruzamento (ENGENESS, 2003), conforme destacado no gráfico 27(b). Nessa região há transferência de energia entre os modos do núcleo e de superfície que possuem maior atenuação, resultando em uma região de perdas dentro do bandgap.

A figura 28 mostra o espectro de transmissão em 20 metros de comprimento da fibra de núcleo oco modelo HC1550-02 da Crystal Fiber (mostrada na figura 19(a)) usada nos experimentos descritos no capítulo 5, para esse comprimento de fibra e comprimentos de onda da luz de 650nm a 1600nm observa-se apenas dois bandgaps, um na região de 1080nm e

outro na região de 1550nm. No gráfico estão destacados os modos de superfície no espectro e no canto inferior direito é mostrado o perfil do modo de propagação capturado em uma câmera CCD. Na imagem é possível ver o modo de núcleo se propagando e ao redor dele a propagação de modos de superfície.

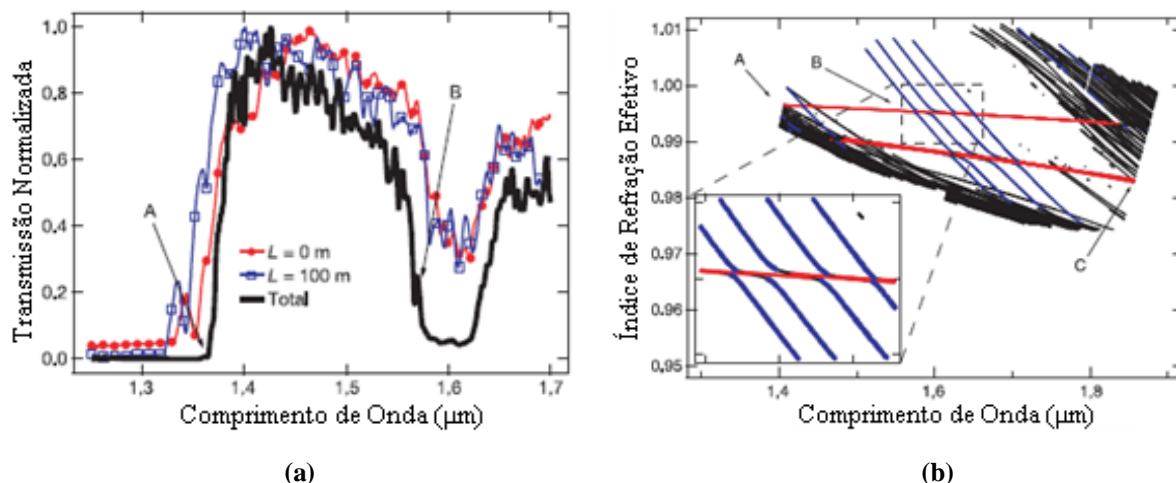


Figura 27. (a) Curva de transmissão de uma fibra de núcleo oco de 100m (curva preta), de 1,5m de uma extremidade dessa fibra (vermelha) e 1,5m da extremidade oposta (azul) (SMITH, 2003). (b) Índice efetivo em função do comprimento de onda dos modos da casca (preto), dos modos guiados no núcleo (vermelho) e dos modos de superfície (azul) (SMITH, 2003).

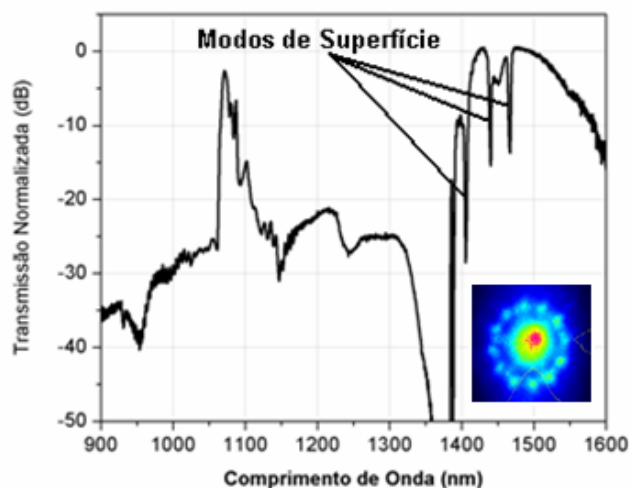


Figura 28. Espectro de transmissão em 20 m de fibra HC1550-02 com as perdas devido aos modos de superfície destacadas. No canto inferior direito imagem CCD do modo de núcleo (nos bandgaps na região de 1080nm e 1500nm) e ao redor dele os modos de superfície.

Uma maneira de eliminar os modos de superfície é modificar a espessura do anel em torno do núcleo usado para suportar a estrutura de modo a obter uma anti-ressonância com os modos de núcleo, ou seja, a luz guiada pelo núcleo, ao penetrar o anel e sofrer múltiplas reflexões sofrerá interferência destrutiva, efetivamente sendo refletida de volta para o núcleo. A figura 29 mostra duas pré-formas com diferentes espessuras do anel em torno do núcleo. A

mais espessa, nesse caso, resultará em uma fibra sem modos de superfície, devido às reflexões no anel que resultam em interferências destrutivas. A espessura do anel que produz uma interferência destrutiva é encontrada pela equação 29 (ROBERTS, 2005b).

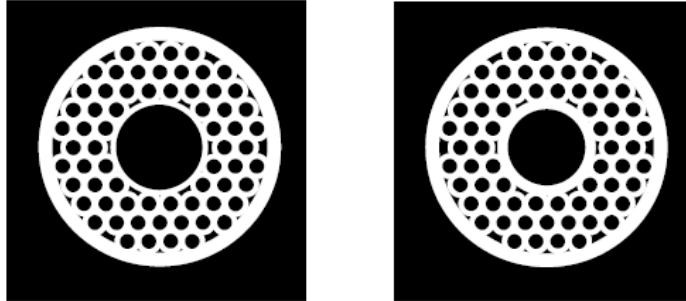


Figura 29. Pré-forma de uma fibra de núcleo oco com duas espessuras diferentes do anel em volta do núcleo que suporta a estrutura (ROBERTS, 2005b).

$$t = \frac{(2j+1)\lambda}{4\sqrt{n_{si}^2-1}} \quad (29)$$

Na equação acima t é a espessura do anel, n_{si} é o índice de refração da sílica, λ é o comprimento de onda da luz e j é um número natural.

Fibras baseadas no conceito de anti-ressonância do anel em volta do núcleo já foram fabricadas e com perdas reportadas de 1,2 dB/km para 1550nm (ROBERTS, 2005a).

3.2.1.2 Birrefringência em Fibras de Núcleo Oco

Apesar de guiarem a luz quase que totalmente através do ar, fibras de bandgap fotônico de núcleo oco também possuem birrefringência devido ao formato do núcleo.

Uma fibra com núcleo elíptico, como mostrado na figura 30, apresenta birrefringência de grupo de $2,5 \times 10^{-2}$ (CHEN, 2004), um valor alto quando comparado, por exemplo, com as fibras altamente birrefringentes do tipo Panda apresentadas na seção 2.4 que apresentam valores na ordem de 10^{-4} (ABE, 2002).

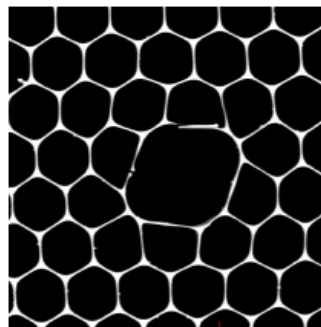


Figura 30. Fibra de núcleo oco altamente birrefringente (CHEN, 2004).

Porém, mesmo as fibras construídas para não serem birrefringentes apresentam certas propriedades dependentes da polarização e certo grau de birrefringência devido à imperfeição na simetria do núcleo. Wegmuller *et. al.* reporta em (WEGMULLER, 2005) altas perdas dependente da polarização próximo a comprimentos de ondas que suportam modos de superfície. Poletti *et. al.* (POLETTI, 2005) explica essas perdas e diferenças na propagação em função da polarização através do estudo de anticruzamentos, simulando uma fibra de cristal fotonico com o anel em volta do núcleo com pequenas variações em sua espessura no eixo horizontal. Conforme mostrado na figura 31(a), a espessura do eixo horizontal é deformada em 300%, para fins ilustrativos.

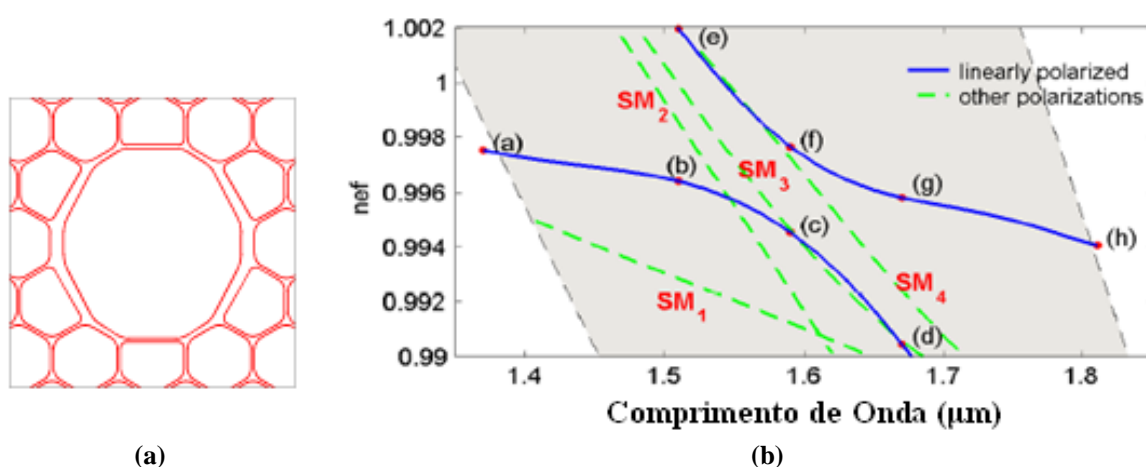


Figura 31. (a) Fibra de núcleo oco simulada com deformação no anel em torno do núcleo de 300% no eixo horizontal (POLETTI, 2005). (b) Anticruzamento entre o modo de núcleo (a, b, g, h) e o modo de superfície (e, f, c, d), as linhas verdes pontilhadas são modos de superfície em outras polarizações (POLETTI, 2005).

Na figura 31(b) é mostrado o gráfico do índice de refração efetivo em função do comprimento de onda, simulado para uma fibra sem a deformação no núcleo mostrada na figura 31(a). Em cinza está destacado o bandgap e os pontos a e h correspondem às extremidades do modo guiado no núcleo. O anticruzamento ocorre em torno da região c e f. Quando a deformação é inserida na simulação ocorre o deslocamento do anticruzamento para a polarização na direção y, mostrado na figura 32(a), e para polarização x o modo marcado como SM₂ no gráfico da figura 31(b) se torna linearmente polarizado, criando uma nova região de anticruzamento, mostrado no gráfico da figura 32(b).

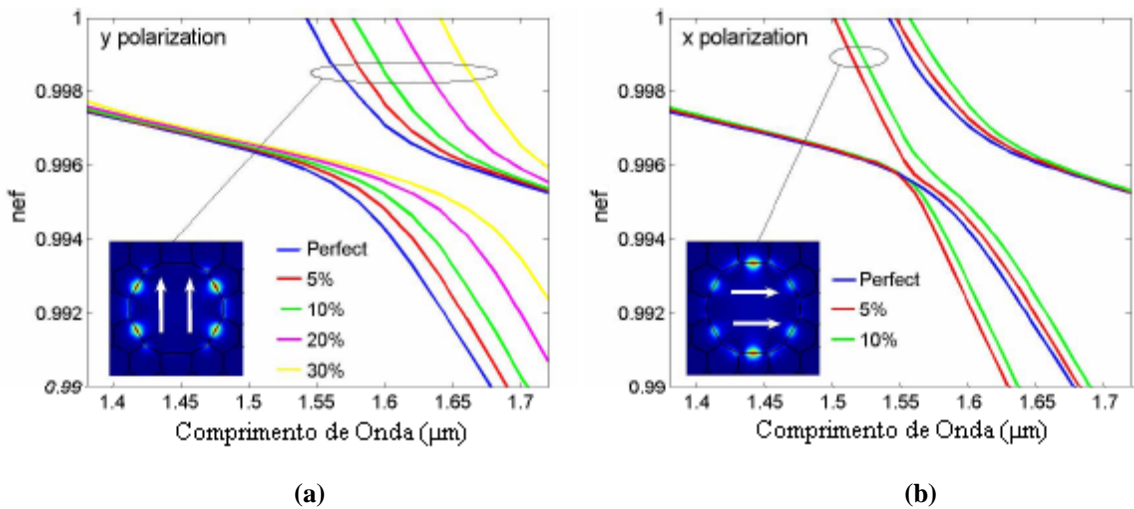


Figura 32. (a) Deslocamento do anticruzamento para polarização no eixo y para diferentes proporções de deformação (POLETTI, 2005). (b) Aumento do grau de polarização do modo de superfície do modo SM_2 e surgimento de novos pontos de anticruzamento para polarização x (POLETTI, 2005).

A perda devido ao anticruzamento ($Loss$, com unidade de dB/m) pode ser calculada aproximadamente pela equação 30 (POLETTI, 2005), na qual γ_i é o coeficiente de perda devido ao acoplamento entre o modo de superfície e os modos de casca, κ_{ij} é o coeficiente de acoplamento entre os modos de superfície e os modos de núcleo e $\Delta\beta_{ij}$ é a diferença entre as constantes de propagação entre os modos envolvidos no anticruzamento.

$$Loss \sim \gamma_i \frac{|\kappa_{ij}|^2}{(\Delta\beta_{ij})^2} \quad (30)$$

A figura 33 mostra o gráfico do fator $|\kappa_{ij}|^2 / (\Delta\beta_{ij})^2$, que é diretamente proporcional à perda devido ao anticruzamento em função do comprimento de onda para as deformações no núcleo marcadas em cada gráfico. É possível perceber que pequenas deformações e assimetrias no anel em volta do núcleo podem resultar em variações nos anticruzamentos e na atenuação da fibra em função do comprimento de onda e da polarização da luz. E ainda pequenas deformações e variações na estrutura ao longo da fibra podem mudar localmente as propriedades de transmissão.

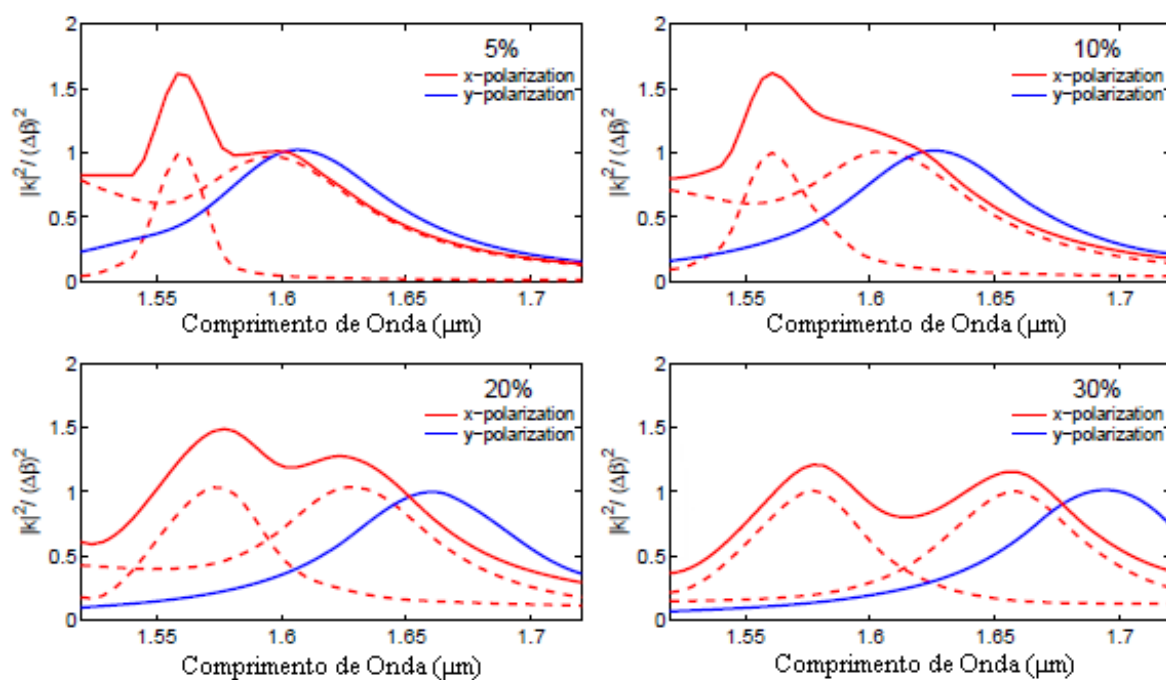


Figura 33. Coeficiente de atenuação proporcional à perda devido ao anticruzamento em função do comprimento de onda para 5%, 10%, 20% e 30% de deformação no anel em volta do núcleo, são mostradas as polarizações x e y. No caso da polarização x o pontilhado é a contribuição individual de cada anticruzamento e a linha cheia a soma dos dois (POLETTI, 2005).

3.2.2 Fibras Totalmente Sólidas

As fibras de *bandgap* fotônico também podem ser totalmente sólidas, construídas com dois vidros diferentes e com índice de refração do núcleo menor que o da casca microestruturada.

A figura 34(a) mostra a seção transversal de uma fibra de PBG totalmente sólida utilizada nos experimentos descritos no capítulo 6. O cristal fotônico da casca é formado pela inserção de bastões dopados com germânio (em cinza claro) em sílica pura (cinza mais escuro), com contraste de índice de refração de 3%. A região de defeito no núcleo é formada removendo-se um bastão do cristal fotônico. O espectro de transmissão dessa fibra é mostrado na figura 34(b).

Ao contrário das fibras de núcleo oco que possuem uma estrutura complexa onde a energia dos modos no cristal fotônico é influenciada tanto pelos nós quanto pelas pontes (COUNY, 2007), nas fibras totalmente sólidas é possível fazer análises da posição dos bandgaps baseado apenas na ressonância em um único bastão de maior índice de refração.

Esse modelo é chamado de ARROW (do inglês, *Anti-Resonant Reflective Optical Waveguides*).

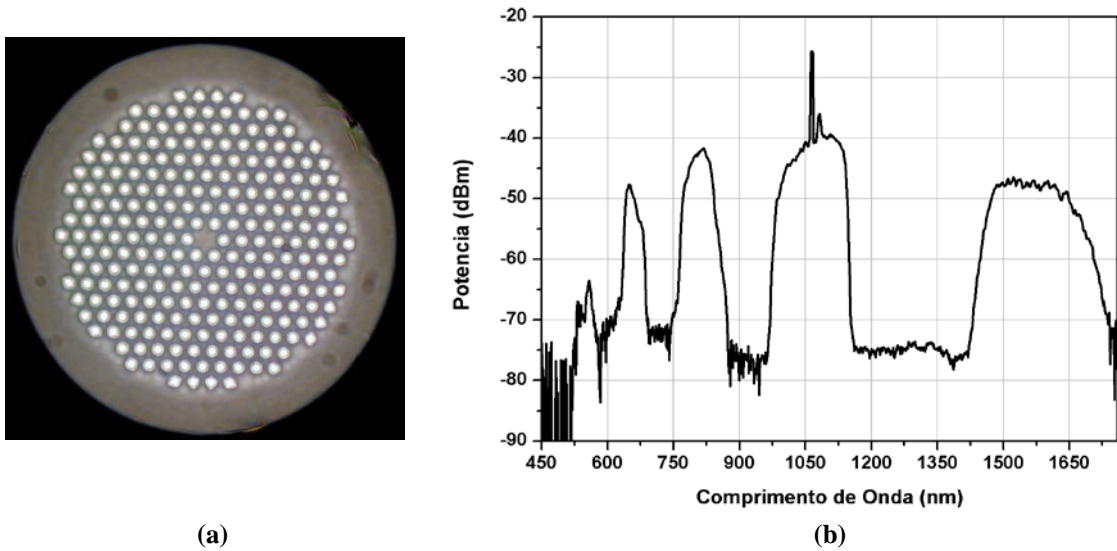


Figura 34. (a) Seção transversal de uma fibra totalmente sólida com $d = 4,1\mu\text{m}$, $\Lambda = 7,4\mu\text{m}$ e diâmetro do núcleo de $10,1\mu\text{m}$ (b) Espectro de transmissão desta fibra.

