

**UNIVERSIDADE PRESBITERIANA MACKENZIE**

**RODRIGO CESAR RIBEIRO MIRAGLIA**

**MODELAGEM NUMÉRICA DE UMA FIBRA ÓPTICA  
MICROESTRUTURADA PARA SENSORIAMENTO DISTRIBUÍDO DE  
PRESSÃO**

**SÃO PAULO  
2010**

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

RODRIGO CESAR RIBEIRO MIRAGLIA

MODELAGEM NUMÉRICA DE UMA FIBRA ÓPTICA MICROESTRUTURADA PARA  
SENSORIAMENTO DISTRIBUÍDO DE PRESSÃO

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

M671m Miraglia, Rodrigo Cesar Ribeiro.

Modelagem numérica de uma fibra óptica microestruturada para  
sensoriamento distribuído de pressão / Rodrigo Cesar Ribeiro  
Miraglia – 2010.

96 f. : il. ; 30 cm

Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade  
Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2010.

Bibliografia: f. 91-95.

1. Fibras microestruturadas. 2. Fibras de cristal fotônico. 3.  
Birrefringência. 4. POTDR (Polarimetric Optical Time Domain  
Reflectometry). 5. OFDR (Optical Frequency-Domain  
Reflectometry). 6. Sensores ópticos. I. Título.

CDD 621.36

Ao meu filho Diego, por iluminar  
minha vida.

## **AGRADECIMENTOS**

A Deus, por toda a felicidade que me proporciona.

Aos meus pais e minha irmã, por todo o apoio e incentivo que sempre me deram durante minha vida.

À minha esposa Cláudia e ao meu filho Diego, pelo amor, carinho e compreensão dados durante a realização deste trabalho.

Ao meu orientador e amigo Prof. Dr. Christiano J. S. de Matos, por toda a confiança, paciência e apoio na realização deste trabalho.

À Universidade Presbiteriana Mackenzie e ao Mackpesquisa, pelo apoio e disponibilidade de recursos para as pesquisas realizadas neste trabalho.

À CAPES, por financiar este projeto de pesquisa.

Aos amigos e professores do Laboratório de Fotônica do Mackenzie, pela amizade e apoio em todas as horas.

*Não há sucesso sem grandes  
privações. (Sófocles)*

## RESUMO

Sensores baseados em fibras ópticas vêm sendo cada vez mais utilizados em ambientes hostis para medição de pressão, temperatura, *stress*, análise química e biológica, etc. Esses sensores têm a vantagem de possuírem tamanho e peso reduzidos, imunidade à interferência eletromagnética, de serem quimicamente inertes, e também permitem a medição distribuída do parâmetro a ser analisado ao longo da fibra. As fibras ópticas microestruturadas possuem características relevantes na aplicação de sensoriamento, tal como a liberdade de construção de sua estrutura interna variando o diâmetro dos buracos e a distância entre eles, entre outros parâmetros, que não são aplicáveis em fibras ópticas convencionais. Este trabalho tem como objetivo estudar uma fibra óptica microestruturada como sensor distribuído de pressão hidrostática, utilizando as técnicas de medição POTDR (*Polarization Optical Time-Domain Reflectometry*) e OFDR (*Optical Frequency-Domain Reflectometry*). A aplicação de pressão hidrostática sobre a fibra altera sua birrefringência e, conseqüentemente, a evolução do seu estado de polarização, sendo este último o parâmetro monitorado pelas técnicas. Analisando-se a mudança deste estado, pode-se inferir a mudança de pressão aplicada. O estudo é realizado através de simulações e análises efetuadas no *software* MatLab.

**Palavras-chave:** *Fibras Microestruturadas, Fibras de Cristal Fotônico, Birrefringência, POTDR, OFDR, Sensores Ópticos.*



## ABSTRACT

Sensors based on optical fibers are being increasingly used in hostile environments for measuring pressure, temperature, stress, chemical and biological parameters, etc. These sensors have the advantage of having reduced size and weight, immunity to electromagnetic interference, of being chemically inert, and also allowing the distributed measurement of the respective parameter along the fiber. Microstructured optical fibers have characteristics that are relevant to sensing applications, such as freedom of design of their internal structure obtained by varying the diameter of the holes and the distances between them, among other parameters, which is not applicable in conventional optical fibers. The present work aims to use a microstructured optical fiber as a distributed sensor for hydrostatic pressure, using the POTDR (Polarization Optical Time-Domain Reflectometry) and the OFDR (Optical Frequency-Domain Reflectometry) measurement techniques. The application of hydrostatic pressure on the fiber changes its birefringence and, consequently, the evolution of the states of polarization, which is the parameter monitored by the techniques. By monitoring the changes of these states, it is possible to infer the changes in applied pressure. The study is undertaken via simulations and analysis, both performed in the software MatLab.

**Keywords:** *Microstructured Fibers, Photonic Crystal Fibers, Birefringence, POTDR, OFDR, Optical Sensors.*

## SUMÁRIO

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>INTRODUÇÃO .....</b>   | <b>12</b> |
| <b>2</b> | <b>FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS .....</b>                                       | <b>16</b> |
| 2.1      | BREVE HISTÓRICO .....   | 16        |
| 2.2      | ESTRUTURA DAS FIBRAS ÓPTICAS .....  | 18        |
| 2.3      | REFLEXÃO INTERNA TOTAL.....   | 19        |
| 2.4      | EFEITOS NÃO LINEARES .....  | 21        |
| 2.5      | DISPERSÃO .....   | 23        |
| <b>3</b> | <b>POLARIZAÇÃO DA LUZ .....</b>   | <b>26</b> |
| 3.1      | POLARIZAÇÃO LINEAR .....  | 28        |
| 3.2      | POLARIZAÇÃO CIRCULAR.....   | 29        |
| 3.3      | POLARIZAÇÃO ELÍPTICA .....  | 29        |
| 3.4      | REPRESENTAÇÕES DA POLARIZAÇÃO DA LUZ.....                                       | 31        |
| 3.5      | BIRREFRINGÊNCIA .....   | 35        |
| 3.6      | FIBRAS CONVENCIONAIS MANTENEDORAS DE POLARIZAÇÃO.....                           | 39        |
| <b>4</b> | <b>FIBRAS MICROESTRUTURADAS.....</b>  | <b>41</b> |
| 4.1      | CARACTERÍSTICAS.....  | 41        |
| 4.2      | FIBRAS COM NÚCLEO SÓLIDO .....  | 43        |
| 4.3      | FIBRAS COM NÚCLEO OCO .....   | 44        |
| 4.4      | GUIAMENTO POR REFLEXÃO INTERNA TOTAL E POR BANDGAP<br>FOTÔNICO .....            | 45        |
| 4.5      | FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO MANTENEDORAS DE POLARIZAÇÃO .....                    | 46        |
| <b>5</b> | <b>SENSORES A FIBRA ÓPTICA E TÉCNICAS DE MEDIÇÃO.....</b>                       | <b>50</b> |
| 5.1      | SENSORES ÓPTICOS BASEADOS EM FIBRAS .....                                       | 50        |
| 5.2      | OTDR .....  | 53        |
| 5.3      | POTDR.....  | 55        |
| 5.4      | OFDR e POFDR.....   | 58        |
| <b>6</b> | <b>MODELAMENTO, PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO E RESULTADOS<br/>PRELIMINARES .....</b> | <b>62</b> |
| 6.1      | A EQUAÇÃO CNLS .....  | 62        |
| 6.2      | O MÉTODO SPLIT-STEP FOURIER.....  | 64        |
| 6.3      | O SOFTWARE SSPROPV .....  | 66        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 6.4      | PARÂMETROS DAS FIBRAS ESTUDADAS .....      | 68        |
| 6.5      | PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO .....              | 70        |
| 6.6      | SIMULAÇÕES E RESULTADOS PRELIMINARES ..... | 72        |
| <b>7</b> | <b>SIMULAÇÕES E RESULTADOS .....</b>       | <b>77</b> |
| 7.1      | CONSIDERAÇÕES .....                        | 77        |
| 7.2      | SENSORIAMENTO DISCRETO .....               | 78        |
| 7.3      | SENSORIAMENTO DISTRIBUÍDO .....            | 81        |
| <b>8</b> | <b>CONCLUSÕES.....</b>                     | <b>88</b> |
|          | <b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>    | <b>91</b> |

## LISTA DE FIGURAS

|   |    |
|---|----|
| <b>Figura 1</b> - Espectro de perdas em uma fibra óptica convencional.....  | 17 |
| <b>Figura 2</b> - Estrutura de uma fibra óptica convencional. ....  | 18 |
| <b>Figura 3</b> - Tipos de fibras: a) Monomodo b) Multimodo .....   | 18 |
| <b>Figura 4</b> - Raios refletidos e refratados em uma fibra óptica. ....   | 20 |
| <b>Figura 5</b> - Reflexão interna total no núcleo da fibra óptica.....   | 21 |
| <b>Figura 6</b> - Variação da dispersão com o comprimento de onda. ....   | 25 |
| <b>Figura 7</b> - Onda eletromagnética se propagando em uma certa direção.....  | 26 |
| <b>Figura 8</b> - Campos elétrico e magnético.....  | 27 |
| <b>Figura 9</b> - Polarização linear. a) Variação temporal em uma posição fixa. b) Variação espacial em um tempo fixo.....  | 28 |
| <b>Figura 10</b> - Polarização circular à direita e à esquerda. a) Variação no tempo. b) Variação espacial. ....  | 29 |
| <b>Figura 11</b> - Polarização elíptica. a) Variação no tempo. b) Variação espacial.....  | 30 |
| <b>Figura 12</b> - Elipse deslocada dos eixos cartesianos.....  | 31 |
| <b>Figura 13</b> - Representações dos estados de polarização pelo vetor de Jones. ....  | 32 |
| <b>Figura 14</b> - Representação da esfera de Poincaré.....   | 34 |
| <b>Figura 15</b> - Representação dos estados de polarização na esfera de Poincaré. <i>Nota: nesta figura uma convenção diferente é usada, de forma que o sentido de dois eixos está trocado. Esta não é a convenção adotada no restante do texto.</i> ..... | 35 |
| <b>Figura 16</b> - Evolução do estado de polarização em um <i>beat length</i> .....   | 37 |
| <b>Figura 17</b> - O fenômeno da DGD em uma fibra óptica.....   | 39 |
| <b>Figura 18</b> - Tipos de PMFs convencionais.....   | 40 |
| <b>Figura 19</b> - Seção transversal de uma fibra de cristal fotônico. ....   | 42 |
| <b>Figura 20</b> - Exemplos de fibras microestruturadas. a) Fibra de cristal fotônico de núcleo oco. b) Fibra de cristal fotônico <i>Hi-Bi</i> .....  | 43 |
| <b>Figura 21</b> - Exemplos de fibras de cristal fotônico com núcleo sólido. ....   | 43 |
| <b>Figura 22</b> - Dois tipos de fibras de cristal fotônico com núcleo oco.....   | 45 |
| <b>Figura 23</b> - Propagação da luz por <i>Bandgap</i> Fotônico.....   | 46 |
| <b>Figura 24</b> - Fibra PM-1550-02, mantenedora de polarização.....  | 47 |
| <b>Figura 25</b> - Distribuição de intensidade do modo de propagação da luz no núcleo da fibra PM-1550-02.....  | 47 |