3.2.2.1 Modelos para Estimativa da Posição Espectral dos Bandgaps

Nessa seção serão mostrados dois modelos matemáticos que permitem estimar a posição espectral dos bandgaps em uma fibra de bandgap fotônico totalmente sólida. O primeiro modelo, conhecido como ARROW, permite apenas localizar os mínimos de transmissão enquanto o segundo modelo permite um cálculo aproximado das bandas de transmissão do cristal fotônico que forma a casca permitindo estimar a posição e também a largura aproximada de cada bandgap.

No modelo ARROW o mínimo de transmissão entre os bandgaps é relacionado com as frequências de corte dos modos transversais de cada bastão individual de maior índice de refração. As frequências de corte são as frequências em que o bastão passa a suportar mais um modo (LITCHINITSER, 2003). Nesses pontos há uma ressonância transversal dos bastões, que podem ser vistos como ressonadores Fabry-Perrot, e que os torna transparente para luz nessa direção, permitindo que ela escape do núcleo. Os comprimentos de onda com mínimo de transmissão, λ_m , são dados por:

$$\lambda_m = \frac{2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2}}{m + 1/2} \quad (31)$$

Na equação, d é o diâmetro do bastão, n_2 o índice de refração do bastão, n_1 o índice de refração da sílica e $m = 1, 2, 3, \dots$

Esse modelo é válido enquanto os bastões suportam modos, tal que o comprimento de onda, λ , deve ser $\lambda \leq 2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2}$.

A adição de mais camadas de bastões em volta do núcleo, assim como a disposição exata dos bastões, não altera o mínimo da transmissão, resultando apenas no maior confinamento da luz dentro do núcleo na região dos bandgaps e em menores perdas de transmissão. A variação na periodicidade também não altera a posição desses mínimos.

O modelo ARROW é limitado apenas aos mínimos de transmissão. Birks *et. al.*, baseados na ressonância em um bastão, mas considerando a periodicidade Λ e a interferência entre os modos de bastões adjacentes, demonstram um método semi-analítico para calcular os bandgaps fotônicos considerando o baixo contraste de índice de refração dessas fibras (BIRKS, 2006). Nesse modelo a distribuição do campo eletromagnético é encontrada resolvendo-se a equação de onda com condições de contorno dadas pelo teorema de Bloch. Na figura 35(a) é mostrada a célula unitária do cristal fotônico que forma a casca da fibra totalmente sólida, como a mostrada na figura 34(a), o bastão possui maior índice de refração n_{hi} e raio a e o restante da célula unitária tem índice de refração mais baixo n_{lo} e limites de extensão $\Lambda/2$. \mathbf{S} é o vetor unitário normal à célula. Para simplificar e tornar possível a solução semianalítica do problema a célula unitária hexagonal é aproximada por uma célula unitária circular, com raio b , mostrado na figura 35(b), calculado através da equação 32, que consideranda a conservação das áreas em cada geometria:

$$b = \left(\frac{\sqrt{3}}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \Lambda \quad (32)$$

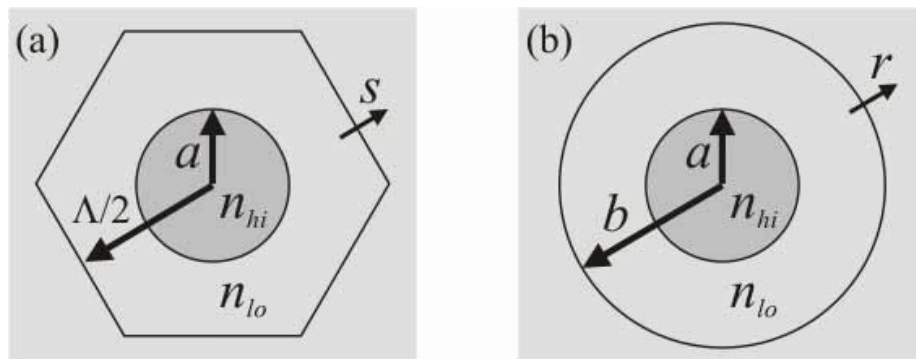


Figura 35. (a) Célula unitária hexagonal do cristal fotônico (b) Aproximação circular da célula unitária (BIRKS, 2006).

Após a definição da célula a resolução do problema consiste em encontrar as constantes de propagação (β) superiores (maior constante de propagação) e inferiores (menor constante de propagação) da banda de cada um dos modos propagados na estrutura através das condições de contorno definidas como $\Psi(b) = 0$ para constante de propagação inferior e $\frac{d\Psi}{dr}(b) = 0$ para a superior. Dessa forma é possível encontrar bandas semelhantes às mostradas na figura 36, que nesse caso foram calculadas numericamente. O gráfico mostra a diferença entre a constante de propagação β e a constante de propagação kn_{10} em função do número de onda k , ambos normalizados pela periodicidade da estrutura Λ . Na figura as bandas propagadas no cristal fotônico são representadas em cinza, na parte superior do gráfico estão indicados os respectivos modos LP que compõem cada banda e em amarelo está o modo fundamental propagado no núcleo da fibra de bandgap fotônico. Por esse modo ser propagado no material com menor índice de refração, possui constante de propagação $\beta < kn_{10}$. A linha em zero indica o *cutoff* ou corte para o guiamento no núcleo da fibra, assim os bandgaps estão na região abaixo do corte onde não existem modos guiados na casca formada pelo cristal fotônico.

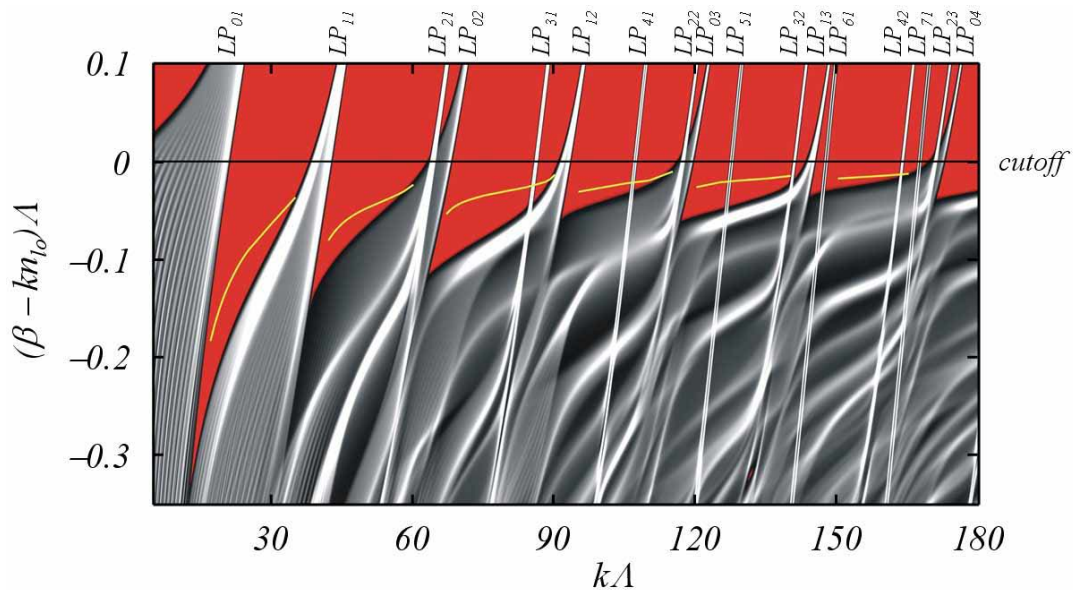


Figura 36. Exemplo da estruturas de bandas calculadas numericamente para uma fibra de bandgap fotônico totalmente sólida. Em cinza as bandas do cristal fotônico e em amarelo a constante de propagação do modo fundamental guiado no núcleo da fibra (BIRKS, 2006).

A figura 37 mostra a estrutura de bandas calculada para a fibra da figura 33(a) através do método descrito acima (o código Matlab® utilizado encontra-se no anexo A). Os parâmetros utilizados foram: raio do bastão $a = 2,05\mu\text{m}$, periodicidade $\Lambda = 7,4\mu\text{m}$, índice de refração da sílica n_{10} calculado pela equação de Sellmeier (GHOSH, 1994) e o índice efetivo dos bastões n_{hi} calculado através da equação 33 (HUANG, 1985):

$$n_{hi} = xn_{GeO_2} + (1 - x)n_{SiO_2} \quad (33)$$

Na equação acima $n_{SiO_2} = n_{lo}$, n_{GeO_2} é o índice de refração do GeO_2 puro calculado em função do comprimento de onda através da equação de Sellmeier (BASS, 1995) e x é a concentração molar de GeO_2 . A concentração usada nos cálculos é 0,32 o que resulta Δn de ~3% informado pelo fabricante dessa fibra.

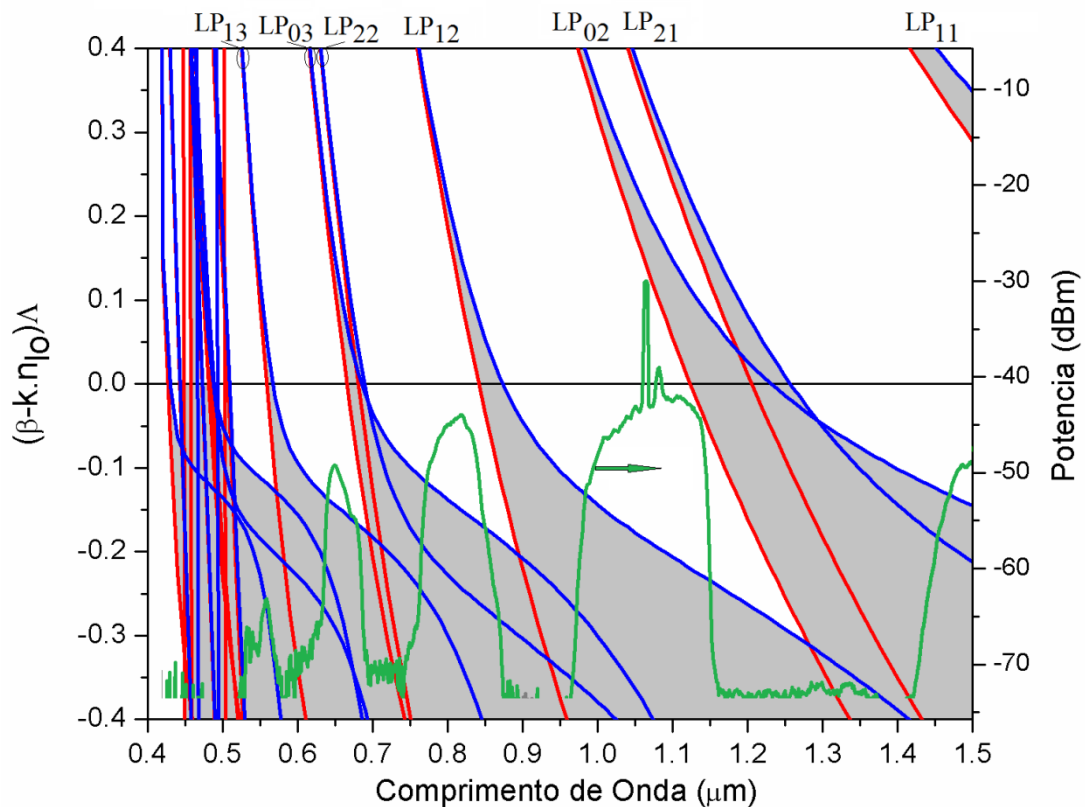


Figura 37. Estrutura de bandas calculada do cristal fotônico que forma a casca da fibra totalmente sólida. As áreas cinza representam as bandas do cristal fotônico limitadas pelas constantes de propagação superiores (curvas azuis) e inferiores (curvas vermelhas). Em verde o espectro de transmissão medido dessa fibra.

Na figura 37 estão as constantes de propagação superiores em azul e em vermelho as inferiores de cada modo LP_{xx} da casca, que estão indicados na parte superior do gráfico. Em verde está o espectro de transmissão da fibra (o mesmo apresentado na figura 34(b)) mostrando uma boa concordância em relação à posição e largura dos bandgaps.

3.2.2.2 Perdas por Curvatura em Fibras PBG Totalmente Sólidas

Devido ao baixo contraste de índice de refração nessas fibras é possível estudar os efeitos de perdas induzidas pela curvatura.

Em fibras convencionais o índice efetivo do modo guiado pelo núcleo é maior que o índice efetivo dos modos na casca. Quando uma fibra é curvada o índice de refração é afetado através do efeito elasto-óptico, conforme ilustrado na figura 38(a). Quando o índice da casca atinge o índice efetivo de propagação há acoplamento de energia do modo do núcleo para a casca, caracterizando uma perda. Na fibra convencional isso ocorre na parte externa da curvatura.

A figura 38(b) mostra o bandgap de uma fibra com guiamento por PBG totalmente sólida, as regiões em preto correspondem às bandas de modos guiados pela casca e a região em branco entre essas regiões é o bandgap. A linha vermelha no bandgap corresponde ao índice da sílica e aproximadamente ao modo de propagação no núcleo, que deve estar um pouco abaixo dessa linha. O modo de núcleo no bandgap está limitado em sua borda azul (menores comprimentos de onda) pelos modos de casca com índice efetivo abaixo dele e na extremidade vermelha (maiores comprimentos de onda) pelos modos de casca acima dele.

Nesse tipo de fibra o efeito da curvatura será modificar o índice de refração dos modos guiados na casca conforme mostrado esquematicamente na figura 38(c). Assim, na borda azul do bandgap os modos de casca terão seu índice aumentado na parte externa da curvatura até atingir um nível que permita o acoplamento com modos da casca e a luz escape pela parte externa da curvatura. Ainda no gráfico da figura 38(c), a curvatura ainda não é suficiente para afetar o centro do bandgap, enquanto que na borda vermelha a diminuição do índice de refração dos modos de casca na parte interna da curvatura permite o acoplamento entre os modos de casca e núcleo nessa região. Dessa maneira, na extremidade vermelha do bandgap a luz escapa do núcleo através da parte interna da curvatura (ARGYROS, 2005), correspondendo à situação exatamente oposta à observada em fibras convencionais.

A figura 39 mostra o efeito da curvatura sobre a transmissão na fibra mostrada na figura 34(a); a fibra com 40cm de comprimento foi curvada em uma volta de diversos diâmetros, indicados na legenda. É possível observar uma maior atenuação na borda azul dos bandgaps e isso ocorre devido às diferentes inclinações dos limites das bandas dos modos de casca (curvas azuis e vermelhas da figura 37). Analisando a figura 37 nota-se que o aumento do índice efetivo das bandas que limitam a borda azul dos bandgaps, estreitará mais o

bandgap que a diminuição do índice efetivo das bandas que limitam as bordas vermelhas dos bandgaps, já que os limites inferiores das bandas (curvas vermelhas) possuem maior verticalidade.

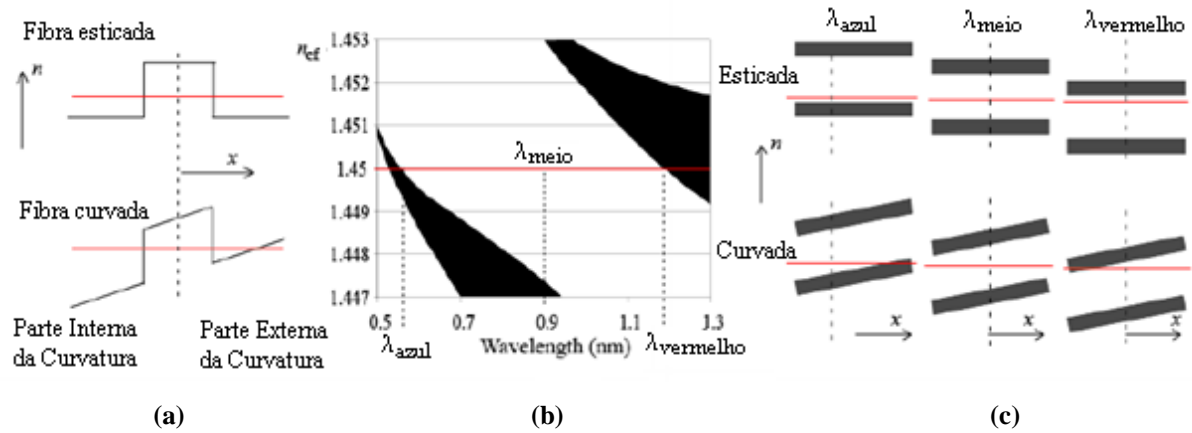


Figura 38. (a) Efeito da curvatura em uma fibra convencional; em preto o índice de refração da fibra e em vermelho o índice efetivo do modo no núcleo. (b) Bandgap de uma fibra PBG totalmente sólida; em preto os modos de casca e em vermelho aproximadamente o índice efetivo do modo guiado no núcleo (ele estará um pouco abaixo dessa linha). (c) Efeito da curvatura sobre os modos de casca nas extremidades e no centro do bandgap (ARGYROS, 2005).

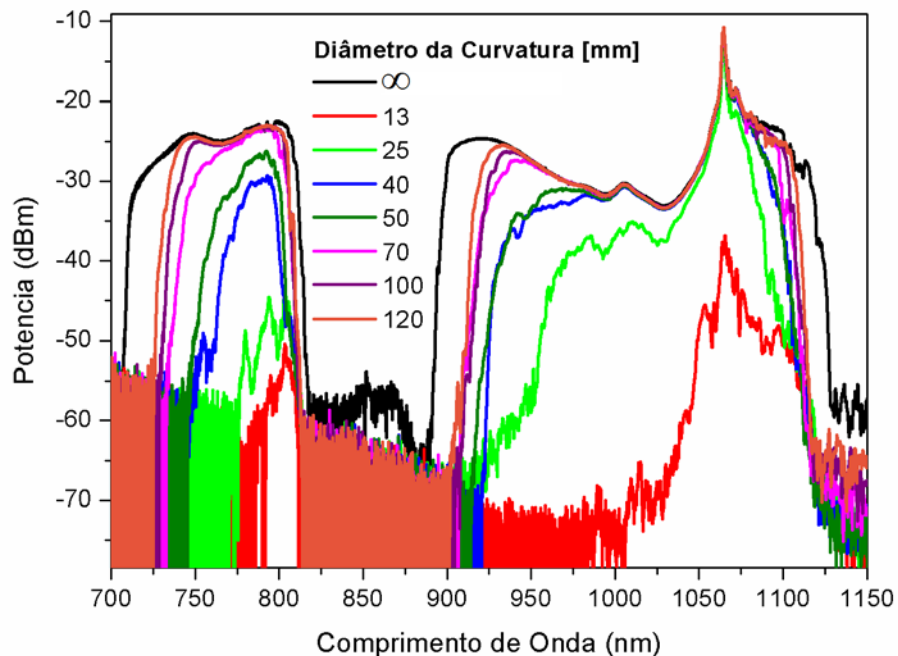


Figura 39. Efeito da curvatura sobre dois dos bandgaps da fibra com guiamento por PBG totalmente sólida. A curvatura corresponde a uma volta de diâmetro indicado na legenda.

3.3 FIBRAS COM GUIAMENTO HÍBRIDO

Fibras de cristal fotônico híbridas foram apresentadas em 2006 por Cerqueira Jr. *et al.* (CERQUEIRA, 2006). Nessas fibras a luz é guiada simultaneamente por reflexão interna total na região com buracos na casca e efeito de *bandgap* fotônico em uma linha de bastões com maior índice de refração. Na figura 40(a) é mostrada a seção transversal de uma fibra híbrida onde os pontos mais escuros são buracos (índice de refração menor em relação ao núcleo) e a linha de pontos mais claros são os bastões com maior índice de refração. A figura 40(b) mostra o espectro de transmissão dessa fibra.