|  |    |
|--|----|
| <b>Figura 26</b> - Características de uma PMF do tipo da PM-1550-02. a) Parâmetros da seção transversal. b) Fotografia de microscopia eletrônica.....  | 48 |
| <b>Figura 27</b> - Sensoriamento óptico. a) Medição distribuída. b) Sistema multiplexado de larga escala. ....   | 52 |
| <b>Figura 28</b> - Tipos de sensores a fibra óptica. a) Extrínsecos. b) Intrínsecos.....   | 52 |
| <b>Figura 29</b> - Esquema básico de um OTDR.....  | 54 |
| <b>Figura 30</b> - Sinal típico de um OTDR: potência espalhada em função da distância.....   | 54 |
| <b>Figura 31</b> - Esquema de um POTDR.....  | 56 |
| <b>Figura 32</b> - Análise do retardo de fase relativo entre polarizações ortogonais ao longo da fibra, realizada com um POTDR. ....   | 57 |
| <b>Figura 33</b> - Esquema básico de um POFDR.....   | 60 |
| <b>Figura 34</b> - Refletividade total (em preto) e as componentes ortogonais S (azul) e P (vermelho) detectadas em um POFDR. ....   | 60 |
| <b>Figura 35</b> - Esquema do método Split-Step Fourier.....   | 66 |
| <b>Figura 36</b> - Esfera de Poincaré mostrando um ciclo completo de variação de polarização com pressão aplicada.....   | 73 |
| <b>Figura 37</b> - Variação do sinal de saída com a pressão obtida em um trabalho disponível na literatura.....  | 74 |
| <b>Figura 38</b> - Variação da potência do sinal da saída com a pressão obtida na simulação. ....  | 74 |
| <b>Figura 39</b> - Parâmetros de Stokes na saída da fibra sob pressão.....   | 75 |
| <b>Figura 40</b> - Variação dos parâmetros de Stokes em um intervalo de 0,5 MPa para 10 metros da fibra PM-1550-02 (a) e da fibra de núcleo elíptico (b).....  | 79 |
| <b>Figura 41</b> - Variação de pressão ( $\Delta P$ ) necessária para observação de um ciclo completo de polarização em função do comprimento pressionado.....   | 80 |
| <b>Figura 42</b> - Variação dos parâmetros de Stokes com a temperatura em um intervalo de 50°C para 10 metros da fibra PM-1550-02 (a) e da fibra de núcleo elíptico (b).....   | 80 |
| <b>Figura 43</b> - Curva do DOP em função da distância, para a fibra PM-1550-02, utilizando um pulso de duração de 100 ps (a), e de duração de 15 ps (b).....  | 82 |
| <b>Figura 44</b> - (a) Comprimento de batimento em função da posição da fibra para uma distribuição linear de pressão (curva azul) e para uma distribuição linear de pressão e uma distribuição exponencial de temperatura (curva vermelha) para a fibra PM-1550-02. (b) Distribuições de pressão aplicada (azul) e recuperada (vermelha) ao longo da fibra PM-1550-02, submetida a variações de pressão e temperatura, sendo esta última desconsiderada na recuperação..... | 84 |

**Figura 45** - (a) Comprimento de batimento em função da posição da fibra para uma distribuição linear de pressão (curva azul) e para uma distribuição linear de pressão e uma distribuição exponencial de temperatura (curva vermelha) para a fibra de núcleo elíptico. (b) Distribuições de pressão aplicada (azul) e recuperada (vermelha) ao longo da fibra de núcleo elíptico, submetida a variações de pressão e temperatura, sendo esta última desconsiderada na recuperação.....85

**Figura 46** - Distribuições de pressão aplicada (azul) e recuperada (vermelha) ao longo da fibra PM-1550-02, submetida a variações de pressão e temperatura ( $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ ).....85

## 1 INTRODUÇÃO

Atualmente, as grandes empresas petrolíferas do mundo, como por exemplo a Petrobrás, encontram diversos obstáculos em suas pesquisas e explorações em busca de petróleo, principalmente em regiões submarinas. Essas regiões são de grande interesse de estudo devido à grande quantidade de matéria orgânica depositada em seu subsolo que se transforma em petróleo, em milhões de anos. Porém, essas regiões apresentam desafios complexos a serem resolvidos, tais como:

a) **Profundidade:** Essas regiões apresentam, geralmente, uma profundidade superior a três quilômetros, dificultando a identificação de reservatórios e a exploração dos reservatórios já identificados (PETROBRÁS, 2009a). Isso exige altos valores de investimento em equipamentos e no desenvolvimento de tecnologias específicas, encarecendo ainda mais a produção do petróleo nessas regiões.

b) **Impacto Ambiental:** Atualmente a preocupação com o meio ambiente vem aumentando e, conseqüentemente, surgem leis que limitam a atividade de extração do petróleo em áreas onde há a possibilidade de poluição do meio-ambiente, tais como as regiões submarinas (PETROBRÁS, 2009b). Se for averiguado que este processo foi negativo em relação ao ambiente em que está envolvido, a empresa responsável será punida com severas multas, comprometendo o nome da empresa.

c) **Pressão:** Devido à grande profundidade e à extensa massa de água que cobre o solo a ser explorado, a pressão nessa região chega a ser muito elevada, sendo que a pressão com que o óleo é extraído é ainda maior. Um conhecimento preciso da distribuição de pressão ao longo do poço pode aperfeiçoar substancialmente a produção e indicar o volume de óleo ainda disponível no reservatório (PETROBRÁS, 2009a).

A medição da pressão, então, se torna um procedimento de extrema importância nesses casos. Atualmente são usados diversos tipos de sensores para este fim, porém, todos elétricos e pontuais. Ainda não são utilizados sensores de pressão distribuída em uma determinada profundidade, que utilizem a luz como fonte de informações e a fibra óptica como meio para tais medições.

A utilização de sensores elétricos para mapeamento da pressão ao longo do poço, apesar desses sensores serem muito precisos, eficientes e de custo relativamente baixo, apresenta alguns pontos negativos, sendo o principal deles a impossibilidade de se realizarem medidas totalmente distribuídas. Além disso, alguns sistemas de medida implicam na necessidade de interrupção de todo o processo que está em andamento para se colocar as

pontas de prova nos pontos desejados e realizar as medições necessárias. Quanto mais pontos a serem medidos, maior o tempo de paralisação do processo, causando um enorme prejuízo à empresa responsável.

Com a utilização de sensores baseados em fibras ópticas, o processo não precisará ser interrompido e a medição estará ocorrendo paralelamente ao processo e distribuídamente ao longo de toda a fibra. As fibras ópticas convencionais utilizadas como sensores distribuídos vêm sendo estudadas há mais de 40 anos, tendo como principais vantagens a possibilidade de se realizar medições em ambientes hostis, imunidade à interferência eletromagnética, tamanho e peso reduzidos, entre outros (CULSHAW, 2004).

Considerando esquemas de medição baseados nos espalhamentos Raman, Brillouin e Rayleigh, é possível utilizar as fibras ópticas convencionais como sensores distribuídos. Porém, apesar de seu aceitável funcionamento, na maioria das vezes elas apresentam sensibilidade simultânea a vários parâmetros, gerando dúvidas sobre o parâmetro exato ao qual a fibra está sendo submetida. Por exemplo, dependendo da fibra utilizada, é complicado se certificar que o sinal gerado vem de uma certa pressão aplicada ou de uma temperatura a qual a fibra foi submetida (ROGERS, 2002).