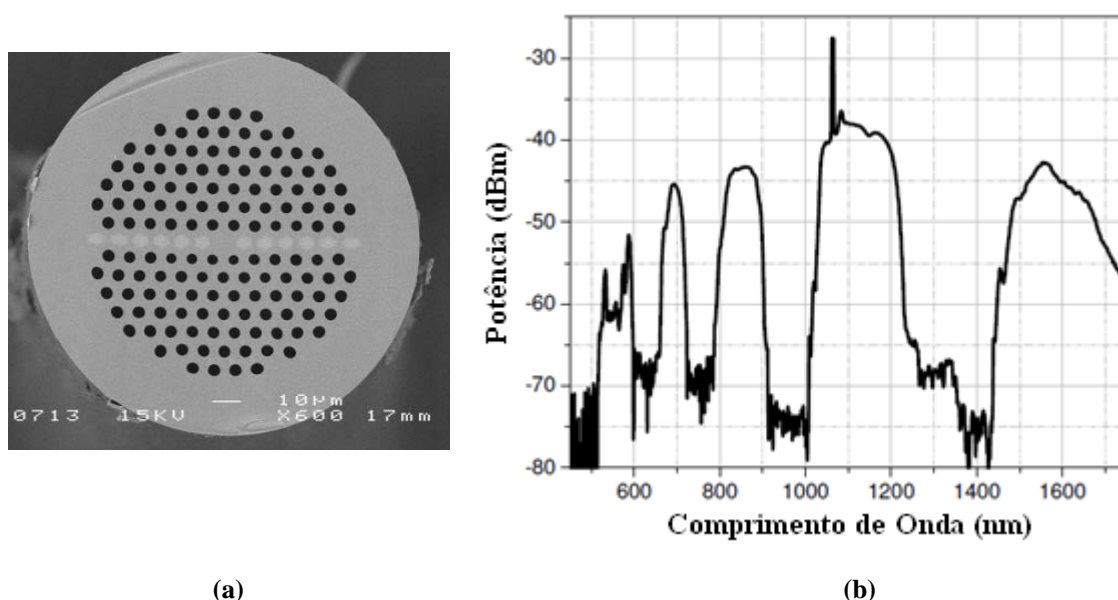


Figura 40. (a) Seção transversal de uma fibra híbrida com diâmetro dos bastões $d = 5,5\mu\text{m}$, $\Lambda = 9,4\mu\text{m}$ e diâmetro do núcleo de $11,4\mu\text{m}$ (CERQUEIRA, 2006). (b) Espectro de transmissão dessa fibra (CERQUEIRA, 2006).

Em 2007 Xiao *et al.* propuseram dois tipos de fibra híbrida, um tipo semelhante à de Cerqueira Jr. *et al.* e outro tipo com uma linha de buracos (guiamento por TIR) e o resto da microestrutura com bastões com índice de refração mais alto que o do núcleo (guiamento por *bandgap*) (XIAO, 2007). Suas características foram simuladas numericamente e com os dados obtidos foram propostos compensadores de dispersão e fibras com alta birrefringência.

Em 2008 foi reportada por Lyngso *et al.*, a fabricação de uma fibra híbrida totalmente sólida e apresentada suas características de liberdade de projeto de dispersão, ditada pela dispersão do guia de onda, e de birrefringência (LYNGSØ, 2008).

4 SENSORES A FIBRA ÓPTICA

Sensores baseados em fibras ópticas têm sido usados para medir deslocamento, temperatura, pressão, fluxo, para análise química e biológica, rotação, aceleração, entre outros (KROHN, 2000). Possuem diversos benefícios quando comparados com sensores elétricos, como possuir imunidade eletromagnética, ser quimicamente e biologicamente inertes, poder ser muito pequenos e leves e usados em ambientes hostis como, por exemplo, o fundo do oceano ou a indústria de geração de energia elétrica (CULSHAW, 2004). Além disso, possibilitam telemetria remota e sensoriamento distribuído, onde é possível detectar a perturbação a ser medida e saber sua posição usando técnicas de reflectometria óptica (ROGERS, 2002).

Os sensores a fibra óptica podem ser divididos em dois grupos: os intrínsecos e os extrínsecos (CULSHAW, 2004). Nos intrínsecos a perturbação age sobre a fibra e a propagação da luz é afetada de alguma forma. Já nos sensores extrínsecos a luz em algum momento sai da fibra para interagir com algum meio. Os sensores também são classificados de acordo com o parâmetro que será modulado pela medida (CULSHAW, 2004; GRATTAN, 1998); nessa dissertação eles serão divididos em sensores de intensidade-modulada, polarização-modulada, comprimento de onda-modulado e fase-modulada.

Nos sensores de intensidade-modulada a medida é feita analisando-se a intensidade ou potência óptica. Nos sensores de polarização-modulada a grandeza a ser medida afeta a birrefringência da fibra, afetando, assim, a polarização da luz. Os sensores de comprimento de onda-modulado geralmente baseiam-se em redes de Bragg escritas na fibra (KASHYAP, 1999), onde alterações de temperatura, pressão e estresse alteram a periodicidade da rede alterando o comprimento de onda de reflexão, conforme visto na seção 2.7.1.1. Analisando-se o deslocamento em comprimento de onda dessa reflexão pode-se inferir o valor da medida. Finalmente, nos sensores de fase-modulada técnicas interferométricas são usadas para detectar variações induzidas pela grandeza a ser medida na fase da luz que se propaga por um trecho de fibra (KROHN, 2000).

Nas seções seguintes serão mostradas algumas soluções para sensoriamento de temperatura e pressão com o uso de fibras ópticas convencionais e microestruturadas.

4.1 SENSORES DE TEMPERATURA EM FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS

Uma das principais vantagens dos sensores de temperatura baseados em fibras ópticas é o isolamento térmico da sílica, ao contrário de sensores elétricos que normalmente usam pontas de medição metálicas que dissipam calor e podem tornar a medida menos precisa.

As fibras feitas de sílica podem suportar até cerca de 800°C (FERNANDO, 2002) e sensores a fibra óptica têm sido usados, por exemplo, na indústria de geração de energia elétrica para localizar pontos da rede onde pode haver superaquecimento, com a vantagem de possuir imunidade eletromagnética. Também são usados para controle de processos industriais, sendo quimicamente e biologicamente inertes e sem riscos de faíscas elétricas que podem causar explosões em alguns processos.

Algumas soluções para sensoriamento de temperatura utilizam os sensores extrínsecos baseados em reflexões. Nesses sensores a luz sai da fibra e interage com um meio, que pode ser um cristal líquido no qual a quantidade de luz refletida depende da temperatura ou, como ilustrado na figura 41, a luz passa por um polarizador e um cristal birrefringente com birrefringência dependente da temperatura e é refletida passando novamente pelo cristal e pelo polarizador. Dessa forma a intensidade da luz refletida e que chega ao detector é proporcional à temperatura. Esses sensores, apesar de possuírem resoluções de até 0,1 °C, são limitados à temperaturas entre 25 e 50 °C (KROHN, 2000).

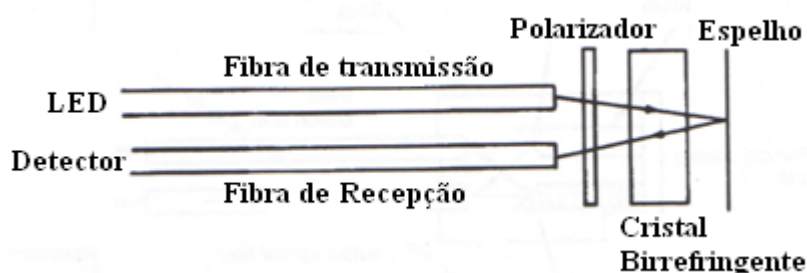


Figura 41. Sensor de temperatura extrínseco com uso de polarizador e cristal birrefringente com birrefringência dependente da temperatura (KROHN, 2000).

Um tipo de sensor de temperatura intrínseco é feito explorando a variação com a temperatura da absorção de terras raras em fibras dopadas. Por exemplo, no Neodímio, em 840nm, a absorção decai com o aumento da temperatura e essa característica pode ser usada para sensores de temperatura em faixas de -190°C até 750°C (KROHN, 2000).

Outro conceito para sensores de temperatura é baseado em interferometria, usando duas fibras, uma como o braço de referência do interferômetro e outra como sensor. Com a

variação da temperatura na fibra haverá variação do índice de refração e, portanto, do caminho óptico, criando variação de fase e mudando o padrão de interferência. Sensores baseados nesse conceito já demonstraram sensibilidade de $0,1^{\circ}\text{C}$ e variação de temperatura de operação de até 700°C (KROHN, 2000). Contudo, normalmente a transdução da variação da mudança no padrão de interferência requer uma análise feita por computador para se encontrar a temperatura. Além disso, o sistema também requer um controle de temperatura no braço de referência.

Para o sensoriamento de temperatura é comum utilizar redes de Bragg, observando-se a variação do deslocamento do pico de reflexão com a variação da temperatura, como visto na seção 2.7.1.1. A maior vantagem desse método é que o parâmetro modulado pela variação da temperatura é o deslocamento espectral da reflexão, tornando o sistema muito robusto em relação a oscilações de potência do laser de medida ou outros fatores que podem induzir perda na fibra como, por exemplo, curvaturas. Uma das principais limitações desses sensores é sua sensibilidade simultânea à temperatura e à tração. Existem alguns esquemas para minimizar essa sensibilidade cruzada, por exemplo, o uso de redes gravadas em fibras Panda. As redes nessas fibras possuem diferentes propriedades de reflexão e respostas à temperatura e pressão em cada eixo. Utilizando a relação entre os dois é possível minimizar erros devido a medidas cruzadas (temperatura-tração) (OTHONOS, 1999). Também tem sido proposto o uso de uma rede de referência em um ambiente isolado da temperatura por um isolante térmico, entre outros esquemas (OTHONOS, 1999).

Os sensores baseados em redes de Bragg podem ser semi-distribuídos; para isso colocam-se redes com diferentes espectros de reflexão em pontos diferentes da fibra onde se deseja fazer o sensoriamento. O número desses pontos está limitado pela largura de banda da fonte e pela variação de temperatura que se deseja medir, já que a faixa de deslocamento espectral da reflexão de uma rede não pode entrar nos limites de outra.

Uma solução para sensoriamento distribuído é o uso de um efeito não linear, o efeito Raman (AGRAWAL, 2006). No efeito Raman um fóton é espalhado inelasticamente pelo material, o que resulta em um fóton com maior energia (menor comprimento de onda, conhecido como anti-Stokes) ou com menor energia (maior comprimento de onda, conhecido como Stokes). No caso de espalhamento para um fóton com menor energia, parte da energia da luz é transferida a um modo de vibração de uma molécula, o que resulta na criação de fônons (vibrações moleculares não radiativas). No caso do espalhamento para um fóton de maior energia, a energia adicional em relação ao fóton incidente vem da vibração molecular do material, ou seja, o processo destrói fônons transferindo a energia destes para fótons. O

nível de vibração molecular (número de fônons já existentes no material) é proporcional à temperatura.

Portanto, emitindo um pulso de luz na fibra e observando a proporção de intensidades dos sinais de Stokes e anti-Stokes retro-espalhados é possível saber a temperatura em cada ponto da fibra. Um sistema usando um laser de argônio com pulsos de 15ns de duração e potência de pico de 5W possui uma resolução de temperatura de 0,5°C com resolução espacial de 1m em uma fibra convencional de 10km (ROGERS, 2002).

4.2 SENSORES DE PRESSÃO EM FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS

Os sensores de pressão extrínsecos são baseados em aparatos mecânicos e diafragmas que deslocam as fibras alterando o acoplamento entre duas fibras ou o acoplamento da luz refletida (KROHN, 2000). Tais aparatos mecânicos podem ser vistos como uma desvantagem sobre os sensores intrínsecos que, por usarem a própria fibra para a medição, formam um sistema mais robusto.

Sensores intrínsecos exploram a variação do índice de refração com a pressão, comumente em uma fibra que apresenta birrefringência. A pressão em geral alterará a birrefringência fazendo com que a luz acoplada em diferentes eixos principais se retarde, ocasionando uma alteração no estado de polarização. Esse conceito pode ser usado inclusive para sensores distribuídos (TANAKA, 1997).

Assim como a temperatura altera o índice de refração, a pressão também o faz. Desta forma, é possível usar o mesmo conceito interferométrico exposto na seção anterior para medição de pressão. Nesse caso variações da temperatura ambiente podem afetar as medidas da pressão.

As redes de Bragg também podem ser usadas para sensoriamento de pressão. Usando uma fibra com uma rede de Bragg gravada em uma extremidade imersa em um tanque com óleo onde é aplicada pressão, Xu *et al.* mostram uma sensibilidade de -3,1 pm/MPa (-0,31 pm/bar) (XU, 1993).

Outra maneira de usar as redes de Bragg para sensoriamento de pressão é usar diafragmas para traduzir a pressão em tração. Novamente, o maior problema é a sensibilidade cruzada entre temperatura e pressão nessas redes. Com o esquema apresentado na figura 42, Hsu *et al.* mostram um sensor para pressão de gases com compensação para variações de temperatura (HSU, 2006). Nesse sensor a pressão age sobre o silicone que move contra a mola uma placa de alumínio presa por um braço a uma fibra, fixada entre os pontos A e B, na

qual está escrita uma rede de Bragg. A fibra é inicialmente tensionada sob pressão ambiente e os diferentes coeficientes de dilatação térmica do alumínio e do ferro compensam a tração devido a variação de temperatura. Os resultados mostram uma sensibilidade de 1,35 nm/bar (muito maior que quando a pressão é aplicada diretamente à fibra, como apresentado no parágrafo anterior) e a temperatura acarreta em variações de menos de 0,025 nm em uma faixa de 10 a 60°C.

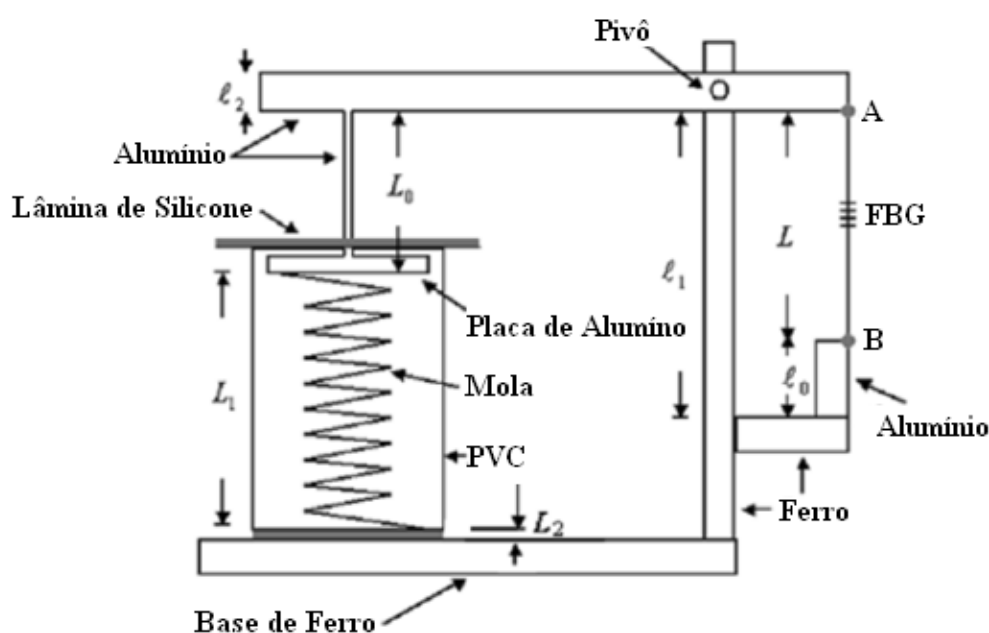


Figura 42. Sensor de pressão baseado em rede de Bragg com compensação de temperatura (HSU, 2006).

4.3 SENSORES DE TEMPERATURA BASEADOS EM FIBRAS MICROESTRUTURADAS

Devido ao fato de fibras microestruturadas serem compostas de um único material sólido, estresses mecânicos gerados por dilatação térmica praticamente inexistem. Isto faz com que estes guias sejam intrinsecamente pouco sensíveis a variações térmicas. Sensores de temperatura em fibras microestruturadas têm, portanto, se baseado na inserção de líquidos com alta taxa de variação do índice de refração com a temperatura, tais como um cristal líquido perto de uma transição de fase. Preenchendo-se o cristal fotônico da casca de fibras como a da figura 20 com líquido de alto índice de refração, de forma a se ter guiamento por bandgap fotônico, pode-se observar grande variação no espectro de transmissão com a temperatura. Isto ocorre devido à variação do bandgap fotônico, que afeta a transmissão. Alkeskjold *et al.* reportam sensibilidade de até 27nm/°C no deslocamento do bandgap a

temperatura ambiente utilizando-se um cristal líquido (ALKESKJOLD, 2006). Wolinski *et al.*, utilizando um tipo de cristal líquido inserido em uma fibra com núcleo de sílica, mostram o monitoramento de temperaturas ambiente a até cerca de 90°C. A partir dessa temperatura o contraste de índice de refração do cristal líquido com a sílica passa a ser muito pequeno para serem observados bandgaps fotônicos (WOLINSKI, 2008).

4.4 SENSORES DE PRESSÃO BASEADOS EM FIBRAS MICROESTRUTURADAS

Com a liberdade de projeto permitida pelas fibras microestruturadas, o desenvolvimento de sensores baseados em fibras ópticas foi impulsionado. Além da possibilidade de inserção de gases e líquidos, para sensoriamento químico e biológico, e inserção de componentes ativos, para alterar as propriedades de guiamento, já citados nas seções anteriores, sensores baseados em fibras microestruturadas têm sido propostos para medição de pressão.

Para sensoriamento de pressão tem sido proposto principalmente o uso de fibras de cristal fotônico mantenedoras de polarização, como a mostrada na figura 43. A birrefringência nessa fibra está relacionada ao núcleo elíptico, possuindo um valor na ordem de 10^{-3} e uma sensibilidade da polarização à pressão de $-1 \text{ rad}/(\text{bar}\cdot\text{m})$. Enquanto que a sensibilidade à temperatura chega a apenas $0,01 \text{ rad}/(^{\circ}\text{C}\cdot\text{m})$ (NASIŁOWSKI, 2005). Essa pouca sensibilidade à temperatura é um avanço importante em sensoriamento, já que os sensores baseados em redes de Bragg são sensíveis tanto a temperatura, quanto a estresses mecânicos.

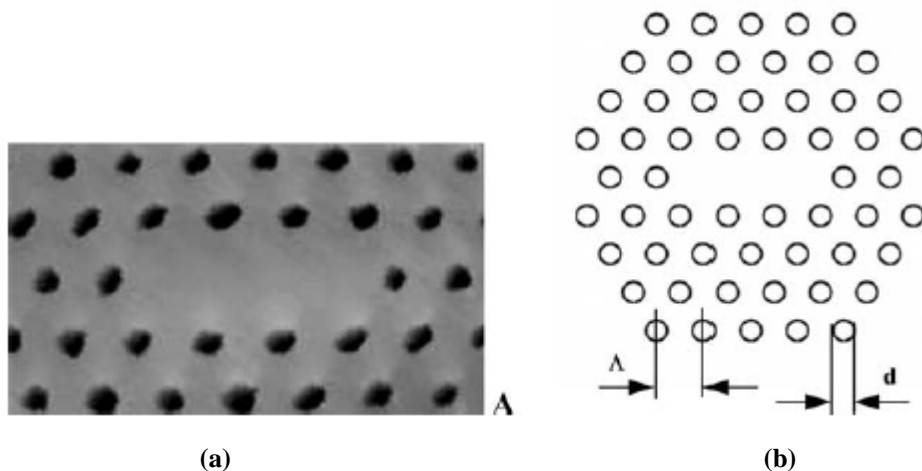


Figura 43. Fibra de cristal fotônico mantenedora de polarização. **(a)** Foto de microscopia eletrônica na região do núcleo. **(b)** esquema da fibra com suas dimensões $d = 340\text{nm}$ e $\Lambda = 960 \text{ nm}$ (NASIŁOWSKI, 2005).