Recentemente, uma nova tecnologia tem sido desenvolvida para a fabricação de fibras ópticas especiais (BJARKLEV, 2003), as chamadas fibras de cristal fotônico (*Photonic Crystal Fibres - PCFs*), que inserem-se na classe mais ampla de fibras microestruturadas (*Microstructured Optical Fibres - MOF*). Esse novo tipo de fibra óptica possui uma liberdade de projeto não existente nas fibras ópticas convencionais (BIRKS et al., 1996) e possibilita um amplo número de aplicações, tais como: sensoriamento, controle de polarização e de dispersão, telecomunicações, entre outros. Estas fibras podem apresentar, dependendo de sua estrutura, maior sensibilidade à pressão. Além disso, já se demonstrou (GAHIR; KHANNA, 2007) que a influência da temperatura sobre a luz guiada é substancialmente menor do que em fibras convencionais, sendo, portanto, atraentes para a eliminação da sensibilidade cruzada entre a temperatura e outros parâmetros de interesse.

A principal motivação deste trabalho é a medição de altas pressões distribuídas com sensores baseados em fibras ópticas de cristal fotônico, através da investigação analítica e numérica de técnicas de medição distribuída de pressão hidrostática em regiões de grande profundidade, utilizando uma fibra óptica microestruturada como sensor e meio de transporte dessas informações. As técnicas de medição distribuída a serem analisadas baseiam-se no espalhamento Rayleigh e chamam-se POTDR (*Polarization Optical Time-Domain Reflectometry*) e OFDR (*Optical Frequency-Domain Reflectometry*). Elas inferem as



mudanças na polarização da luz retroespalhada na fibra (ROGERS, 1981), associando-as com a pressão a que a fibra está submetida.

Com o devido modelamento de uma fibra óptica microestruturada e seus respectivos parâmetros, será analisada a mudança da birrefringência com a pressão aplicada em certo comprimento da fibra, através da solução da Equação Não Linear de Schrödinger Acoplada (CNLSE – *Coupled Non Linear Schrödinger Equation*). Esta equação é uma variação da Equação Não Linear de Schrödinger (NLSE – *Non Linear Schrödinger Equation*) que considera a diversidade de polarização da luz (MARTINS, 2008).

As ferramentas de simulação e análise utilizadas são os *softwares* Lumerical Mode Solutions e Matlab. O primeiro será utilizado para se modelar a seção transversal da fibra óptica microestruturada com seus respectivos parâmetros e analisar seus modos de propagação e birrefringência. O segundo será utilizado para implementação da simulação de propagação de luz ao longo da fibra estudada, resolvendo numericamente a CNLSE, assim como para a realização de cálculos analíticos.

Este trabalho está organizado da seguinte forma: no Capítulo 2 serão apresentados os principais conceitos relativos às fibras ópticas convencionais, tais como a propagação da luz em seu núcleo, os efeitos não lineares e a dispersão. No Capítulo 3 será estudada a polarização da luz, apresentando seus tipos e principais meios de representação, sendo também explicado o conceito de birrefringência e revisadas as fibras mantenedoras de polarização convencionais.

O Capítulo 4 expõe as principais características das fibras microestruturadas, seus principais tipos, o fenômeno do *Bandgap* Fotônico e uma breve explicação sobre as fibras mantenedoras de polarização microestruturadas.

O Capítulo 5 apresenta os principais tipos de sensores ópticos e seus funcionamentos, seguidos da explicação das técnicas de medição baseados em reflectometria óptica, OTDR, POTDR e POFDR, estudadas neste trabalho.

No Capítulo 6, a CNLSE e o método Split-Step Fourier, usado para resolvê-la, são introduzidos. Também são descritos os parâmetros do *software* utilizado neste trabalho, bem como apresentados os resultados preliminares para validação do *software* e suas respectivas análises.

O Capítulo 7 apresenta as simulações relativas aos sensoriamentos discreto e distribuído, com as respectivas comparações entre as fibras *Hi-Bi* Convencional e Microestruturada.

O Capítulo 8 apresenta as conclusões relativas às análises dos resultados das simulações realizadas nesta dissertação e das respectivas comparações entre as fibras PM-1550-02 (*Hi-Bi* microestruturada) e a fibra de núcleo elíptico (*Hi-Bi* Convencional).

## 2 FIBRAS ÓPTICAS CONVENCIONAIS

Para uma melhor compreensão das características e vantagens das fibras ópticas microestruturadas utilizadas nas pesquisas deste trabalho, serão analisadas primeiramente a estrutura das fibras ópticas convencionais e suas características de propagação.

Este capítulo mostra um breve histórico das fibras ópticas, seguido da descrição de sua estrutura básica e seus principais tipos. Também serão apresentados os principais parâmetros de uma fibra óptica convencional, a propagação da luz, o fenômeno da reflexão interna total e os efeitos não lineares. Finalmente, o conceito de dispersão é apresentado.

### 2.1 BREVE HISTÓRICO

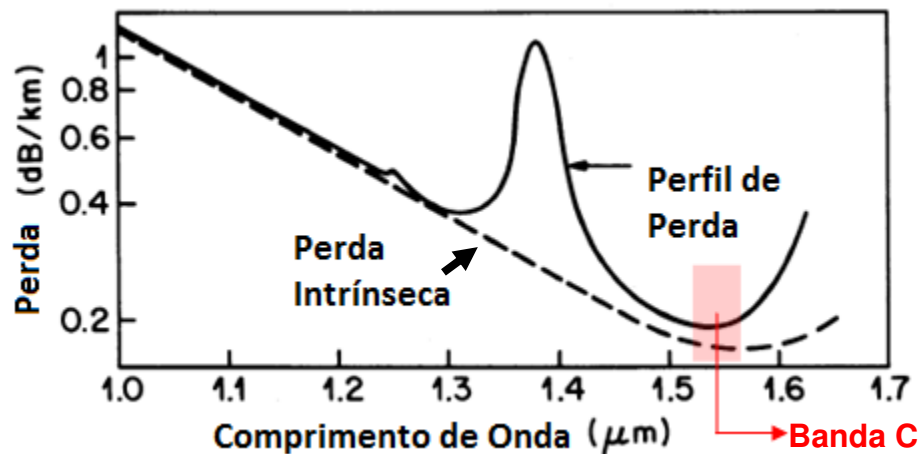
A fibra óptica padrão foi inventada em 1952 pelo físico indiano Narinder Singh Kapany que, na época com 25 anos, se aprofundava nos estudos da reflexão interna total, fenômeno básico responsável pelo guiamento da luz na fibra óptica (AGRAWAL, 2002). Porém, por volta de 1870, o pesquisador irlandês John Tyndall já havia provado diante da *Royal Society of London* a possibilidade de se guiar a luz por um jato d'água (RIBEIRO, 2003).