Bock *et. al* propõem sensores de pressão com fibras semelhantes à apresentada na figura 44, e reportam sensibilidade a pressão de até 1,03 rad/(bar.m) e sensibilidade à temperatura de 0,007 rad/(°C.m). A pressão foi aplicada em temperaturas de 14, 24 e 34°C e apresentaram diferenças de menos de 1% na medição (BOCK,2006).



Figura 44. Fibra de cristal fotônico mantenedora de polarização. Em preto, buracos de ar em uma fibra de sílica. Essa fibra possui $\Lambda = 4,4\mu\text{m}$ e $d = 2,2\mu\text{m}$ e $4,5\mu\text{m}$ para os buracos menores e maiores respectivamente.

Em outro trabalho, uma fibra de núcleo oco emendada em ambas as extremidades a fibras comuns formava uma cavidade Fabry-Pérot usada como sensor de tração, uma vez que a variação no comprimento da cavidade altera a frequência de ressonância da cavidade (SHI, 2008). A sensibilidade à tração era de 1,55 pm/ μe com insensibilidade à temperatura. Utilizando-se esquemas com o uso de diafragmas ou como o apresentado na figura 42 para traduzir pressão em tração sobre a fibra é possível construir um sensor de pressão insensível à temperatura com a cavidade demonstrada.

5 SENSIBILIDADE À PRESSÃO DE UMA FIBRA DE BANDGAP FOTÔNICO DE NÚCLEO OCO

Neste capítulo é investigada a resposta à pressão hidrostática de uma fibra de bandgap fotônico de núcleo oco. Mais especificamente, o objetivo dos experimentos realizados foi observar mudanças na luz transmitida devido às mudanças induzidas por pressão na estrutura da fibra e/ou índice de refração.

A fibra usada nos experimentos foi o modelo comercial HC1550-02 da Crystal Fiber A/S. A fibra é a mesma mostrada na figura 19(a) e em tamanho maior na figura 45. Da imagem foram medidas as distâncias entre o centro de buracos adjacentes, com um valor médio de $\Lambda = 3,86\mu\text{m}$, o diâmetro do núcleo, de $11,4\mu\text{m}$, e a fração de preenchimento de ar, igual a 0,96, na região microestruturada da casca. A fração de preenchimento de ar é o parâmetro que dá a quantidade de ar em relação à quantidade de sílica na área da seção transversal da casca.

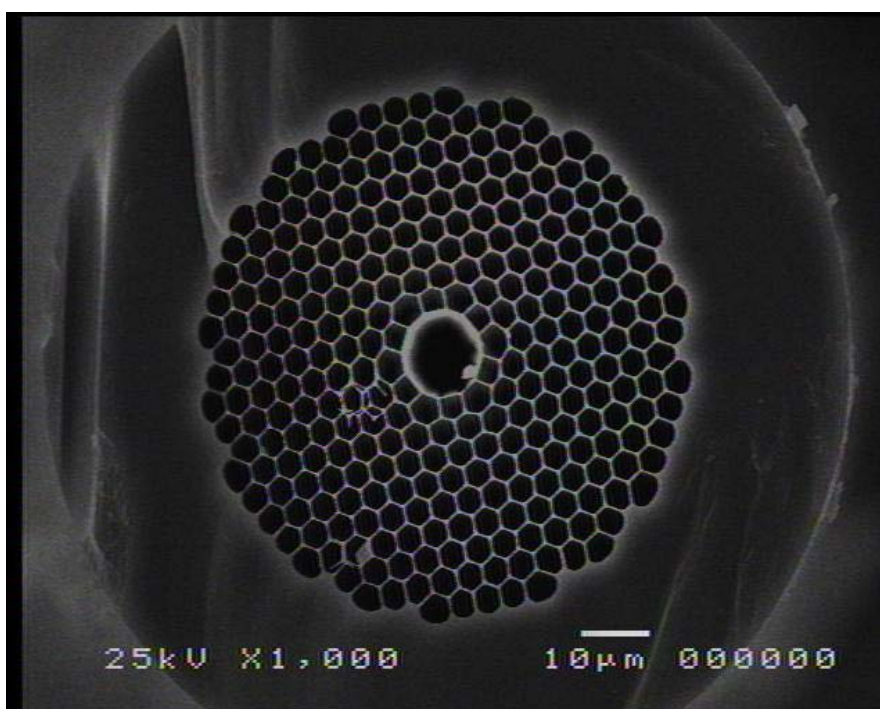


Figura 45. Fibra de cristal fotônico HC1550-02 usada no experimento com pressão.

O espectro de transmissão de 20m da fibra HC1550-02 é mostrado na figura 28, onde é possível observar um bandgap na região de 1550nm e outro na região de 1080nm; não é observada nenhuma transmissão de luz no núcleo para comprimentos de ondas menores. Porém, para uma fibra de 20cm de extensão, foram identificados no espectro alguns picos

estreitos de transmissão no visível. Na seção seguinte essas janelas de transmissão são caracterizadas; em seguida é caracterizada a resposta à pressão da intensidade da luz transmitida por estas janelas quando se aplica pressão externa sobre a fibra; na seção subsequente mostra-se a variação da intensidade e de polarização quando a pressão é aplicada internamente nos buracos da fibra; na última seção do capítulo, é caracterizada a resposta à temperatura em uma das janelas de transmissão no visível.

5.1 CARACTERIZAÇÃO DAS TRANSMISSÕES NO VISÍVEL DA FIBRA HC1550-02

As janelas de transmissão observadas em fibras de 20cm de comprimento são mostradas em função do comprimento de onda na figura 46 e possuem perdas estimadas entre 0,8 e 1,4 dB/cm para o comprimento de onda de 633nm na fibra identificada como HC1550-02 I. O espectro de transmissão mostra grande sensibilidade à estrutura exata da fibra. Isso foi observado caracterizando-se fibras do mesmo modelo, mas com datas de fabricação e, provavelmente, pré-formas diferentes. O espectro de duas fibras, identificadas como HC1550-02 I e II, é mostrado na figura 46 e apresenta diferenças claras.

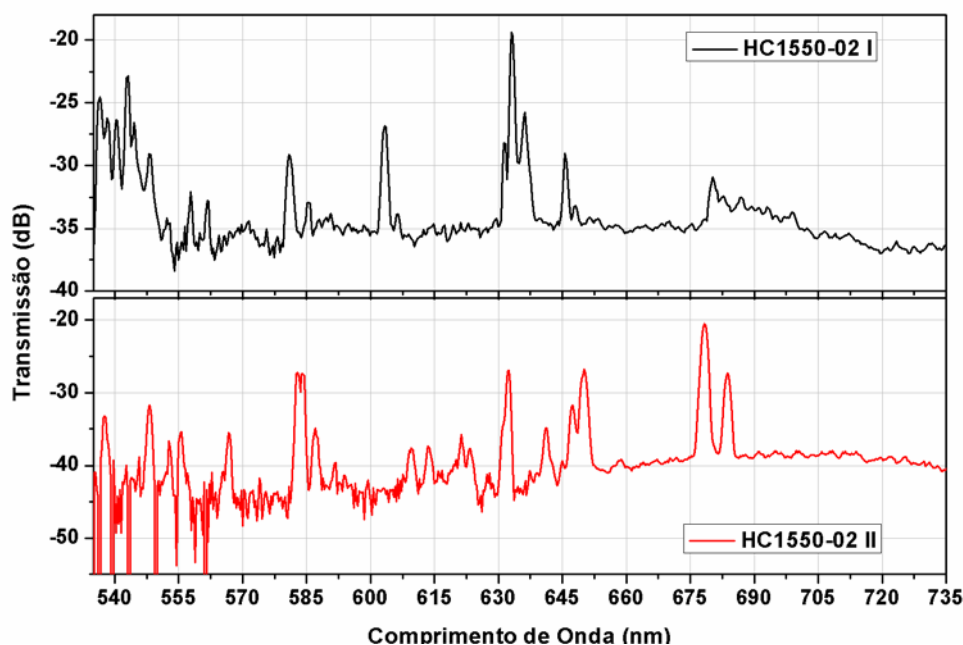


Figura 46. Espectro de transmissão no visível em ~20cm das fibras HC1550-02 I e II. A resolução espectral é de 1nm.

O modo de propagação em 633nm para a fibra I foi caracterizado realizando-se a imagem da saída da fibra em uma câmera CCD. O perfil desse modo é mostrado na figura 47. Esse modo apresenta uma distribuição de intensidade correspondente ao modo fundamental e

apresenta uma elípticidade de $\sim 0,93$ (definida aqui como a razão entre os eixos principais da elipse medidos a meia potência máxima). Essa elipticidade provavelmente está relacionada ao formato do núcleo da fibra, que possui uma elipticidade de $\sim 0,95$.

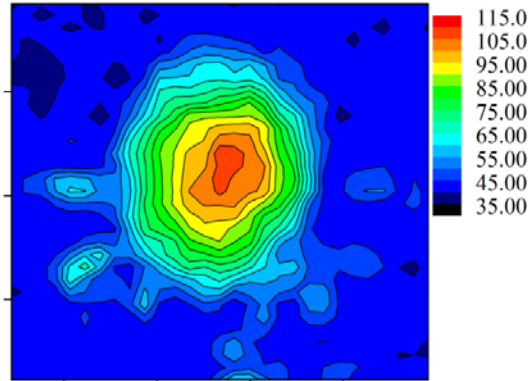


Figura 47. Perfil do modo de propagação em 633nm na fibra HC1550-02 I com 20cm. A distribuição transversal de intensidades é dada em unidades arbitrárias através do código de cores.

Além de possuírem dependência com a estrutura fina da fibra, as janelas de transmissão também apresentam variações de acordo com a polarização. Na figura 48 é possível notar diferentes transmissões para duas polarizações ortogonais (polarizações X e Y). A figura 48(a) mostra o espectro de transmissão da fibra HC1550-02 I e a figura 48(b) mostra a transmissão em uma terceira fibra do mesmo modelo que a partir de agora será definida como HC1550-02 III.

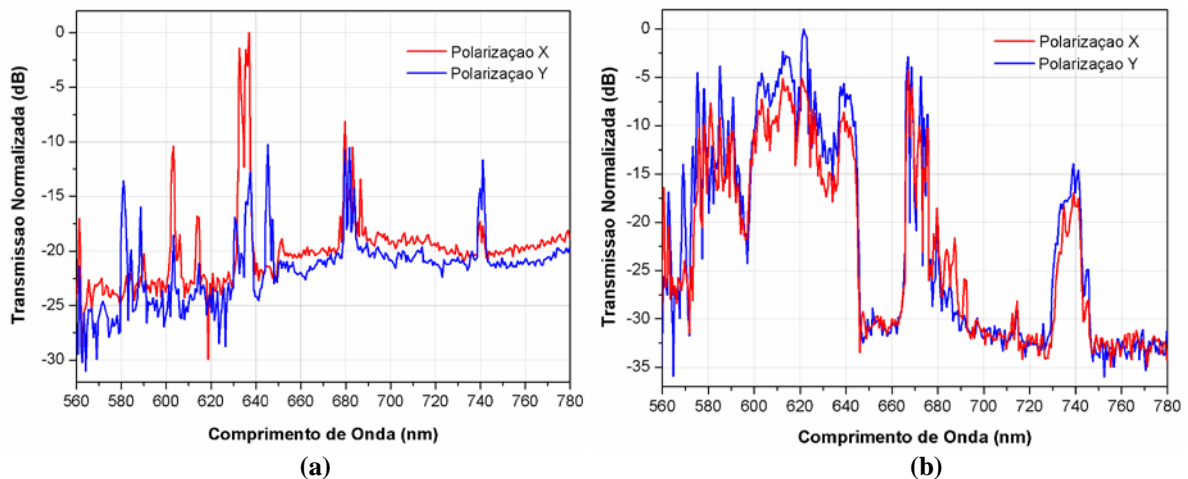


Figura 48. Espectro de transmissão no visível em ~ 20 cm de fibra para duas polarizações ortogonais (a) na fibra HC1550-02 I e (b) na fibra HC1550-02 III. A resolução espectral é de 0,1nm.

Estas transmissões não haviam sido reportadas anteriormente na literatura e, portanto, o mecanismo de guiamento dos modos no visível foi investigado. Um possível mecanismo de guiamento por um núcleo com menor índice de refração seria por reflexão parcial de Fresnel,

aproximando a fibra por um capilar. Neste caso, a luz não é exatamente conduzida por um modo do guia, se propagando na forma de radiação de fuga (BUCK, 1995). Pode-se calcular a constante de propagação no capilar β através da equação 8, em que n_2 é substituído pelo n_{2ef} calculado pela equação 28, onde o β_{fsm} é calculado semi-analiticamente (MIDRIO, 2000). Com a constante de propagação do modo fundamental do capilar, na qual a parte imaginária está relacionada à atenuação, foram calculadas as atenuações em função do comprimento de onda exibidas no gráfico da figura 49. Observe nesta figura que não apenas os picos discretos de transmissão observados experimentalmente não podem ser explicados, mas também que as atenuações calculadas são bem superiores.

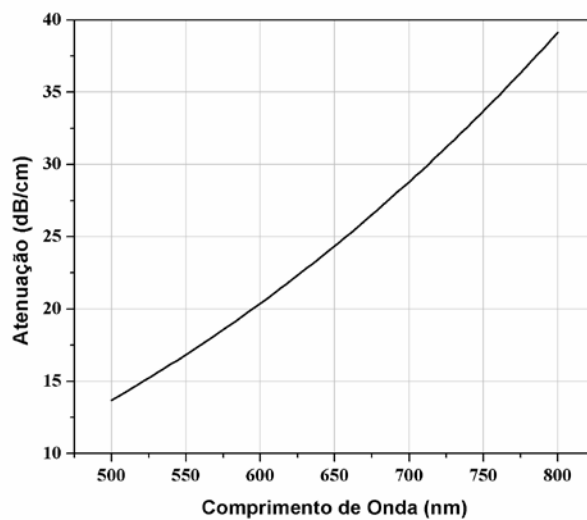


Figura 49. Atenuação em função do comprimento de onda considerando guiamento unicamente por reflexão parcial de Fresnel simples na interface núcleo-casca microestruturada.

Outra possibilidade para explicar o confinamento da luz ao núcleo seria a ocorrência de anti-ressonância no anel de sílica em torno do núcleo, que confinaria a luz ao núcleo conforme explicado pelo modelo ARROW. Foram calculados os comprimentos de onda onde haveria anti-ressonância através da equação 29. A espessura do anel de sílica foi medida na imagem de microscopia eletrônica do núcleo da fibra e está entre 170nm e 227nm. Tal margem de incerteza nas medidas é devido ao limite da resolução do microscópio e também devido a pequenas diferenças em cada ponto do anel. As anti-ressonâncias calculadas para $t = 170\text{nm}$ estariam próximas aos comprimentos de onda de 714nm (para $j = 0$) e 238nm (para $j = 1$). Para $t = 227$ estariam em 953,4nm e 317,8nm. Para haver anti-ressonâncias próximas ao comprimento de onda de 630nm a espessura do anel deveria ser $t = 150\text{nm}$.

Para excluir a possibilidade de guiamento por anti-ressonância, foi realizado um experimento onde a espessura do anel de sílica da fibra foi aumentada através da deposição de

filmes compostos pela adsorção de soluções iônicas, no caso alilamina hidroclorada e azocorante Congo Red, por uma técnica conhecida como auto-montagem (ZUCOLOTTO, 2003). A figura 50(a) mostra esquematicamente o aumento da espessura do anel, que é estimada em 100nm. Tal aumento resultaria em um deslocamento de 420nm para $j=0$ e 140nm para $j=1$ na direção de comprimentos de ondas maiores; porém, mesmo com o filme, a fibra continuou guiando em 633nm.

Dessa forma, e por eliminação, o mecanismo de guiamento provável estaria relacionado à bandgaps de ordem superior da casca microestruturada, o que foi confirmado através do experimento ilustrado pela figura 50(b). Nele, a estrutura da casca foi anulada pelo preenchimento dos buracos com óleo com índice de refração próximo ao da sílica, mas mantendo o primeiro círculo de buracos em volta do núcleo vazios. Dessa forma, caso o guiamento ocorresse por anti-ressonância no anel de sílica a fibra continuaria guiando. O resultado foi que a fibra não guiou mais os modos investigados, confirmando que o guiamento se dá pela estrutura de cristal fotônico formado pela casca e por seus bandgaps fotônicos.

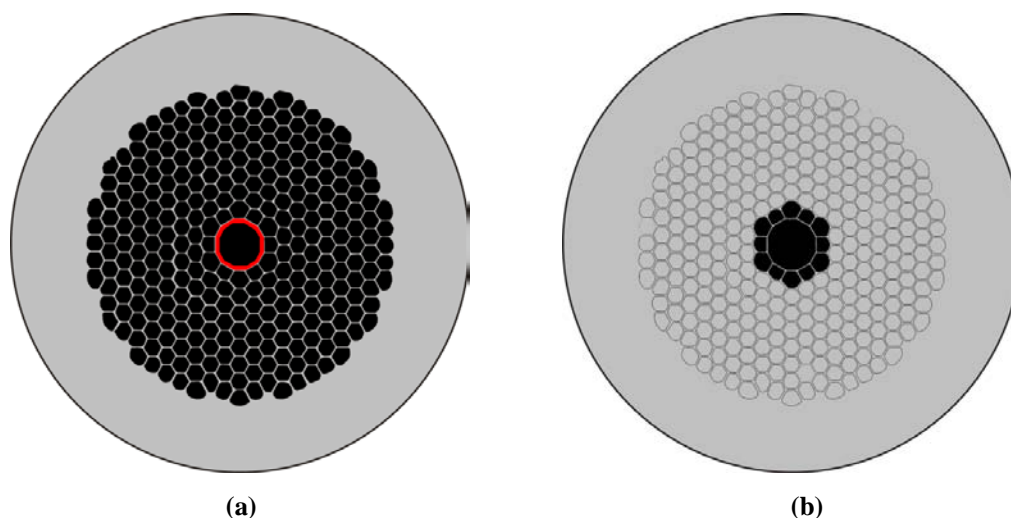


Figura 50. (a) Aumento da espessura do anel de sílica na HC1550-02 representada em vermelho (b) Preenchimento da casca com óleo com índice de refração próximo ao da sílica.

Nota-se que em fibras de núcleo oco bandgaps de ordem superior raramente são observados já que as pontes que ligam os nós de sílica na casca tendem a aumentar a perda destes. Além disso, as perdas por espalhamento devido à rugosidade superficial dos buracos se tornam mais críticas para comprimentos de ondas mais curtos, colaborando para o aumento da atenuação (ROBERTS, 2005a). Imperfeições e não uniformidade na espessura das pontes e nós podem também colaborar para a atenuação desses bandgaps.

A forte dependência da transmissão nesses bandgaps com a estrutura exata da fibra sugere que eles também serão altamente suscetíveis a deformações induzidas na estrutura devido à pressão. Isto os torna atraentes para os propósitos deste trabalho.

Duas montagens diferentes foram usadas para aplicação de pressão sobre a fibra; em uma delas a pressão é aplicada externamente em uma seção de ~3cm de uma fibra de ~20cm. Na outra montagem a pressão é aplicada a uma das extremidades da fibra, que está dentro de uma câmara de pressão. Dessa forma, o ar flui diretamente para o interior da fibra de cristal fotônico pressurizando a microestrutura.

Tanto testes com pressão interna quanto com pressão externa em fibras curtas (~20cm) não mostraram variações significativas na transmissão da luz no bandgap principal, em 1550nm, e no bandgap em 1080nm. Em fibras longas, de ~1m de comprimento, puderam ser observadas algumas variações na transmissão que chegaram a 1dB em 1550nm para pressões internas de 6kgf/cm². Porém, a transmissão era muito instável, provavelmente pelo comprimento da fibra e suas imperfeições, assim como pelo gradiente de pressão causado por variações térmicas e por curvaturas.

Já os bandgaps no visível demonstraram grande sensibilidade à pressão em fibras curtas e com boa estabilidade de transmissão sob pressão. Utilizando-se pedaços curtos (de 10 a 20cm) é possível obter variações mensuráveis da transmissão com pequenas pressões (unidades de kgf/cm²) quando a pressão é aplicada internamente, e com pressões de centenas de kgf/cm² quando a pressão é aplicada externamente em uma seção da fibra (~3cm). Tal característica pode ser explorada para sensoriamento em ambas as faixas de pressões, apenas variando o modo como a pressão é aplicada sobre a fibra.

5.2 EXPERIMENTO COM PRESSÃO EXTERNA

A figura 51 mostra o esquema da montagem experimental usada para aplicação de pressão externa na fibra. Nessa montagem é usada uma fonte de supercontínuo (Fonte S.C.) baseada num laser de NdYAG (em 1064nm) bombeando uma fibra de cristal fotônico altamente não linear. Múltiplos efeitos não lineares geram um alargamento drástico no espectro, que passa a se estender de ~500nm a mais de 1700nm. A luz na saída dessa fibra é colimada por uma lente objetiva de 40x e acoplada a ~20cm de fibra HC1550-02 (HC-PCF na figura) por outra lente igual. Em uma seção longitudinal de aproximadamente 3cm da HC-PCF está um pressurizador hidráulico. A saída da HC-PCF é então acoplada a uma fibra

multimodo (MMF) conectada a um analisador de espectro óptico (OSA, Optical Spectrum Analyzer).

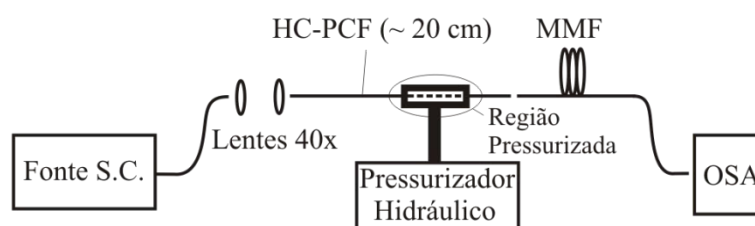


Figura 51. Montagem para aplicação de pressão externa.

Quando a pressão é aplicada observa-se como cada bandgap no visível é afetado pela pressão. O gráfico da figura 52 mostra a transmissão da fibra HC1550-02 I na região entre 600 e 650nm para diferentes valores de pressão manométrica, sendo 0 kgf/cm² a pressão ambiente. É possível observar a diminuição da transmissão com o aumento da pressão. Após a pressão ser liberada a transmissão retorna praticamente a seu valor inicial dentro de possíveis erros da medida (~0,3dB) devido à estabilidade da fonte e do acoplamento. As medidas se mostraram reproduzíveis.

Enquanto esses modos com alta perda no visível sofrem uma atenuação maior que 5dB com a aplicação de 300 kgf/cm², os bandgaps no infravermelho sofrem alterações menores que 0,5 dB para a mesma pressão. Isto reforça a hipótese de que as perdas geradas ocorrem por alterações nos bandgaps mais sensíveis à deformação e não por micro-curvaturas criadas pelo pressurizador hidráulico.

A figura 53(a) mostra a atenuação induzida pela pressão em dois comprimentos de onda: 604nm e 633nm em função da pressão manométrica aplicada na fibra HC1550-02 I (para a qual o espectro é mostrado na figura 46 e a resposta espectral à pressão na figura 52). Nota-se que em 604nm a resposta à pressão está saturada com o desaparecimento do bandgap para 300kgf/cm², o que pode ser observado na figura 52, enquanto que em 633nm o bandgap não desapareceu para as pressões aplicadas, podendo ser usado para detecção de pressões superiores a 300kgf/cm². Na figura 53(b) a pressão é aplicada na fibra HC1550-02 II (espectro inferior da figura 46) e é mostrada a atenuação induzida em dois comprimentos de onda. O fato de bandgaps diferentes apresentarem sensibilidades diferentes pode ser explorado em medidas de sensoriamento como fonte de auto-referência.

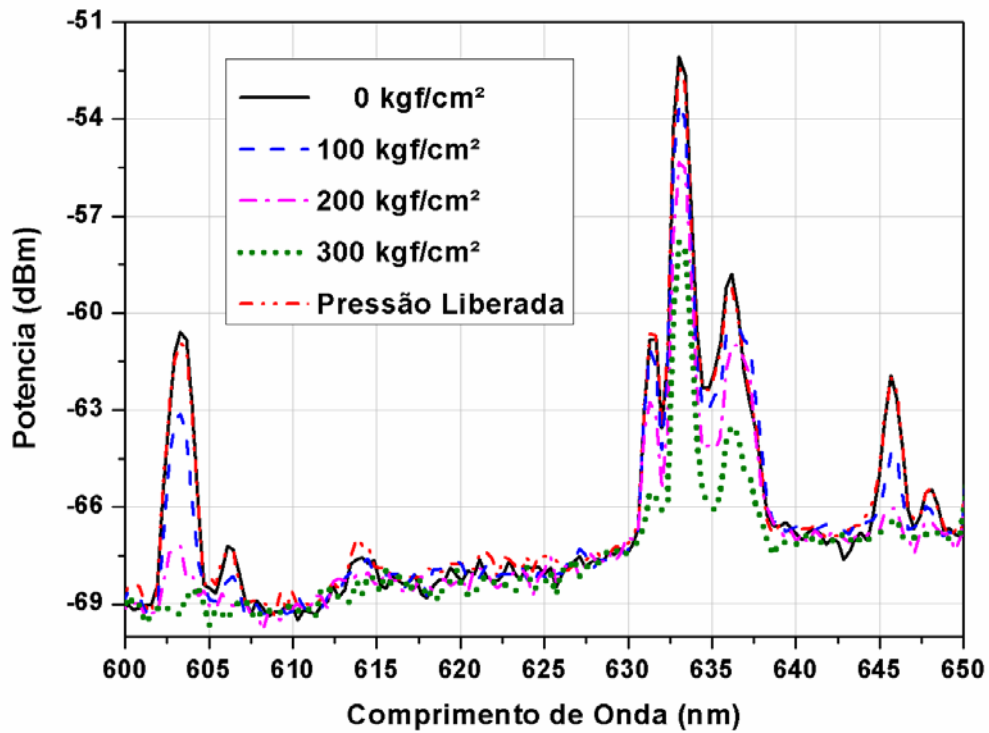


Figura 52. Espectro de transmissão da fibra HC1550-02 I para diferentes pressões manométricas aplicadas e retornando-se à pressão ambiente.

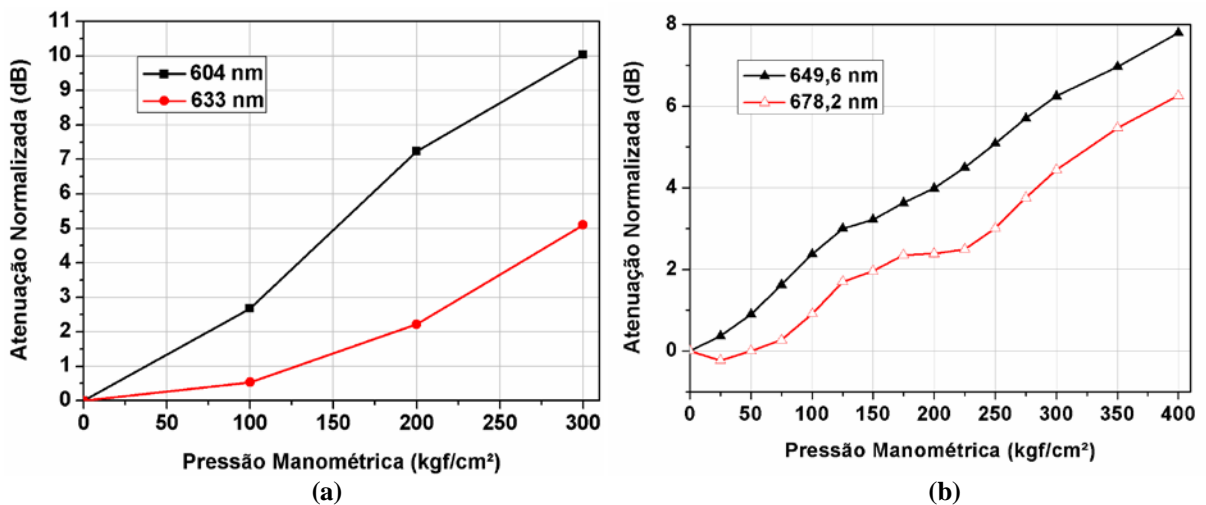


Figura 53. Atenuação em função da pressão manométrica aplicada. (a) para a fibra HC1550-02 I em 604nm e 633nm. (b) para a fibra HC1550-02 II em 649,6nm e 678,2nm.

5.3 EXPERIMENTO COM PRESSÃO INTERNA

Para aplicação de pressão interna foi utilizada a fibra HC1550-02 I, que possui um bandgap na região de 633nm. A montagem experimental é mostrada na figura 54. É utilizado um laser de HeNe (Hélio-Neônio) que possui comprimento de onda de 632,8nm. A luz é acoplada através de uma lente objetiva de 20x. Na figura, está se acoplando a luz em uma

fibra convencional monomodo em 633nm (SMF) emendada à HC1550-02, que nos experimentos a serem mostrados pode variar em comprimento entre 13 e 20cm. A extremidade de saída da HC1550-02 é colocada dentro de uma câmara de pressão selada e ligada a um compressor de ar que possui um manômetro e um regulador de pressão. A luz na saída da fibra é coletada através de uma janela de safira e de uma lente objetiva de 10x que a direciona para um medidor de potência ou um câmera CCD, dependendo da análise a ser feita.

O uso da fibra convencional na montagem tem função dupla de demonstrar a viabilidade de montagens totalmente a fibra (com lasers a fibra ou diodos laser acoplados a uma fibra) e de vedar a saída de ar, permitindo que uma pressão uniforme seja atingida. A emenda, que não é otimizada, tem uma perda de 6dB. Emendas da HC1550-02 com fibras convencionais utilizando máquinas de fusão com eletrodos têm perdas reportadas de 1,5dB (THAPA, 2006) e perdas de 0,9dB já foram obtidas no Laboratório de Fotônica do Mackenzie.

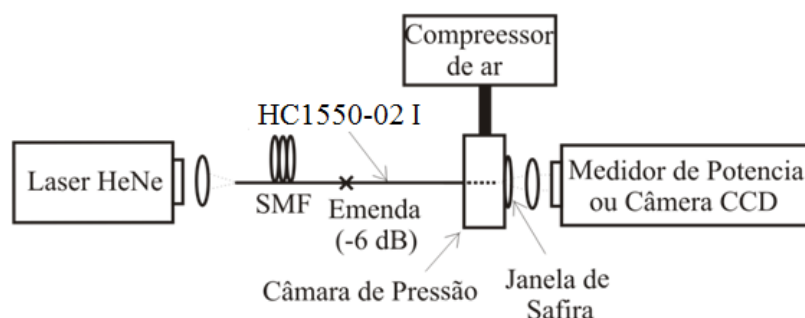


Figura 54. Montagem para aplicação de pressão interna.

Medidas iniciais, mostradas da figura 55, foram realizadas monitorando-se a potência transmitida em função da pressão aplicada, sem preocupação com a polarização da luz incidente na fibra. Enquanto que para aplicação de pressão externa uma variação na transmissão de alguns dB é obtida para centenas de kgf/cm^2 , para pressão interna obtém-se resposta desta magnitude para unidades de kgf/cm^2 de pressão. Os resultados apresentados na figura 55 ilustram duas situações em que a pressão foi aplicada: com os buracos da casca da fibra na extremidade dentro da câmara de pressão abertos e colapsados. O colapso dos buracos da casca é feito colocando-se a ponta da fibra em uma máquina comercial de emendas de fibras ópticas convencionais e aplicando-se um arco elétrico de modo que a sílica se funda fechando os buracos da casca (mas mantendo o núcleo aberto). Assim, com a casca fechada a pressão é toda direcionada para o núcleo da fibra, de forma que se espera que a

diferença de pressão induza uma maior distorção da microestrutura nas proximidades do núcleo.

Como esperado, é notada uma sensibilidade maior ($\sim 1\text{dB}$ a mais para as pressões maiores) quando os buracos da casca estão fechados (colapsados) e a pressão é direcionada ao núcleo. Quando a casca está aberta, o ar pode fluir tanto para a casca quanto para o núcleo, provavelmente criando uma contrapressão que reduz a deformação gerada. Essa maior sensibilidade obtida com buracos de casca colapsados é ainda mais evidente quando a fibra de cristal fotônico não está emendada a uma SMF. Nesse caso, quando a casca está aberta são notadas atenuações de cerca de apenas $0,5\text{dB}$ para pressões manométricas maiores que 5kgf/cm^2 enquanto que para a fibra com a casca fechada a atenuação chega a até 6dB .

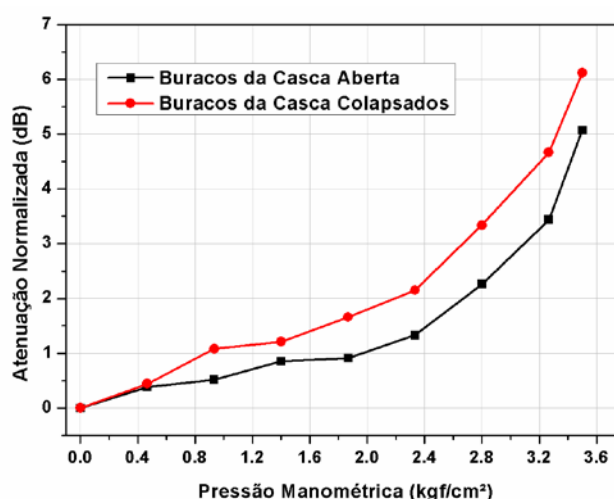


Figura 55. Atenuação da transmissão em 633nm em função da pressão manométrica aplicada internamente quando os buracos da casca estão abertos e colapsados, conforme indicado na legenda, para um sistema com a PCF emendada a uma SMF.

Para testar a reprodutibilidade das medidas foi realizado um estudo estatístico sobre 100 medidas. As medidas foram realizadas aplicando-se 2kgf/cm^2 de pressão manométrica na fibra HC1550-02 III e fazendo-se a razão entre a potência transmitida sob pressão e a potência transmitida à pressão ambiente, obtendo-se como resultado uma distribuição normal com média $1,5827$ e variância de $0,0011$, confirmando a reprodutibilidade e usabilidade do sistema para medidas de pressão.

5.3.1 Efeitos da pressão interna sobre a polarização

Apesar das tendências mostradas acima terem se mostrado reprodutíveis uma vez montado o aparato, observou-se que o comportamento exato da transmissão com a pressão

dependia da polarização de entrada. Este comportamento não é surpreendente, já que as próprias janelas de transmissão são dependentes deste parâmetro (figura 48). Através de simulações numéricas feitas no software COMSOL por Marcos Franco do Instituto de Estudos Avançados da Aeronáutica (IEAv), estima-se que essa fibra possua uma birrefringência de fase de cerca de 10^{-5} para o comprimento de onda de 633nm.

Para avaliar os efeitos da pressão sobre a polarização foi montado o experimento mostrado na figura 56. A polarização de entrada na fibra é controlada através de uma placa de meia onda $\lambda/2$ e um cubo polarizador. Na saída a escolha da polarização a ser analisada é feita com um segundo cubo polarizador. A fibra usada no experimento foi a HC1550-02 III com 12cm e os buracos da casca colapsados na saída. Fibras mais curtas apresentam uma sensibilidade menor, já que a luz sofre menos atenuação ao se propagar.

Os eixos principais de birrefringência são buscados girando-se a placa de $\lambda/2$ e o polarizador de entrada e medindo-se na saída os ângulos do cubo polarizador para os quais se obtém maior e menor potência transmitida. Os eixos principais são os dois que possuem maior valor da razão entre as potências máxima e mínima, sendo ortogonais entre si, a razão entre as potências obtidas é de ~ 15 . É possível observar na primeira coluna da figura 58 o perfil dos modos medidos na saída com a câmera CCD para o mínimo e máximo de transmissão obtidos girando-se o cubo polarizador de saída e com a polarização de entrada alinhada ao eixo 2. No mínimo de transmissão é possível identificar um modo de ordem superior, indicando que a razão entre as potências máxima e mínima (grau de polarização linear) para o modo fundamental apenas é ainda maior do que a mencionada.

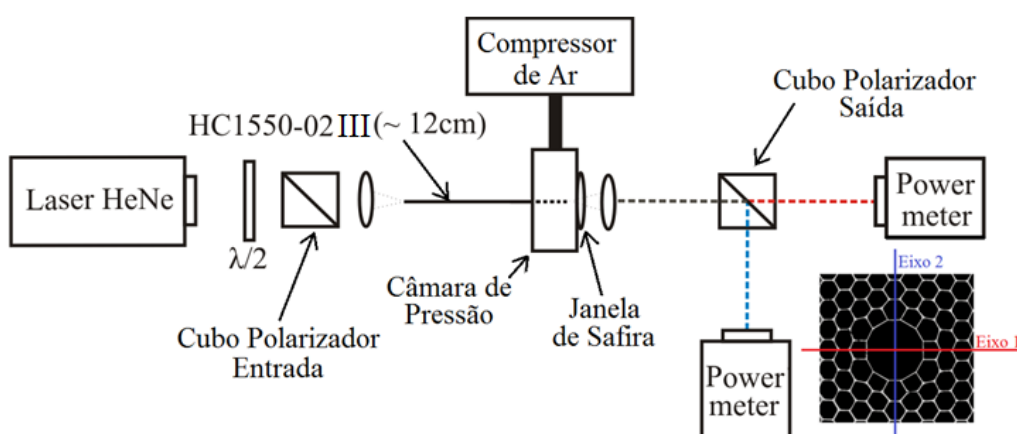


Figura 56. Montagem para aplicação de pressão interna com análise da polarização. No canto inferior direito a imagem da HC1550-02 com os eixos de birrefringência 1 e 2.

Uma vez encontrados os eixos principais, a polarização de entrada era lançada em um deles e era aplicada a pressão. O primeiro eixo analisado será identificado como eixo 1; na figura 57(a) é mostrada a resposta à pressão quando a luz é acoplada a esse eixo. A potência na saída é medida em cada eixo, conforme ilustrado na figura 56; também é mostrada a potência transmitida sem o cubo polarizador de saída. Percebe-se que a luz lançada no eixo 1 acopla-se ao eixo 2 quando a pressão é aplicada, podendo indicar uma alteração nos eixos de birrefringência da fibra. O resultado medido sem o polarizador da saída indica uma atenuação no sinal total porque além de acoplar luz ao eixo 2, a pressão induz um aumento na atenuação do eixo 1. Uma análise dos níveis de potência indicados na figura mostram que, na verdade, este último deve ser o efeito majoritário. As diferenças em atenuação para os dois eixos principais, figura 48(b), também podem ter influência sobre o aumento da atenuação total.