Na década de 1960, com a invenção do LASER, sigla de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação), cresceu ainda mais o interesse pela utilização das frequências ópticas em comunicações (KEISER, 1991). Devido a este fato, houve um rápido desenvolvimento das fibras ópticas nesta década. Porém, havia um grande limitador: as altas perdas, que chegavam a 1000 dB/km, fazendo com que a utilização dessas fibras para telecomunicações fosse impraticável (AGRAWAL, 2002).

Em 1966, foi descoberto que essas altas perdas nas fibras ópticas ocorriam devido às impurezas presentes no material dos quais as fibras eram feitas, e que essas perdas podiam ser reduzidas a fim de essas fibras se tornarem um meio viável de transmissão (KEISER, 1991). Por volta de 1970, essas perdas chegaram a cerca de 20 dB/km na região de comprimento de onda próximo a 1  $\mu\text{m}$ , e em 1979 essas perdas chegaram ao valor de 0,2 dB/km, na região de 1,55  $\mu\text{m}$ , sendo este valor limitado somente pelo espalhamento Rayleigh (AGRAWAL, 2001b).

No final da década de 80, depois de muitas pesquisas desde a década de 60, a área da fotônica contaria com mais um avanço: o amplificador óptico a fibra dopada com Érbio (EDFA – *Erbium-Doped Fiber Amplifier*). Os amplificadores ópticos contam com a vantagem de não se ter a necessidade de transformar o sinal de luz em sinal elétrico, amplificar este sinal e depois reconvertê-lo em luz novamente. Eles amplificam o sinal no domínio óptico (BECKER; OLSSON; SIMPSON, 1997).

A dopagem com os elementos chamados “terras-raras” como o Érbio no caso do EDFA, possibilita a amplificação da luz em diferentes comprimentos de onda. O EDFA, por exemplo, pode atuar nas bandas C e L do espectro óptico (em torno de  $1,55\mu\text{m}$  e  $1,60\mu\text{m}$  respectivamente), sendo a banda C muito utilizada em telecomunicações devido à sua baixa atenuação, conforme mostra a Figura 1.

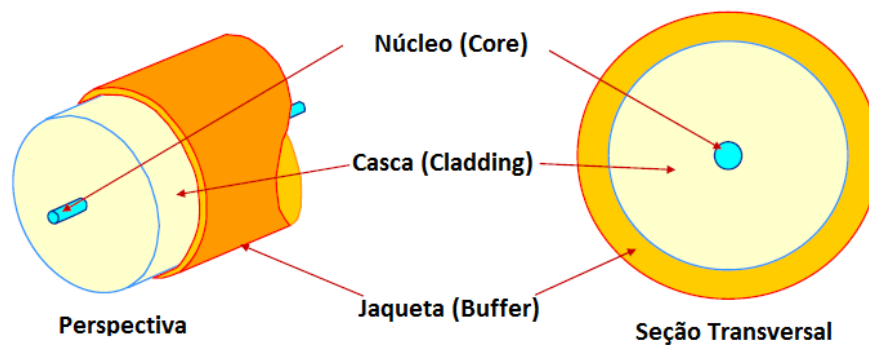


**Figura 1** - Espectro de perdas em uma fibra óptica convencional.  
Fonte: Agrawal (2001b, p. 6).

As pesquisas para o desenvolvimento de fibras ópticas com perdas cada vez menores foram um dos focos das últimas décadas na camada física da área de telecomunicações ópticas, juntamente com o avanço da tecnologia de dispositivos semicondutores, tais como lasers e detectores, e a demonstração de amplificadores ópticos em outras bandas do espectro. Combinadas, essas linhas de pesquisa fazem com que a banda de transmissão de dados através das fibras ópticas venha crescendo vigorosamente, possibilitando o avanço das redes WDM (*Wavelength Division Multiplexing* – Multiplexação por Divisão de Comprimentos de Onda), por exemplo.

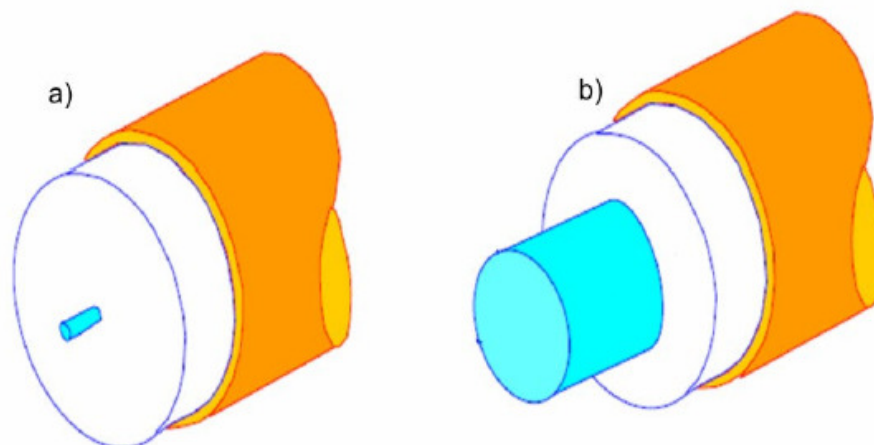
## 2.2 ESTRUTURA DAS FIBRAS ÓPTICAS

A estrutura básica de uma fibra óptica convencional é mostrada na Figura 2. A fibra consiste em uma estrutura cilíndrica, com três camadas concêntricas: núcleo (*core*), casca (*cladding*) e jaqueta (*buffer*). O núcleo é constituído de sílica dopada, geralmente com germânio, possuindo um índice de refração maior que o da casca, constituída de sílica pura. A jaqueta plástica ao redor da casca tem a função de proteger mecanicamente a fibra (KEISER, 1991).



**Figura 2** - Estrutura de uma fibra óptica convencional.  
Fonte: VPI Photonics University Program (2006, p. 4).

Outra característica das fibras ópticas é sua classificação em relação ao número de modos guiados em sua estrutura, que podem ser monomodo ou multimodo. A estrutura destes tipos de fibra é ilustrada na Figura 3. A escolha entre esses dois tipos depende da aplicação na qual a fibra óptica será utilizada.



**Figura 3** - Tipos de fibras: a) Monomodo b) Multimodo  
Fonte: VPI Photonics University Program (2006, p. 4).

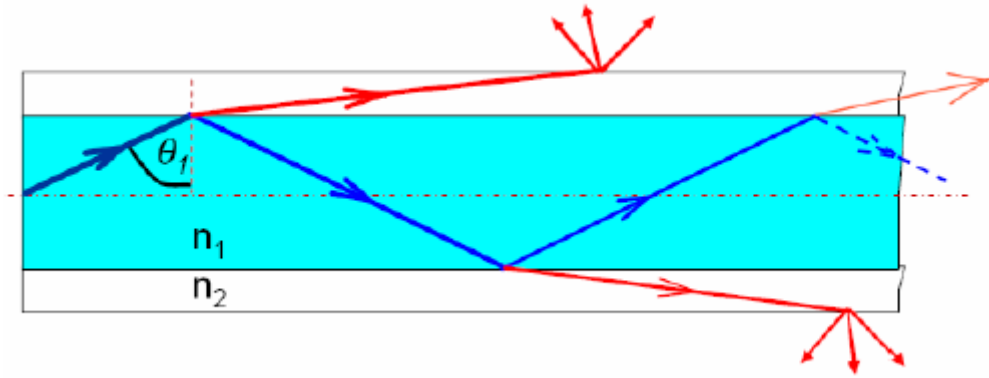
As fibras multimodo permitem a propagação de vários modos guiados, cada um percorrendo um caminho distinto dentro da fibra óptica, sendo que o diâmetro de seu núcleo varia entre 12,5  $\mu\text{m}$  e 100  $\mu\text{m}$ . As fibras multimodo podem ser classificadas em índice degrau e índice gradual de acordo com o tipo de variação radial descrito pelo índice de refração (DUTTON, 1998).

Já as fibras monomodo possuem um único modo de propagação, ou seja, os raios de luz percorrem um único caminho no interior da fibra. Elas possuem um diâmetro de núcleo entre 1  $\mu\text{m}$  e 10  $\mu\text{m}$ . Em geral apresentam perfil de índice degrau, mas podem possuir perfis mais complexos para que a dispersão cromática seja alterada.

Essas fibras possuem uma fabricação mais complexa do que as fibras multimodo, mas apresentam características muito superiores, principalmente em relação à banda passante que é muito mais larga, possuindo também uma baixa atenuação, permitindo uma maior distância de transmissão sem a necessidade do uso de repetidores ou amplificadores (RIBEIRO, 2003).

### 2.3 REFLEXÃO INTERNA TOTAL

De uma forma simplificada, a propagação da luz nas fibras ópticas pode ser entendida analisando-se a descrição da luz como raios. Esses raios são definidos a partir dos vetores que indicam o sentido da propagação da onda eletromagnética, no caso, a luz. Nesta consideração, a luz pode refletir ou refratar ao atingir a região limite entre o núcleo e a casca, como mostra a Figura 4. Os raios mostrados em azul simbolizam a luz refletida internamente e os raios mostrados em vermelho equivalem à luz refratada, havendo assim uma consequente perda de energia (AGRAWAL, 2002).



**Figura 4** - Raios refletidos e refratados em uma fibra óptica.  
 Fonte: VPI Photonics University Program (2006, p. 10).

De acordo com a lei da refração, ou Lei de Snell, o ângulo que a onda refratada faz com a normal à superfície de separação entre dois meios materiais está relacionado com o ângulo incidente pela seguinte equação:

$$n_1 \cdot \text{sen}\theta_1 = n_2 \cdot \text{sen}\theta_2 \quad (1)$$

onde  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração dos meios,  $\theta_1$  é o ângulo de incidência e  $\theta_2$  é o ângulo de refração (SALEH; TEICH, 1991).

Rearranjando a equação (1), temos:

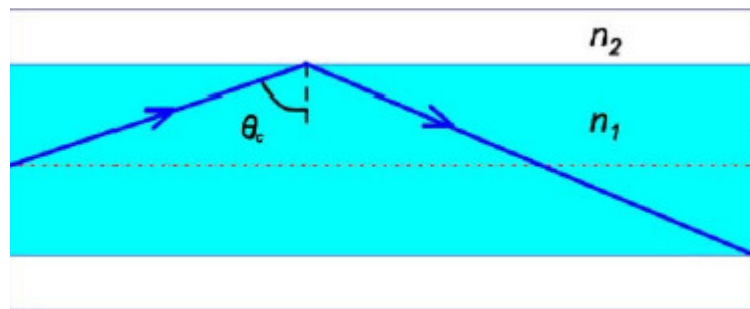
$$\text{sen}\theta_2 = (n_1/n_2) \cdot \text{sen}\theta_1 \quad (2)$$

Nesta equação, é possível observar que o ângulo de refração cresce à medida que se aumenta o ângulo de incidência. Quando  $n_1$  for maior que  $n_2$ , o ângulo de refração será maior do que o de incidência. Portanto, existirá um valor de  $\theta_1$  para o qual resulta um ângulo de refração de  $90^\circ$  em relação à normal à superfície entre os dois meios (IIZUKA, 2002).

Valores do ângulo de incidência maiores do que este fazem com que a refração seja eliminada. Este ângulo chama-se, portanto, ângulo crítico ( $\theta_c$ ), e é dado conforme a equação a seguir:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1}(n_2/n_1) \quad (3)$$

Enquanto o ângulo de incidência for maior que o ângulo crítico, a luz será totalmente refletida no interior da fibra óptica. Este fenômeno é conhecido como Reflexão Interna Total (TIR – *Total Internal Reflection*) e é responsável pelo guiamento em fibras convencionais. A Figura 5 mostra este fenômeno dentro de uma fibra óptica.