A figura 57(b) mostra a resposta à pressão quando a luz é lançada no eixo 2; para esse caso nota-se também um acoplamento da luz para eixo ortogonal (eixo 1). Entretanto, neste caso observa-se um aumento na transmissão nos dois eixos e, conseqüentemente, na potência total (medida sem o polarizador na saída), para pressões de até ~ 3 kgf/cm². A partir de 5 kgf/cm² a deformação da estrutura acaba induzindo uma atenuação inclusive na luz acoplada no eixo 2. Na figura 58 são mostrados os perfis dos modos de transmissão capturados em uma camera CCD para diferentes pressões manométricas para o caso apresentado na figura 57(b). Observa-se que a luz acoplada ao eixo 1 devido à pressão encontra-se no modo fundamental, reforçando a hipótese de alteração dos eixos principais da fibra, o que acoplaria a luz do eixo 2 sem alteração da ordem do modo propagado

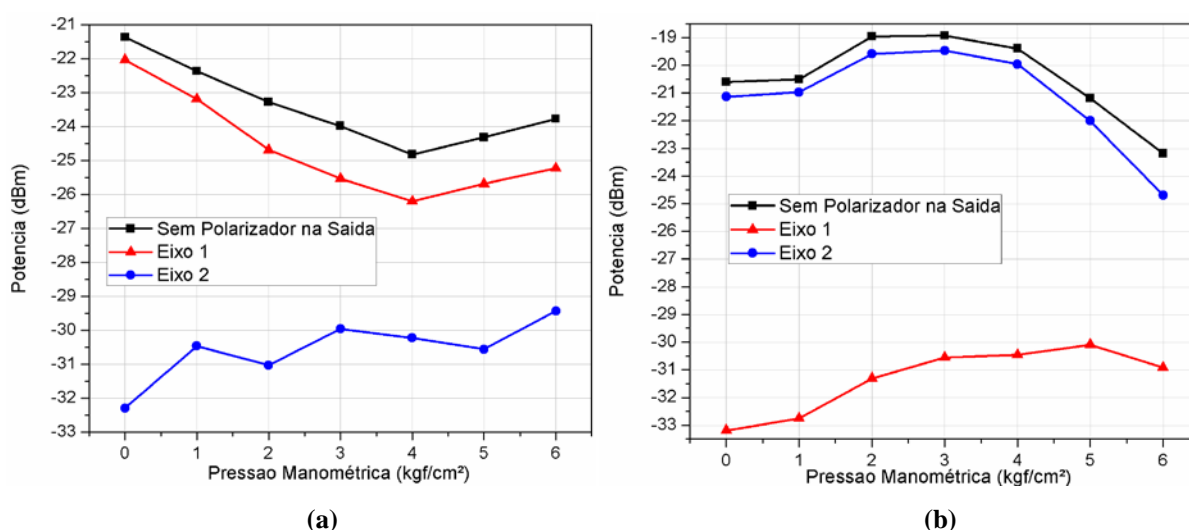


Figura 57. Potência transmitida em função da pressão manométrica em cada eixo de birrefringência (Eixos 1 e 2) e potência total medida sem o polarizador de saída quando: **(a)** A luz é acoplada na entrada ao Eixo 1; **(b)** A luz é acoplada ao Eixo 2.

Para se testar tal hipótese, realizou-se novamente a medida para determinação dos eixos principais da fibra, agora em função da pressão aplicada. De fato, é possível notar uma variação nos eixos de birrefringência da fibra em função da pressão. Na tabela 1 é mostrada como a posição angular do Eixo 1 muda com a pressão. O giro do eixo parece ser monotônico e é apreciável para pressões de poucos kgf/cm^2 . A alteração nos eixos de birrefringência pode indicar uma deformação não cilíndricamente simétrica decorrente da pressão.

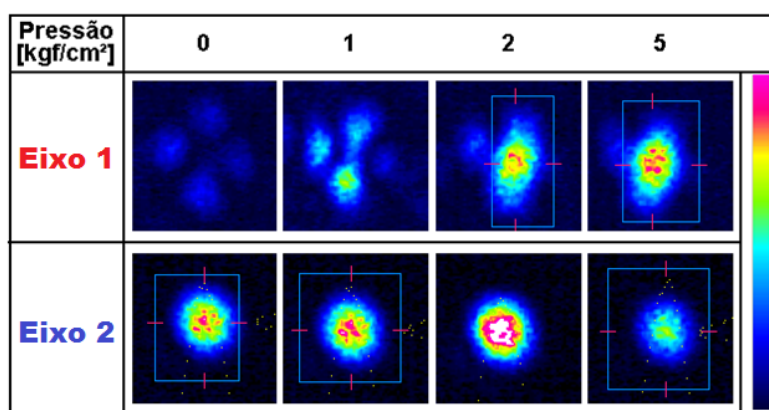


Figura 58. Perfis dos modos de propagação nos eixos 1 e 2 na saída da fibra para as pressões de 0, 1, 2 e 5 kgf/cm^2 e polarização de entrada orientada no eixo 2.

Tabela 1. Mudança no ângulo de um dos eixos principais (eixo 1) em função da pressão

Pressão [kgf/cm^2]	Posição angular do Eixo 1
0	0°
2	10°
5	18°

Diante dos resultados apresentados, a resposta da fibra à pressão é uma combinação dos efeitos de birrefringência, perda dependente da polarização e perda decorrente de deformações do cristal fotônico. Essas características também explicam a maior sensibilidade à pressão apresentada pela fibra HC1550-02 I no experimento mostrado na seção 5.3. Como pode ser visto na figura 48(a), esta fibra possui uma grande perda dependente da polarização em 633nm; quando pressão é aplicada a rotação da polarização acarretará sempre em uma atenuação mais apreciável do sinal transmitido nesse comprimento de onda.

5.4 EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE OS BANDGAPS NO VISÍVEL

A fim de verificar a sensibilidade das janelas de transmissão à temperatura, foi aquecida uma fibra HC1550-02 III de 13cm emendada em ambas extremidades a fibras monomodo. A análise da transmissão foi feita com um laser de HeNe em 633nm e os resultados obtidos de variação da potência em função da temperatura são mostrados na figura 59. Um aumento de 50°C acarreta em uma diminuição na transmissão de aproximadamente 6,5dB. Este efeito pode acarretar em sensibilidade cruzada em sensores de pressão.

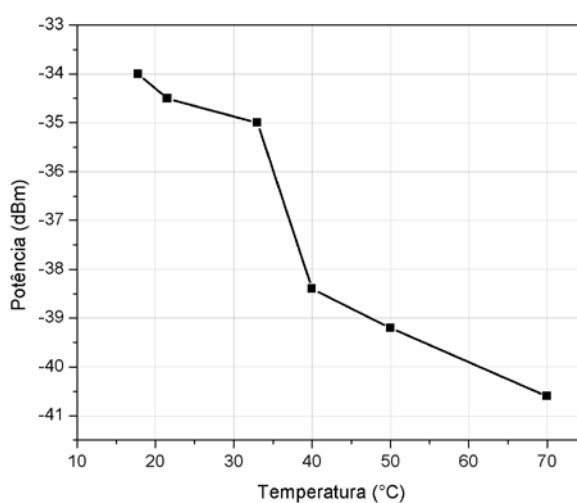


Figura 59. Efeito da temperatura sobre a potência em 13cm da fibra HC1550-02 III.

Os resultados apresentados nesse capítulo com a caracterização dos modos sensíveis à pressão podem ser explorados para construção de sensores de pressão e desenvolvimento de fibras otimizadas para esse fim. Além disso, a análise das janelas de transmissão no visível, identificadas neste trabalho e tão sensíveis à estrutura fina da casca microestruturada, pode vir a se tornar um mecanismo para análise da reprodutibilidade de fabricação de fibras de cristal fotônico de núcleo oco.

6 SENSIBILIDADE À TEMPERATURA DE FIBRAS DE BANDGAP FOTÔNICO

Neste capítulo são apresentados os resultados sobre a variação da transmissão da luz em fibras de bandgap fotônico resultante do deslocamento espectral do bandgap temperatura. Ressalta-se que tal sensibilidade térmica pode viabilizar novos sensores distribuídos de temperatura, caso técnicas apropriadas sejam usadas. Foram estudadas três fibras: a fibra de núcleo oco HC1550-02 (em seus bandgaps do infravermelho), uma fibra de cristal fotônico com guiamento híbrido e uma fibra de bandgap fotônico totalmente sólida. Para esta última foi também estimado o deslocamento do bandgap a partir de cálculos baseados no modelo de Birks *et al.* apresentado no seção 3.2.2.1 (BIRKS, 2006).

6.1 EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE A FIBRA DE NÚCLEO OCO

A fibra usada nesse experimento foi a HC1550-02, a mesma utilizada nos testes de pressão mostrados no capítulo 5. A fonte de banda larga utilizada foi uma fonte de supercontínuo montada bombeando-se uma fibra de cristal fotônico altamente não linear e com zero de dispersão em 1040nm, modelo NL1040 da Crystal Fiber, com um laser de fibra de Itérbio pulsado com comprimento de onda de 1064nm, potência média de 1W, taxa de repetição de 40MHz e pulsos de ~300fs.

Para verificar a resposta à temperatura sobre os bandgaps no infravermelho da HC1550-02, foi aquecida uma fibra de 80cm de comprimento dentro de uma estufa. A fibra foi emendada em ambas as extremidades com fibras monomodo em 633 nm, modelo F-SV da Newport, que possui comprimento de onda de corte em ~600nm e diâmetro modal de ~4,5 μ m. Essa fibra não guia comprimentos de onda maiores que ~1180nm e foi usada com o intuito de se inserir todo o comprimento da fibra de bandgap fotônico na estufa e de se eliminar os ruídos modais do bandgap analisado (em ~1100nm).

A figura 60(a) mostra o espectro de transmissão do bandgap na região de 1100nm, obtido para diferentes temperaturas na fibra HC1550-02. A borda vermelha (comprimentos de onda maiores) do bandgap apresenta muito ruído, possivelmente pela alta perda, esta região, da fibra monomodo F-SV usada, dificultando a análise do deslocamento. Entretanto, a borda azul (comprimentos de onda menores) do bandgap apresenta comportamento mais reprodutível e deslocamentos de até ~1,5nm na região destacada no zoom, para a variação máxima de 179°C. Devido à inclinação da borda do bandgap, considerando-se um

comprimento de onda fixo é possível obter grandes variações na potência transmitida. Por exemplo, considerando o comprimento de onda de 1079nm, há uma variação de até 5,5dB dentro da variação de temperatura de 179°C.

Uma característica única dessa fibra dentre as testadas, é observada quando ocorrem variações bruscas de temperatura, conforme mostrado na figura 60(b), o rápido resfriamento da temperatura de 200°C para 100°C, com um intervalo de tempo de ~1,5 minutos gera uma grande atenuação da luz na fibra, mostrada na curva azul. Essa atenuação está possivelmente relacionada à não uniformidade da temperatura ao longo do comprimento da fibra por possíveis movimentos de convecção do ar na microestrutura. A transmissão se estabiliza conforme a temperatura se torna mais uniforme; a curva verde mostra a transmissão para a mesma temperatura (100°C) após 10 minutos.

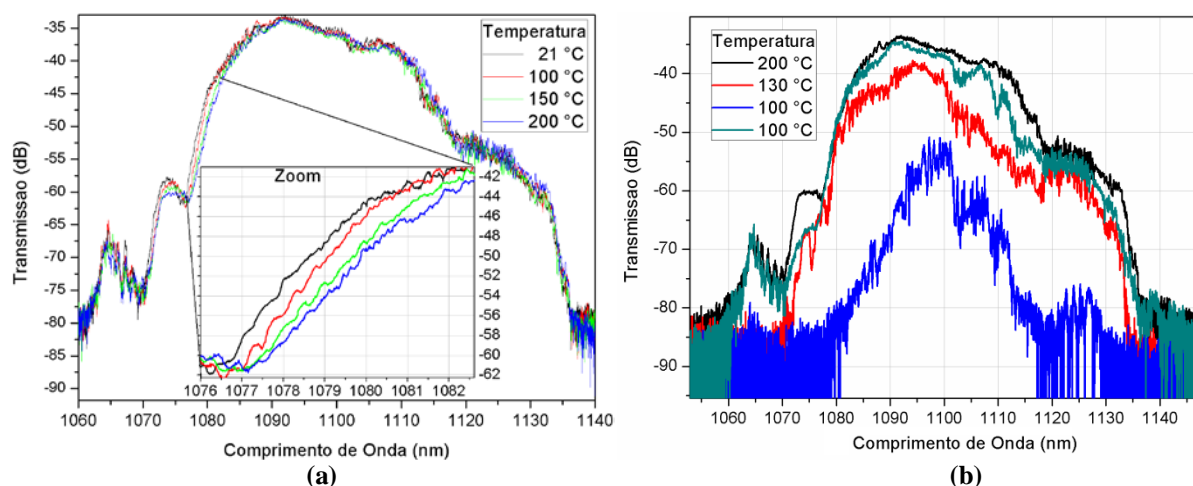


Figura 60. (a) Efeito da temperatura sobre um bandgap da HC1550-02 de 80cm. (b) Efeito de uma variação brusca de temperatura, os espectros foram tirados na sequencia mostrada na legenda, inicialmente a 200° até 100° na curva azul e após 10 minutos na curva verde.

6.2 EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE A FIBRA HÍBRIDA

Também foi avaliada a sensibilidade à temperatura de um bandgap da fibra híbrida apresentada na figura 40(a), com parâmetros $d = 5,5\mu\text{m}$, $\Lambda = 9,4\mu\text{m}$, diâmetro do núcleo de $11,4\mu\text{m}$ e contraste de índice de refração de 2%. A fibra usada tem ~50cm, dos quais ~7cm foram aquecidos sobre uma chapa (*hotplate*). Note que nesse experimento apenas uma parte da fibra é aquecida, resultando em efeitos menores sobre o bandgap.

A fonte de luz banda larga usada nesse experimento foi a emissão espontânea amplificada (ASE - *Amplified Spontaneous Emission*) de uma fibra de 30cm dopada com

Íterbio bombeada com um laser com comprimento de onda de 975nm. A ASE foi acoplada à fibra de cristal fotônico justapondo-se as extremidades das fibras (*butt-coupling*).

A figura 61(a) mostra o espectro de transmissão da fibra híbrida para diferentes temperaturas. É possível notar que essa fibra possui regiões altamente sensíveis nas bordas dos bandgaps: na região de 1044nm e, principalmente, em 1020 nm, onde a variação da transmissão chega a mais de 7dB com uma variação de 142°C na temperatura. Isto pode ser mais bem apreciado na figura 61(b) que mostra a variação da potência da luz transmitida em função da temperatura para as duas regiões espectrais citadas e também para 1026nm, região com um deslocamento de $\sim 0,7$ nm. É possível perceber uma variação de potência transmitida semelhante, ou mesmo superior, à da fibra de núcleo oco (seção 6.1) mesmo considerando o pequeno comprimento de fibra aquecido.

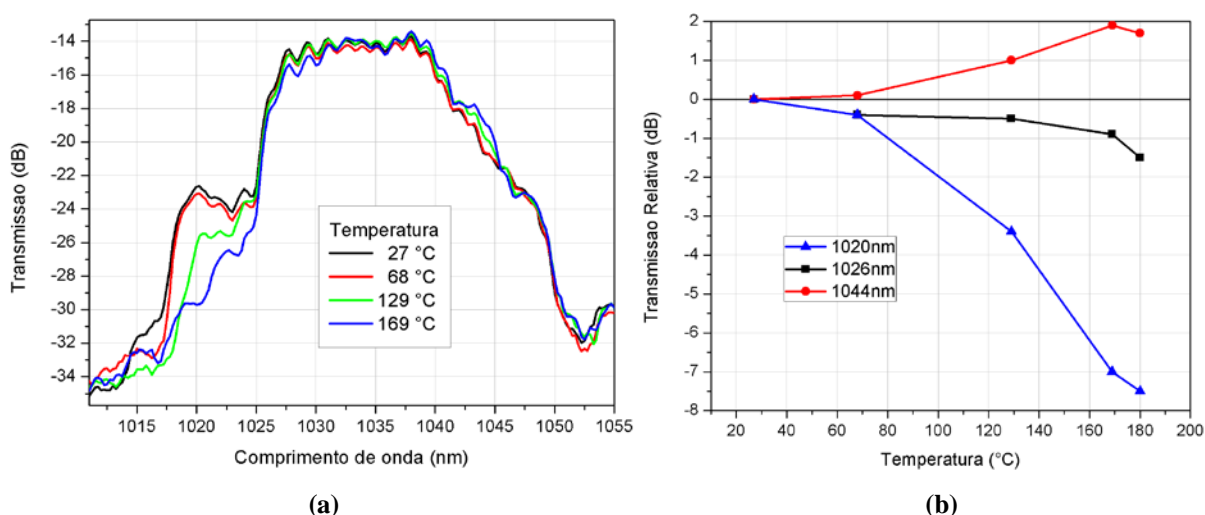


Figura 61. (a) Efeito da temperatura sobre um bandgap da fibra híbrida quando aquecidos 7cm de uma fibra de 50cm. (b) Variação da potência transmitida em função da temperatura em comprimentos de onda fixos.

6.3 EFEITOS DA TEMPERATURA SOBRE UMA FIBRA TOTALMENTE SÓLIDA

Essa seção está dividida em duas partes; na primeira são mostrados resultados de experimentos realizados aquecendo seções de uma fibra totalmente sólida sobre uma *hotplate* visando a aplicações em sensoriamento distribuído. Na segunda parte são apresentados resultados aquecendo-se a fibra inteira em uma estufa. Nessa última sub-seção também é apresentado um modelo para estimar o deslocamento dos bandgaps baseado no modelo de Birks *et al.* apresentado na seção 3.2.2.1.

A fibra de bandgap fotônico usada nos experimentos mostrados nessa seção é a fibra totalmente sólida estudada na seção 3.2.2 e mostrada na figura 34(a). Seus parâmetros são: d

= 4,1 μ m, Λ = 7,4 μ m, diâmetro do núcleo de 10,1 μ m e contraste de índice de refração entre os bastões e a sílica de 3%.

6.3.1 Efeitos da temperatura sobre os bandgaps com o aquecimento de uma seção da fibra

Os resultados exibidos na figura 62 foram obtidos aquecendo aproximadamente 2m de fibra enrolada com um raio de ~6cm próximo à extremidade de saída de uma fibra de ~10m sobre a *hotplate*. A fonte banda larga usada foi a ASE da fibra de Itérbio e a luz era novamente acoplada à fibra microestruturada por *butt-coupling*. Como pode ser visto na figura 62, quando a fibra é aquecida ocorre o deslocamento do bandgap para comprimentos de ondas maiores. Isto pode ser mais bem identificado no detalhe da figura, que mostra a borda vermelha do bandgap ampliada. Considerando a variação da potência no comprimento de onda de 1086nm há um aumento desta de 1,6dB com o aumento de 142°C na temperatura. O deslocamento do bandgap medido na transmissão a -24dB é de aproximadamente 1nm. A borda azul do bandgap está na região do bombeamento da fibra de Itérbio (975nm), o que dificulta a análise dos efeitos da temperatura nessa extremidade, porém em -25dB de transmissão o deslocamento chega a 0,6nm.

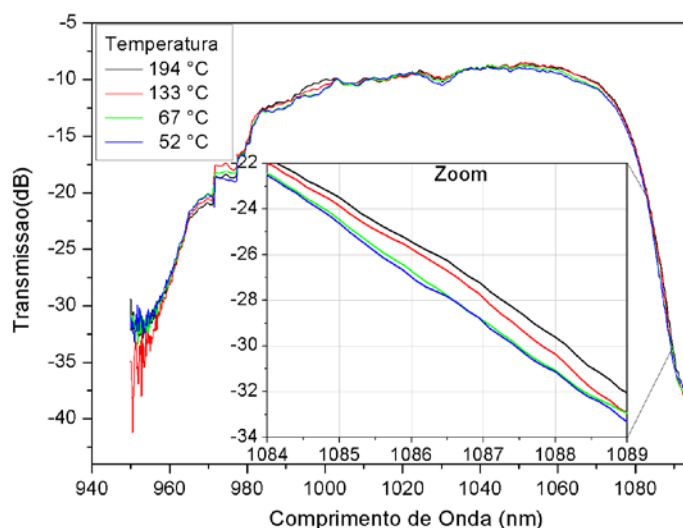


Figura 62. Espectro de transmissão da fibra de bandgap fotônico totalmente sólida aquecida em uma seção de 2m de uma fibra de 10m sobre uma *hotplate*. O zoom mostra detalhe da borda direita (vermelha) do bandgap.

A fim de aumentar a sensibilidade do bandgap, a fibra foi curvada em um raio de 8mm. A fibra foi então aquecida somente nessa seção e mostrou grande sensibilidade à

temperatura, como pode ser visto no deslocamento do bandgap na figura 63(a). O deslocamento medido em -21dB para variação de temperatura de 207° é 8,85nm na borda azul e 2,85nm na borda vermelha, caracterizando um comportamento oposto ao do experimento anterior no qual a borda vermelha apresentou maior deslocamento. Conforme mostrado na seção 3.2.2.2 e na figura 39, a curvatura resulta em maior atenuação na borda azul do bandgap aproximando o índice efetivo do modo guiado aos modos de casca e tornando-o também mais sensível às variações de temperatura. Na figura 63(b) foi medida a variação da potência transmitida em função da temperatura em um comprimento de onda de cada borda do bandgap.

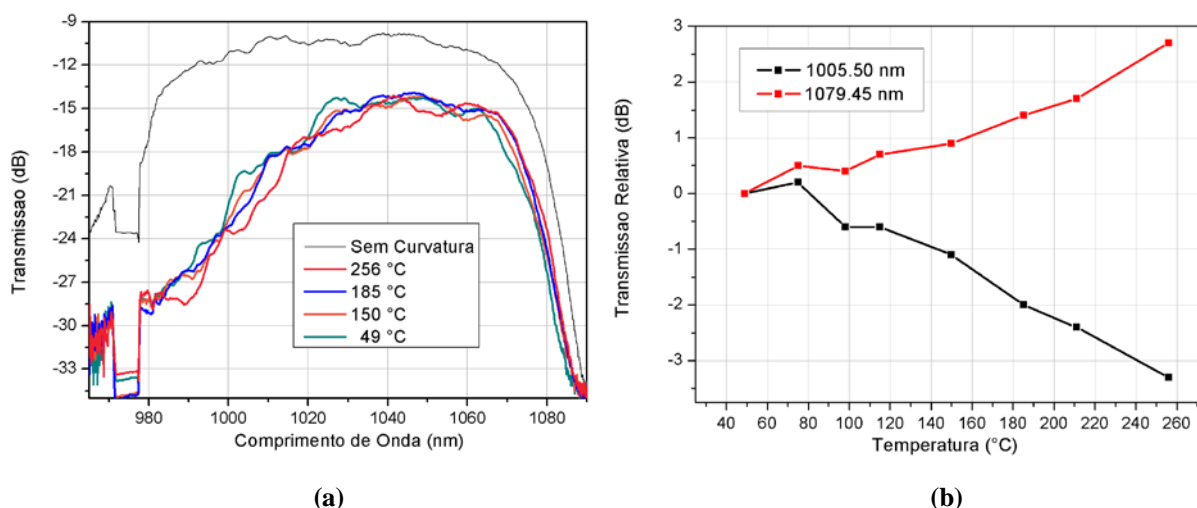


Figura 63. (a) Espectro de transmissão da fibra totalmente sólida sob diferentes temperaturas com o aquecimento de uma pequena seção curvada sob um raio de 8mm. (b) Diferenças na potência transmitida em função da temperatura.

Explorando tais características a fibra estudada pode ser utilizada em sensoriamento distribuído de temperatura com resolução espacial limitada ou, alternativamente, em sensoriamento discreto de temperatura, com resolução espacial milimétrica. Neste último caso nota-se que, diferente do que ocorre com redes de Bragg, os pontos sensorizados podem ser facilmente reconfigurados alterando-se os pontos onde se induz a curvatura. Contudo a curvatura torna a borda do bandgap irregular dificultando a análise do deslocamento principalmente na borda azul, como pode ser visto na figura 63(a). Outra característica a que se deve estar atento é que variações no diâmetro da curvatura causado por dilatações térmicas (caso a fibra esteja enrolada em um metal, por exemplo) podem ter um efeito de amplitude semelhante ou mesmo superior ao do efeito da temperatura diretamente sobre a fibra. Isto deve ser levado em consideração quando do projeto de um sensor.

6.3.2 Efeitos da temperatura sobre os bandgaps com o aquecimento de todo o comprimento da fibra

Nos experimentos dessa seção foi usada a fonte de supercontínuo montada com a fibra NL1040. As fibras de bandgap fotônico totalmente sólidas foram emendadas em ambas as extremidades com fibras F-SV, a mesma fibra usada com a fibra de núcleo oco da seção 6.1 e com as mesmas finalidades. As fibras de bandgap fotônico foram então aquecidas em toda sua extensão em uma estufa.

A figura 64 mostra o deslocamento de dois dos bandgaps de uma fibra com 50cm de comprimento. Na figura 65(a) é mostrado o deslocamento medido a -6dB do máximo de transmissão em cada borda dos dois bandgaps, sendo estes identificados como primeiro bandgap (bandgap exibido na figura 64(a)) e segundo bandgap (bandgap da figura 64(b)). O deslocamento dos bandgaps está em torno de $24 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, uma sensibilidade maior que os $13,7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ das redes de Bragg em 1550nm . Também nota-se que o deslocamento dos bandgaps quando é aquecida toda a fibra, mesmo esta sendo relativamente curta (50cm), é maior que o caso apresentado na seção 6.3.1 em que 2m de uma fibra de 10m foi aquecida, essa menor sensibilidade está relacionada às perdas na região da fibra que não está sendo aquecida, bem como a não uniformidade que pode existir ao longo de 10m que pode variar a posição exata dos bandgaps minimizando o deslocamento percebido na região aquecida.

A figura 65(b) mostra a variação da potência em comprimentos de onda fixos nas duas bordas do primeiro bandgap e na borda azul do segundo bandgap. São observadas variações de até 8dB com a variação de temperatura de $171,4^\circ\text{C}$.

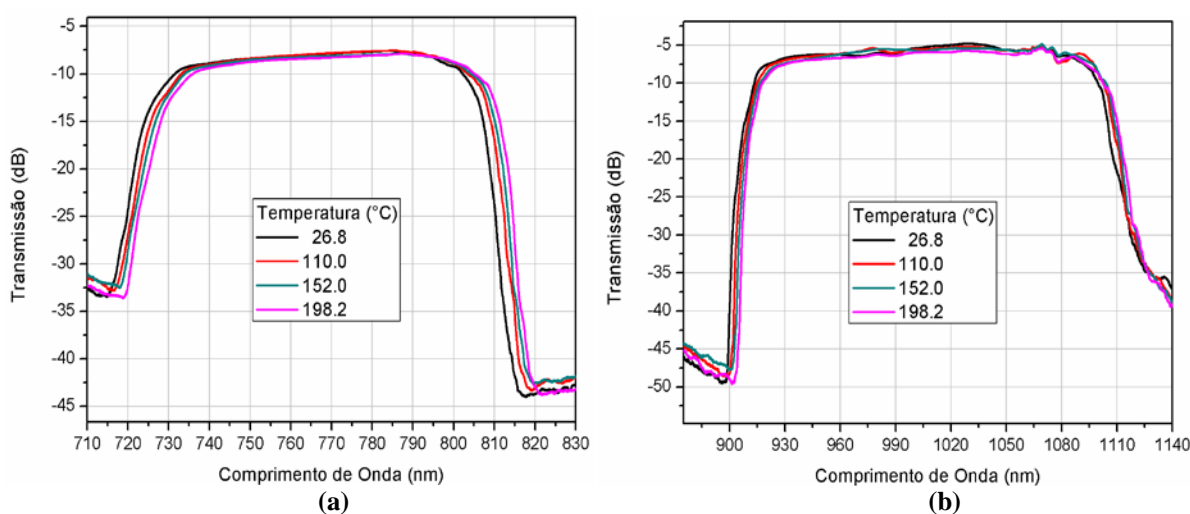


Figura 64. Espectros de transmissão com resolução de 3nm de uma fibra totalmente sólida de 50cm em diferentes temperaturas: (a) no bandgap em torno de 770nm e (b) no bandgap em torno de 1000nm.

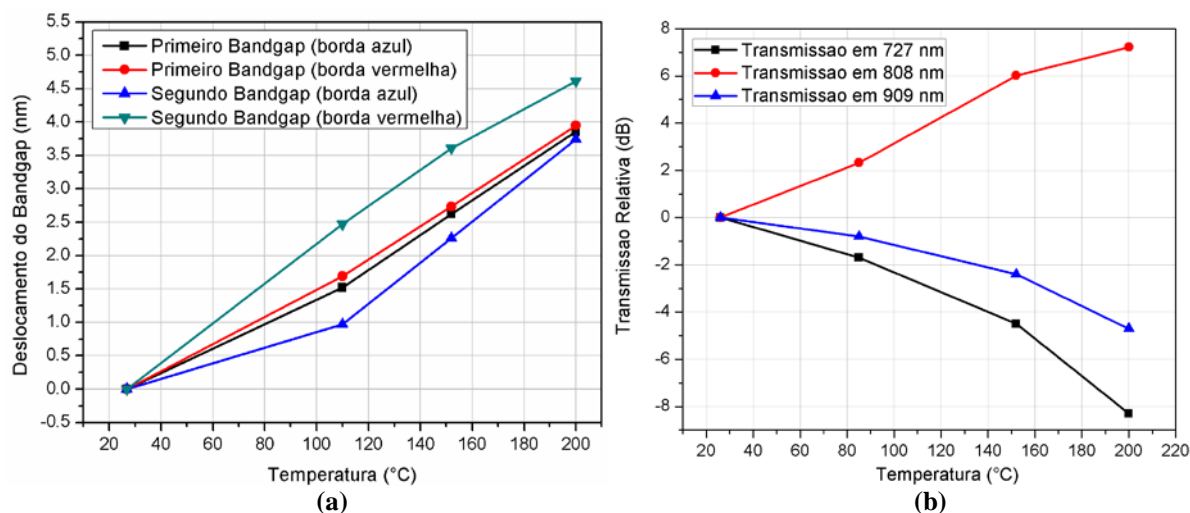


Figura 65. (a) Deslocamento medido na borda dos bandgaps. (b) Variação na potência transmitida em função da temperatura para comprimentos de onda fixos.

Nesse experimento a fibra aquecida estava curvada em um raio de ~ 9 cm, que, como visto na seção anterior, pode alterar a resposta à temperatura no deslocamento dos bandgaps. A fim de comparar o deslocamento dos bandgaps com um modelo matemático foi estudado o deslocamento em uma fibra esticada. Conforme estudado na seção 3.2.2.1, é possível estimar os bandgaps da fibra totalmente sólida a partir da estrutura de bandas do cristal fotônico que forma a casca. Para estimar o deslocamento dessas bandas e conseqüentemente dos bandgaps, a partir do modelo de Birks *et.al.* (BIRKS, 2006) foi adicionada a variação do índice de refração com a temperatura utilizando os coeficientes termo-ópticos $dn/dT = 11 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (GOSH, 1995) para o cálculo do índice de refração da sílica e $dn/dT = 18 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (MIZUNAMI, 2004) da germânia para o cálculo do índice de refração dos bastões através da equação 33. Os coeficientes termo-ópticos foram ajustados dentro das variações encontradas na literatura para melhor adaptação com os resultados experimentais. Também foi adicionado o coeficiente de dilatação térmico $\alpha_A = 0.55 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ (OTHONOS, 1999) considerado igual para toda estrutura, tanto bastões quanto a sílica. Dessa forma não foram considerados estresses mecânicos devido a diferenças na dilatação entre eles. Os resultados obtidos mostram que o efeito mais significativo é devido ao efeito termo-óptico e que o maior deslocamento na borda vermelha, resultando em um alargamento dos bandgaps, ocorre devido ao aumento no contraste do índice de refração do cristal fotônico decorrente do maior coeficiente termo-óptico dos bastões.

A figura 66(a) mostra o deslocamento do bandgap obtido experimentalmente de uma fibra de 25cm aquecida sem curvatura. Nota-se um deslocamento maior da borda vermelha do bandgap. Na figura 66(b) é exibido o gráfico do deslocamento do bandgap em cada borda medido 20dB acima do ruído (pontos) e os resultados calculados com o modelo e parâmetros descritos acima. Apesar das aproximações do modelo, os resultados mostram boa concordância quantitativa entre os resultados.

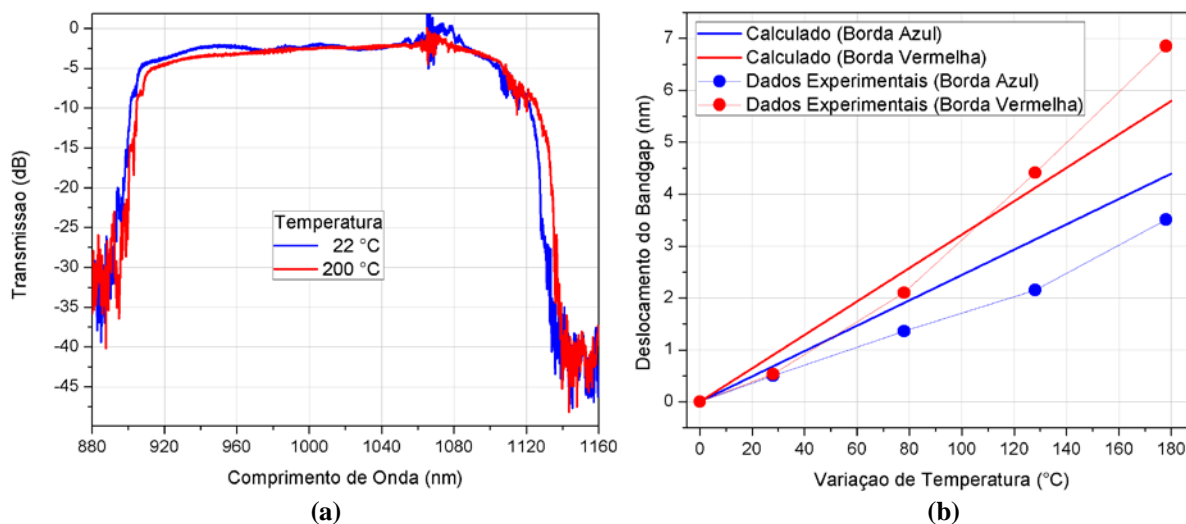


Figura 66. (a) Espectro de transmissão com resolução de 0,05nm em um dos bandgaps de uma fibra totalmente sólida de 25cm (mantida reta) sob diferentes temperaturas. (b) Deslocamento do bandgap medido em 20 dB acima do ruído (pontos) e calculado (linhas).

As características das fibras apresentadas nesse capítulo podem ser exploradas para a construção de sensores de intensidade modulada e/ou comprimento de onda modulada. Mesmo os pequenos deslocamentos espectrais dos bandgaps podem resultar em alterações significativas na transmissão da luz. A possibilidade de se demonstrar um novo sensor distribuído baseado no conceito apresentado também é bastante atraente.

Dentre as fibras testadas no capítulo, a mais promissora para aplicações em sensoriamento é a fibra totalmente sólida. A fibra de núcleo oco possui a casca formada em grande parte de ar, que além de ser isolante térmico possui pouca variação de índice de refração com a temperatura. Possivelmente por este motivo, observou-se que esta fibra apresenta um deslocamento de bandgap menor. Ela ainda possui problemas relativos a variações rápidas de temperatura. A fibra híbrida também apresenta uma sensibilidade menor do que a da fibra totalmente sólida, pois os bastões que confinam a luz por bandgap estão alinhados em apenas uma parte da casca. A fibra totalmente sólida apresentou bandgaps com deslocamentos térmicos de até 36pm/°C, sendo a mais sensível, inclusive se comparada às redes de Bragg, podendo ser usada como uma alternativa para essas.

7 CONCLUSÃO

Neste trabalho foi feita uma revisão da literatura sobre propagação em fibras ópticas convencionais, efeitos de dispersão, birrefringência, não linearidades e também os efeitos da pressão e temperatura sobre o índice de refração da sílica. Em seguida foram estudados os cristais fotônicos e redes de Bragg. O estudo dos cristais fotônicos permite o entendimento do mecanismo de guiamento das fibras de cristal fotônico estudadas no capítulo 3 e utilizadas nos experimentos mostrados nos capítulos 5 e 6. Antes de expor os resultados dos experimentos focando sensoriamento, foi realizado um estudo sobre os sensores de temperatura e pressão a fibra óptica convencional e microestruturada.

No capítulo 5 foram apresentados os resultados experimentais aplicando-se pressão em uma fibra de núcleo oco explorando janelas de transmissão no visível. Essas janelas de transmissão não são convencionais e foram identificadas pela primeira vez neste trabalho. Elas foram caracterizadas demonstrando-se que correspondem a bandgaps de ordem superior da casca microestruturada, cujas altas perdas podem estar ligadas a não uniformidade da fibra e rugosidades superficiais. Esses bandgaps se mostraram altamente sensíveis à estrutura fina e também a polarização com que a luz é acoplada à fibra. Em seguida foi caracterizada a potência transmitida pela fibra em função da aplicação de pressão externa e interna. Para esse último caso, a resposta da polarização em função da pressão aplicada também foi estudada. Com aplicação de pressão externa a fibra se mostra sensível a centenas de kgf/cm² enquanto que para pressão interna a sensibilidade está na ordem de unidades de kgf/cm². Dos resultados obtidos é possível concluir que a resposta à pressão dessa fibra está ligada a deformações da estrutura que afetam a eficiência dos bandgaps fotônicos e modificam a birrefringência da fibra.

No capítulo 6 foram apresentados os resultados em relação ao deslocamento dos bandgaps de uma fibra de núcleo oco, uma fibra de cristal fotônico híbrida e uma fibra totalmente sólida em função da temperatura. Para a fibra de núcleo oco foi realizado um experimento aquecendo-se a fibra inteira, obtendo-se para uma variação de 179°C na temperatura um deslocamento de 1,5nm. Para um comprimento de onda fixo a variação na potência transmitida é de até 5,5dB. Essa fibra ainda apresentou grande estreitamento do bandgap para variações bruscas de temperatura. Já com a fibra híbrida foi aquecida apenas uma seção de 7cm de uma fibra de 50cm. Para variações de 142°C foram observados deslocamentos de 0,7nm, mas com regiões de alta sensibilidade chegando a variações de transmissão maiores que 7dB. O estudo mais completo foi feito sobre a fibra totalmente

sólida, para a qual foram realizados quatro experimentos. No primeiro foi aquecida apenas uma seção de 2m de uma fibra com 10m e com uma variação de 142°C foram observados deslocamentos no bandgap de até 1nm e variação de transmissão em um comprimento de onda de até 1,6dB. Em seguida a fibra foi curvada com um raio de 8mm aumentando o deslocamento do bandgap devido a variação de temperatura, principalmente na borda azul, que com a variação de 207°C chegou a 8,85nm e a uma variação de transmissão de ~3,5dB em um dado comprimento de onda. Essa técnica de curvamento pode ser usada em sensoriamento discreto. O terceiro experimento foi o aquecimento de uma fibra inteira de 50cm, que mostrou o caso com maior sensibilidade quanto à variação de transmissão de potência em um comprimento de onda fixo. Variando-se a temperatura de 171,4°C obteve-se deslocamentos espectrais maiores que 4nm, menores do que o caso anterior com uma curvatura pequena. Entretanto, como as bordas dos bandgaps possuem maior verticalidade chega-se a variações de até 8dB em um comprimento de onda fixo. O último experimento com essa fibra foi realizado com uma fibra de 25cm totalmente esticada, os resultados foram comparados com um modelo matemático desenvolvido a partir do cálculo da estrutura de bandas do cristal fotônico da casca, obtendo-se resultados satisfatórios

Com os resultados obtidos é demonstrada a possibilidade para construção de sensores com intensidade ou polarização modulada para medição de pressão e de intensidade ou deslocamento do bandgap para sensoriamento de temperatura baseados em fibras de cristal fotônico de sílica.

BIBLIOGRAFIA

Abe I., Nogueira R., Pinto J. L., Frazao O., Santos J. L., Kalinowski H. J.; *Analise spectral de FBGs escritas em fibras HiBi*; In: X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Recife. Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, p. 75-78, 2002

Agrawal G. P.; *Nonlinear fiber optics*; 4th Edition, Academic Press, 2006.

Alam M. S., Saitoh K., Koshiha M.; *High group birefringence in air-core photonic bandgap fibers*; Optics Letters 30, n. 8, p. 824-826, 2005.

Alkeskjold T. T., Lægsgaard J., Bjarklev A., Hermann D. S., Broeng J., Jun Li, Gauza S., Wu Shin-Tson; *Highly tunable large-core single-mode liquid-crystal photonic bandgap fiber*; Applied Optics 45, n. 10, p. 2261-2264, 2006.

Anscombe N., Chris Gilloch, Anna Demming, Tom Wilson (editores); *Business News Technology Focus*; Nature Photonics Technology Focus 2, p. 156, 2008.

Argyros A., Birks T. A., Leon-Saval S. G., Cordeiro C. M. B., Russell P. St.J.; *Guidance properties of low-contrast photonic bandgap fibres*; Optics Express 13, n. 7, p. 2503-2511, 2005.

Bass M.; *Handbook of Optics Volume II Devices, Measurements and Properties*; Volume II, 2^a Edição, McGraw-Hill, Cap. 33, pg. 69, 1995.