**Figura 5** - Reflexão interna total no núcleo da fibra óptica.  
Fonte: VPI Photonics University Program (2006, p. 10).

## 2.4 EFEITOS NÃO LINEARES

De acordo com Agrawal (2001b), a resposta de qualquer dielétrico, tal como a fibra óptica, se torna não linear na aplicação de campos eletromagnéticos intensos. Analisando em um nível fundamental, esta resposta não linear se origina do movimento não-harmônico dos elétrons sob a influência do campo eletromagnético aplicado. Conseqüentemente, a polarização,  $\mathbf{P}$ , induzida por dipolos elétricos não é mais linear em relação ao campo elétrico,  $\mathbf{E}$ , da luz ( $\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi \cdot \mathbf{E}$ ), passando a satisfazer à seguinte relação:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (4)$$

Nesta expressão,  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica no vácuo e  $\chi^{(j)}$  ( $j = 1, 2, \dots$ ) é a susceptibilidade de ordem “j”. A susceptibilidade linear  $\chi^{(1)}$  representa a parcela mais significativa de  $\mathbf{P}$ , sendo que seus efeitos dão origem ao índice de refração e ao coeficiente de atenuação  $\alpha$  da fibra.

Já a susceptibilidade não linear de segunda ordem  $\chi^{(2)}$  é responsável pelos efeitos não lineares de geração de segundo harmônico (SHG – *Second-Harmonic Generation*) e geração de soma de frequências (SFG – *Sum-Frequency Generation*). Porém, estes fenômenos não são encontrados nas fibras ópticas, devido à estrutura centro-simétrica das



moléculas da sílica ( $\text{SiO}_2$ ), o que faz com que os termos pares da expansão em série de potência de  $\mathbf{P}$  sejam nulos (AGRAWAL, 2001b; MARTINS, 2008).

Os efeitos não lineares nas fibras ópticas são originados pela susceptibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$ , responsável pelos efeitos de geração de terceiro harmônico (THG – *Third-Harmonic Generation*), mistura de quatro ondas (FWM – *Four-Wave Mixing*) e refração não linear, sendo este último um fenômeno que se refere à dependência do índice de refração com a intensidade da luz, conforme a expressão abaixo:

$$\tilde{n}(\omega, |\mathbf{E}|^2) = n(\omega) + n_2 \cdot |\mathbf{E}|^2 \quad (5)$$

Ainda segundo Agrawal (2001b),  $n(\omega)$  é a parte linear do índice de refração, dada pela equação de Sellmeier,  $|\mathbf{E}|^2$  é a intensidade da luz na fibra e  $n_2$  é o coeficiente de índice de refração não linear do material. Para a sílica, este coeficiente tem o valor aproximado de  $n_2 = 2,66 \times 10^{-20}$  [ $\text{m}^2/\text{W}$ ]. A equação de Sellmeier, por sua vez, é mostrada a seguir:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

onde  $\omega_j$  é a frequência e  $B_j$  é a intensidade da  $j$ -ésima ressonância do material.

A dependência do índice de refração em relação à intensidade da luz gera alguns efeitos não lineares, tais como a automodulação de fase (SPM – *Self-Phase Modulation*) e a modulação de fase cruzada (XPM – *Cross-Phase Modulation*).

A automodulação de fase (SPM) consiste em um efeito não linear instantâneo, pois se baseia na sensibilidade do índice de refração em relação à potência da luz presente em certo instante. Como a fase do campo depende do índice de refração do meio, esta fase dependerá também da potência do campo. Portanto, se a potência do campo varia no tempo, a luz cria uma modulação de fase (*chirp*) em seu próprio campo, sendo este o motivo do nome “automodulação de fase” (MARTINS, 2008).

A modulação de fase cruzada (XPM) ocorre em um processo semelhante ao da automodulação de fase, porém, a mudança de fase é induzida por outro campo eletromagnético, com comprimento de onda, direção ou estado de polarização diferente.

## 2.5 DISPERSÃO

Quando um pulso de luz se propaga em uma fibra óptica, suas diferentes componentes, modais ou de frequência, se propagam com constantes de propagação diferentes e, conseqüentemente, com velocidades de grupo diferentes, fazendo com que o pulso na saída tenha sua potência espalhada temporalmente, ocorrendo assim o alargamento deste pulso. A dispersão pode ser modal, cromática (dispersão do material e do guia de onda) e devido aos modos de polarização (PMD – *Polarization Mode Dispersion*), sendo que esta última será explicada no capítulo 3. A dispersão modal ocorre apenas em fibras multimodo. Como esta dissertação trata exclusivamente de fibras monomodo, este tipo de dispersão não será abordada.

A **dispersão cromática** ocorre devido à dependência da velocidade de grupo da luz,  $v_g$ , com a sua frequência. A velocidade de grupo é a velocidade com a qual a envoltória de um pulso se propaga, sendo que a velocidade de fase representa a velocidade com que uma frequência se propaga. Esta última é definida como:

$$v = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \quad (7)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz,  $n$  é o índice de refração do meio,  $\omega$  é a frequência angular da luz e  $k$  é o número de onda.

Na prática, mesmo as fontes de luz, tais como o laser ou o LED, consideradas monocromáticas (sinais com uma única frequência), possuem uma largura de linha  $\Delta\omega$ . Devido a este fato, o pulso de luz é composto por mais de uma frequência e se propaga com a velocidade de grupo definida por:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (8)$$

A dispersão cromática ocorre quando a velocidade de grupo é também uma função de  $\omega$ , alargando o pulso. Os efeitos da dispersão em uma fibra óptica são analisados matematicamente pela expansão em série de Taylor da constante de propagação  $\beta$  em torno de  $\omega_0$ , a frequência central do pulso (AGRAWAL, 2001b):

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (9)$$

sendo:

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (10)$$

com  $m = 0, 1, 2, \dots$

Os parâmetros  $\beta_1$  e  $\beta_2$  se relacionam ao índice de refração a partir das relações abaixo:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (11)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right), \quad (12)$$