Benabid F., Knight J. C., Antonopoulos G., Russell P. St. J.; *Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber*; Science 298, p. 399-402, 2002.

Birks T. A., Knight J. C., Russell P. St. J.; *Endlessly single-mode photonic crystal fiber*; Optics Letters 22, n. 13, p. 961-963, 1997.

Birks T. A., Pearce G. J., Bird D. M.; *Approximate band structure calculation for photonic bandgap fibres*; Optics Express 14, n. 20, p. 9483-9490, 2006.

Birks T. A., Roberts P. J., Russell P. St. J., Atkin D. M., Sheferd T. J.; *Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures*; Electronics Letters 31, n. 22, p. 1941-1943, 1995.

Bjarklev A., Broeng J., Bjarklev A. S.; *Photonic Crystal Fibres*; Springer Science+Business Media, New York, 2003.

Bock Wojtek J., Chen Jiahua, Eftimov Tinko, Urbanczyk Waclaw; *A Photonic Crystal Fiber Sensor for Pressure Measurements*; IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 55, n. 4, p. 1119-1123, 2006.

Buck, J. A.; *Fundamentals of Optical Fibers*; First Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1995.

Bozolan A., de Matos C. J. S., Cordeiro Cristiano M. B., dos Santos Eliane M., Travers John; *Supercontinuum generation in a water-core photonic crystal fiber*; Optics Express 16, n. 13, p. 9671-9676, 2008.

Carter A., Samson B.; *Panda-style fibers move beyond telecom*; Laser Focus World, Acessado em [http://www.laserfocusworld.com/display_article/209825/12/none/none/OptWr/Panda-style-fibers-move-beyond-telecom], 2004.

Cerqueira S. Jr. Arismar, Luan F., Cordeiro C. M. B., George A. K., Knight J. C.; *Hybrid photonic crystal fiber*; Optics Express 14, n. 2, p. 926-931, 2006.

Chang S., Hsu C., Huang T., Chuang W., Tsai Y., Shieh J., Leung C.; *Heterodyne Interferometric Measurement of the Thermo-Optic Coefficient of Single Mode Fiber*/ Chinese Journal of Physics 38, n. 3-I, p. 437-442, 2000.

Chen X., Li M., Venkataraman N., Gallagher M. T., Wood W. A., Crowley A. M., Carberry J. P., Zenteno L. A., Koch K. W.; *Highly birefringent hollow-core photonic bandgap fiber*; Optics Express 12, n. 16, p. 3888-3893, 2004.

Cordeiro C. M. B., Franco Marcos A. R., Chesini Giancarlo, Barretto Elaine C. S., Lwin Richard, Cruz C. H. Brito, Large Maryanne C. J.; *Microstructured-core optical fibre for evanescent sensing applications*; Optics Express 14, n. 26, p. 13056-13066, 2006.

Cordeiro C. M. B., de Matos C. J. S., Eliane M., Bozolan A., Ong J. S. K., Facincani T., Chesini G., Vaz A. R., Cruz C. H. B.; *Towards practical liquid and gas sensing with photonic crystal fibres: side access to the fibre microstructure and single-mode liquid-core fibre*; Measurement Science and Technology 18, p. 3075-3081, 2007.

Couny F., Benabid F., Roberts P. J., Burnett M. T., Maier S. A.; *Identification of Bloch-modes in hollow-core photonic crystal fiber cladding*; Optics Express 15, n. 2, p. 325-338, 2007.

Cregan R. F., Mangan B. J., Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Roberts P. J., Allan D. C.; *Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air*; Science 285, p. 1537-1539, 1999.

Culshaw Brian; *Optical Fiber Sensors Technologies: Opportunities and – Perhaps – Pitfalls*; IEEE, Journal of Lightwave Technology 22, n. 1, p. 39-50, 2004.

Delgado-Pinar M., Diez A., Cruz J. L., Andrés M. V.; *High Extinction-Ratio Polarizing Endlessly Single-Mode Photonic Crystal Fiber*; IEEE Photonics Technology Letters 19, n. 8, p. 562-564, 2007.

Dudley J. M., Genty G., Coen S.; *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*, Reviews of Modern Physics 78, n. 4, 2006

Engeness T. D., Ibanescu M., Johnson S. G., Weisberg O., Skorobogatiy M., Jacobs S., Fink Y.; *Dispersion tailoring and compensation by modal interactions in OmniGuide fibers*; Optics Express 11, n. 10, p. 1175-1196, 2003.

Fernando G. F., Webb D. J., Ferdinand P.; *Optical-Fiber Sensors*; Materials Research Society, p. 359-364, maio 2002.

Fujikura Ltd.; *Fujikura PANDA fiber products and Basics of PM fibers*; Acessado em Jun. 2009 [http://www.fujikura.co.uk/pdf/fibre_optics_panda_fibre_presentation.pdf].

Ghosh G., Endo M., Iwasaki T.; *Temperature-Dependent Sellmeier Coefficients and Chromatic Dispersions for Some Optical Fiber Glasses*; *Journal of Lightwave Technology* 12, n. 8, p. 1338-1342, 1994.

Ghosh G.; *Model for the thermo-optic coefficients of some standard optical glasses*; *Journal of Non-Crystalline Solids* 189 p. 191-196, 1995.

Ghosh G.; *Model for the pressure-optic coefficients in optical materials*; *Physical Review B* 57, n. 14, p. 8178-8180, 1998.

Grattan K. T. V., Meggitt B. T.; *Optical Fiber Sensor Technology: Volume 2: Devices and Technology*; Published by Springer, 456p. 1998.

Gruner-Nielsen L., Wandel M., Kristensen P., Jorgensen C., Jorgensen L. V., Edvold B., Palsdottir B., Jakobsen D.; *Dispersion-Compensating Fibers*; *Journal of Lightwave Technology* 23, n. 11, p. 3566-3579, 2005.

Hansen Kim P., René E. Kristiansen; *Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibers*, Application Note. <http://www.crystal-fibre.com/support/Supercontinuum%20-%20General.pdf>. Acesso em 08/2008.

Hecht E.; *Optics*; 4th Edition, Pearson Education, 2001.

Hsu Y. S., Wang Likarn, Liu Wen-Fung, Chiang Y. J.; *Temperature Compensation of Optical Fiber Bragg Grating Pressure Sensor*; *IEEE Photon. Technology Letters* 18, n. 7, p. 874-876, 2006.

Jensen J. B., Pedersen L. H., Hoiby P. E., Nielsen L. B., Hansen T. P., Folkenberg J. R., Riishede J., Noordegraaf D., Nielsen K., Carlsen A., Bjarklev A.; *Photonic crystal fiber based evanescent-wave sensor for detection of biomolecules in aqueous solutions*; *Optics Letters* 29, n. 17, p. 1974-1976, 2004.

Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N.; *Photonic Crystals – Molding the Flow of Light*; Princeton University Press, New Jersey, 1995.

Kashyap Raman; *Fiber Bragg Gratings*; Academic Press, 1999.

Knight J. C.; *Photonic crystal fibres*; *Nature* 424, p. 847-851, 2003.

Knight J. C., Arriaga J., Birks T. A., Ortigosa-Blanch A., Wadsworth W. J., Russell P. St. J.; *Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber*; *IEEE Photonics Technology Letters* 12, n. 17, p. 807-809, 2000.

Knight J. C., Birks T., Mangan B., Russell P. St. J.; *Photonic Crystal Fibers New Solutions in Fiber Optics*; *Optics & Photonics News*, March 2002, p.26-30, 2002.

Knight J. C., Birks T. A., Russell P. St. J., Atkin D. M.; *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding*; Optics Letters 21, n. 19, p. 1547-1549, 1996.

Knight J. C., Broeng J., Birks T. A., Russell P. St. J.; *Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers*; Science 282, p. 1476-1478, 1998.

Koch F.; *Linear and Non-Linear Characterization in Optical Fibres*; Tese PhD - Femtosecond Optics Group, Department of Physics, Imperial College of Science, Technology and Medicine, University of London, 2001.

Krohn D. A.; *Fiber Optic Sensors Fundamentals and Applications*; Third Edition, Research Triangle Park: Instrument Society of America, 2000.

Leviton D. B., Frey B. J.; *Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica*; em Optomechanical Technologies for Astronomy Conference, Orlando, FL, USA, 2006.

Litchinitser N. M., Abeeluck A. K., Headley C., Eggleton B. J.; *Antiresonant reflecting photonic crystal optical waveguides*; Optics Letters 27, n. 18, p. 1592-1594, 2002.

Litchinitser N. M., Dunn S. C., Usner B., Eggleton B. J., White T. P., McPhedran R. C., Sterke C. M.; *Resonances in microstructured optical waveguides*; Optics Express 11, n. 10, p. 1243-1251, 2003.

Litchinitser N. M., Poliakov E.; *Antiresonant guiding microstructured optical fibers for sensing applications*; Applied Physics B Lasers and Optics 81, p. 347-351, 2005.

Luan F., George A. K., Hedley T. D., Pearce G. J., Bird D. M., Knight J. C., Russell P. St. J.; *All-solid photonic bandgap fiber*; Optics Letters 29, n. 20, p. 2369-2371, 2004.

Lyngsø J. K., Mangan B. J., Roberts P. J.; *Polarization Maintaining Hybrid TIR/Bandgap All-Solid Photonic Crystal Fiber*; em Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Optical Society of America, paper CThV1, 2008.

Marcatili E. A. J., Schmeltzer R. A.; *Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers*; The Bell System Technical Journal, p. 1783, July 1964.

Midrio M., Singh M. P., Someda C. G.; *The Space Filling Mode of Holey Fibers: An Analytical Vectorial Solution*; Journal of Lightwave Technology 18, n. 7, p. 1031-1037, 2000.

Mizunami T., Fukuda T., Hayashi A.; *Fabrication and characterization of long-period-grating temperature sensors using Ge-B-co-doped photosensitive fibre and single-mode fibre*; Measurement Science and Technology 15, p. 1467-1473, 2004.

Mortensen N. A., Folkenberg J. R., Nielsen M. D., Hansen K. P.; *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers*; Optics Letters 28, n. 20, p. 1879-1881, 2003.

Nasilowski T., Martynkien T., Statkiewicz G., Szpulak M., Olszewski J., Golojuch G., Urbanczyk W., Wojcik J., Mergo P., Makara M., Berghmans F., Thienpont H.; *Temperature and pressure sensitivities of the highly birefringent photonic crystal fiber with core asymmetry*; Applied Physics B 81, p. 325-331, 2005.

Othonos A.; *Fiber Bragg gratings*; Rev. Sci. Instrum. 68, n. 12, 1997.

Othonos A., Kalli K.; *Fiber Bragg Gratings – Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*; Artech House Norwood, 1999.

O'Mahony M. J., Politi C., Klonidis D., Nejabati, R., Simeonidou D.; *Future Optical Networks*; Journal of Lightwave Technology 24, n. 12, p. 4684-4696, 2006.

Poletti F., Broderick N. G. R., Richardson D. J., Monro T. M.; *The effect of core asymmetries on the polarization properties of hollow core photonic bandgap fibers*; Optics Express 13, n. 22, p. 9115-9124, 2005.

Pollock D. D.; *Physical properties of materials for engineers*; 2nd Edition, CRC Press, 1993.

Ranka Jinendra K., Windeler Robert S., and Stentz Andrew J.; *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*; Optics Letters 25, n. 1, p. 25-27, 2000.

Roberts P. J., Couny F., Sabert H., Mangan B. J., Williams D. P., Farr L., Mason M. W., Tomlinson A., Birks T. A., Knight J. C., Russel P. St.J.; *Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres*; Optics Express 13, n. 1, p. 236-244, 2005a.

Roberts P. J., Williams D. P., Mangan B. J., Sabert H., Couny F., Wadworth W. J., Birks T. A., Knight J. C., Russel P. St.J.; *Realizing low loss air core photonic crystal fibers by exploiting an antiresonant core surround*; Optics Express 13, n. 20, p. 8277-8285, 2005b.

Rogers Alan; *Distributed Optical-Fiber Sensing*; em Handbook of Optical Fibre Sensing Technology, cap. 14, p. 271-310, ed. por José Miguel López-Higuera, John Wiley and Sons, 2002.

Saitoh K., Koshiba M.; *Leakage loss and group velocity dispersion in air-core photonic bandgap fibers*; Optics Express 11, n. 23, p. 3100-31009, 2003.

Smith C. M., Vekataraman N., Gallagher T., Muller D, West J. A., Borrelli F., Allan D., Koch K. W.; *Low-loss hollow-core silica-air photonic bandgap fibre*; Nature 424, p. 657-659, 2003.

Snyder A. W., Love J. D.; *Optical waveguide theory*; Springer, 1983.

Shi Qing, Lv Fuyun, Wang Zhi, Jin Long, Hu Juan, Liu Zhanyuan, Kai Guiyun, Dong Xiaoyi; *Environmentally Stable Fabry-Pérot-Type Strain Sensor Based On Hollow-Core Photonic Bandgap Fiber*; IEEE Photonics Technology Letters 20, n. 4, p. 237-239, 2008.

Tanaka S., Kinugasa S., Ohtsuka Y.; *Distributed Fiber-optic Pressure Sensor Based on Spectral Polarimetry*; 12th International Conference on Optical Fiber Sensors, OSA Technical Digest Series 16, p. 146-149, 1997.

Thapa R., Knabe K., Corwin K. L., Washburn B. R.; *Arc fusion splicing of hollow-core photonic bandgap fibers for gass-filled fiber cells*; Optics Express 14, n. 21, p. 9576-9583, 2006.

Thyagarajan K., Pal B. P., Kumar A.; *Characterisation of Optical Fibre – Part II: Single Mode Fibres*; Fundamentals of fibre optics in telecommunication and sensor systems, p. 280-308, Bohem Press, 1992.

Varallyay Z., Fekete J., Banyasz A., Szipocs R.; *Optimizing input and output chirps up to the third-order for sub-nanojoule, ultra-short pulse compression in small core area PCF*; Applied Physics B Lasers and Optics, 86, p. 567-572, 2007.

Wegmuller M., Legre M., Gisin N., Hansen T. P., Jakobsen C., Broeng J.; *Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550nm*; Optics Express 13, v. 5, p. 1457-1467, 2005.

Wolinski T. R., Czapla A., Ertman S., Tefelska M., Domanski A. W., Wojcik J., Nowinowski-Kruszelnicki E., Dabrowski R.; *Photonic Liquid Crystal Fibers for Sensing Applications*; IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 57, n. 8, p. 1796-1802, 2008.

Xiao Limin, Jin Wei, Demokan M.S.; *Photonic crystal fibers confining light by both index-guiding and bandgap-guiding: hybrid PCFs*; Optics Express 15, n. 24, p. 15637-15647, 2007.

Xu M. G., Reekie L., Chow Y. T., Dakin J. P.; *Optical In-Fibre Grating High Pressure Sensor*; Electronics Letters 29, n. 4, p. 398-399, 1993.

Zucolotto V.; *Compósitos Poliméricos Nanoestruturados de Azocorantes, Ftalocianinas e Polímeros Luminescentes*; Tese – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2003.

Anexo A - Cálculo da estrutura de Bandas do Cristal Fotônico de uma Fibra Totalmente Sólida

```

lambdai=[400:10:1700]*1e-9;           %Comprimentos de Onda

for deltat=[0 200]                    %Variação de Temperatura (0 para
                                     calculo das bandas à temperatura
                                     ambiente)

%Parametros da Fibra
a = 2.05e-6*(1+0.55e-6*deltat);       %raio do bastão
pit = 7.4e-6*(1+0.55e-6*deltat);     %periodicidade dos bastões
b = (sqrt(3)/(2*pi))^0.5*pit;         %raio da célula unitária
conc=.32;                             %concentração de GeO2

%Parametros do Cálculo

u = 1:.001:12;                        %ver equação 8

for l=0:2                              %ordem do modo
for kk=1:length(lambdai)
    lambda = lambdai(kk);              %comprimento de onda da luz

%índices de refração
    nlo(kk) = sellmeier(lambda*1e6)+11.5e-6*deltat;
    nhi = conc*(sellmeierGeO(lambda*1e6)+18e-6*deltat)+(1-
conc)*(sellmeier(lambda*1e6)+11.5e-6*deltat);
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

    k = 2*pi./lambda;                  %número de onda
    V = sqrt(k.^2.*a^2*(nhi^2-nlo(kk)^2)); %Parametro V
    w = sqrt(V.^2-u.^2);
    q = sqrt(-w.^2);

%Equações para cálculo do campo eletromagnético em função do raio
    A = w.*besseli(l+1,w).*besselj(l,u)+u.*besselj(l+1,u).*besseli(l,w);
    B = w.*besselk(l+1,w).*besselj(l,u)-u.*besselj(l+1,u).*besselk(l,w);
    C = (-
q.*bessely(l+1,q).*besselj(l,u)+u.*besselj(l+1,u).*bessely(l,q)).*pi./2;
    D = (q.*besselj(l+1,q).*besselj(l,u)-
u.*besselj(l+1,u).*besselj(l,q)).*pi./2;
    E = V.*besselj(l-1,V)./(2.*1);
    F = V.*besselj(l+1,V)./(2.*1);
    G = besselj(0,V);
    H = -V.*besselj(l,V);

    I = besseli(l,b/a.*w);
    J = besselj(l,b/a.*q);
    K = besselk(l,b/a.*w);
    Y = bessely(l,b/a.*q);

    dI = (besseli(l-1,b/a.*w)+besseli(l+1,b/a.*w))./2;
    dJ = (besselj(l-1,b/a.*q)-besselj(l+1,b/a.*q))./2;
    dK = -(besselk(l-1,b/a.*w)+besselk(l+1,b/a.*w))./2;
    dY = (bessely(l-1,b/a.*q)-bessely(l+1,b/a.*q))./2;

%calculo dos limites superiores e inferiores da banda
for ii=1:length(w)

```

```

    if w(ii)^2>0
        gtop(ii) = (A(ii)*dK(ii)+B(ii)*dI(ii))*w(ii)/u(ii)^1;
        gbot(ii) = (A(ii)*K(ii)+B(ii)*I(ii))/u(ii)^1;
    end
    if w(ii)^2<0
        gtop(ii) = (C(ii)*dJ(ii)+D(ii)*dY(ii))*q(ii)/u(ii)^1;
        gbot(ii) = (C(ii)*J(ii)+D(ii)*Y(ii))./u(ii)^1;
    end
    if w(ii)^2==0 && l~=0
        gtop(ii) = (E*(b/a)^1-F*(b/a)^-1)*1*a/(b*V^1);
        gbot(ii) = (E*(b/a)^1+F*(b/a)^-1)/V^(1-1);
    end
    if w(ii)^2==0 && l==0
        gtop(ii) = H*a/b;
        gbot(ii) = G+H*log(a/b);
    end
end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Root-finding
s=0;
t=0;
for jj = 1:length(gtop)-1
    if gtop(jj+1)*gtop(jj)<0
        s=s+1;
        v(s)=jj;
    end
    if gbot(jj+1)*gbot(jj)<0
        t=t+1;
        x(t)=jj;
    end
end

for ll=1:min(length(v),length(x))
    betatop = u(v(ll))/a;
    betatop(ll,kk)=sqrt((2*pi*nhi/lambda)^2-betatop^2);
    %neftop = betatop./k;

    betatbot = u(x(ll))/a;
    betatbot(ll,kk)=sqrt((2*pi*nhi/lambda)^2-betatbot^2);
    %nefbot = betatbot./k;
end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%Plot
figure(1)
hold on
axis([-inf inf -.1 .2])

for ll=1:min(length(v),length(x))
    plot(lambdai,(betatop(ll,:)-2*pi./lambdai.*nlo)*pit,'b')
    plot(lambdai,(betatbot(ll,:)-2*pi./lambdai.*nlo)*pit,'r')

    csvwrite(['LPtop' num2str(l) num2str(ll) '.csv'], ((betatop(ll,:)-
2*pi./lambdai.*nlo)*pit))
    csvwrite(['LPbot' num2str(l) num2str(ll) '.csv'], ((betatbot(ll,:)-
2*pi./lambdai.*nlo)*pit))
end

```