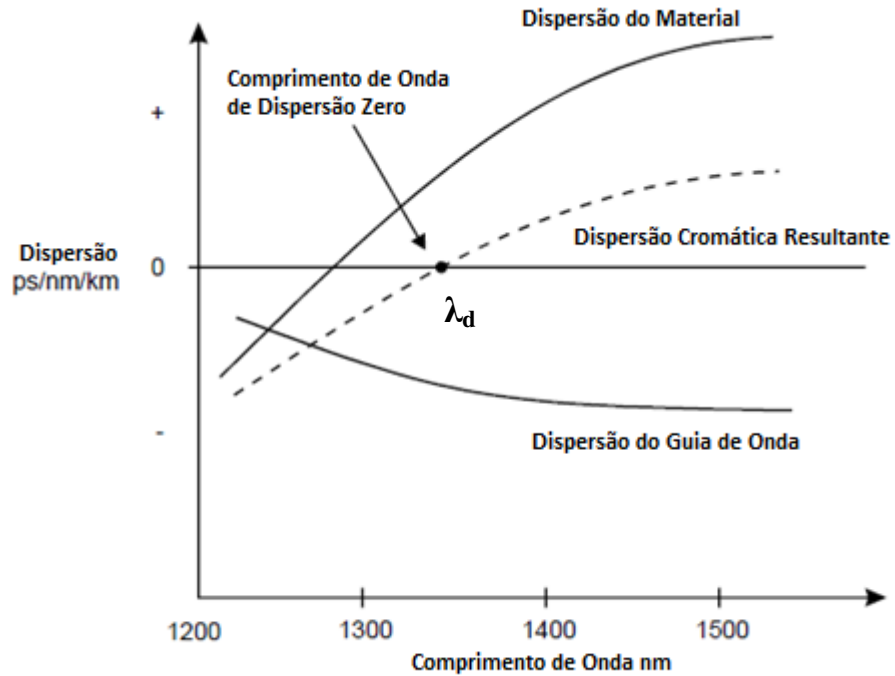
sendo  $n_g$  o índice de refração de grupo. O parâmetro  $\beta_2$  representa a dispersão cromática, também conhecida como dispersão de velocidade de grupo (GVD – *Group Velocity Dispersion*), responsável, em primeira ordem, pelo alargamento do pulso (AGRAWAL, 2001b). Na literatura, o parâmetro de dispersão  $D$  é mais comumente usado, e sua relação com  $\beta_2$  é expressa a seguir:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \approx \frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (13)$$

O parâmetro  $D$  representa a dispersão cromática total em uma fibra monomodo convencional, composta pela dispersão do material e pela dispersão do guia de onda. A dispersão do material está relacionada à dependência do índice de refração do material com a frequência da luz conforme a equação de Sellmeier, mostrada na equação (6), no item 2.4, e a dispersão do guia de onda é relacionada à variação do confinamento da luz em função da frequência, que induz uma variação do índice efetivo do modo ( $n_{eff}$ ).

A Figura 6 ilustra a variação do parâmetro de dispersão cromática total  $D$  com o comprimento de onda. A região com  $D < 0$  é chamada de região de dispersão normal, e a

região com  $D > 0$  é chamada de região de dispersão anômala. Quando  $D = 0$ , o respectivo comprimento de onda  $\lambda_d$  é chamado de comprimento de onda de zero de dispersão.

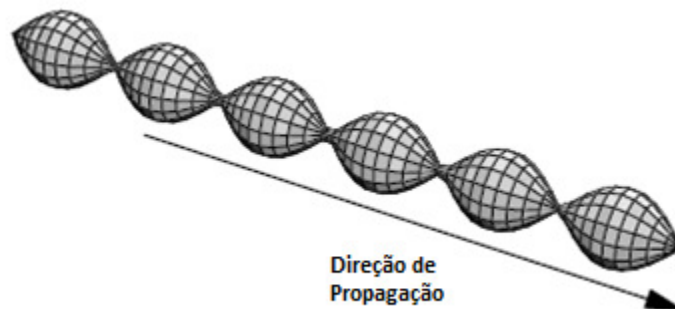


**Figura 6** - Variação da dispersão com o comprimento de onda.  
Fonte: Bailey; Wright (2003, p. 70).

### 3 POLARIZAÇÃO DA LUZ

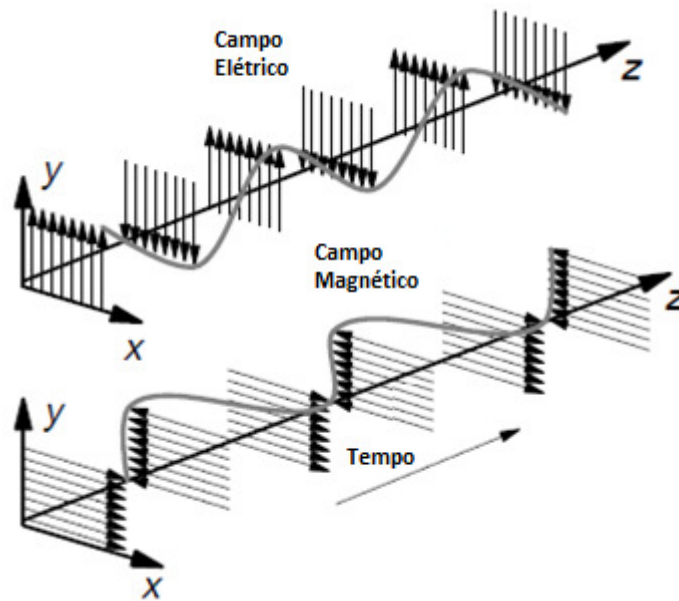
Neste capítulo será estudada a polarização da luz, analisando-se seus tipos (linear, circular e elíptica) e suas principais formas de representação (vetores de Jones, parâmetros de Stokes, esfera de Poincaré). O conceito de birrefringência é apresentado, seguido de uma breve explicação do fenômeno da PMD. Finalmente, serão apresentadas as fibras convencionais mantenedoras de polarização.

A luz é uma onda eletromagnética, ou seja, é formada por campos elétricos ( $\mathbf{E}$ ) e magnéticos ( $\mathbf{H}$ ) mutuamente acoplados e que variam no espaço e no tempo, sendo descritos pelos mesmos princípios teóricos que governam qualquer outro tipo de radiação eletromagnética (SALEH; TEICH, 1991). Um esquema ilustrativo de uma onda eletromagnética é mostrado na Figura 7, considerando sua oscilação senoidal em uma dada direção.



**Figura 7** - Onda eletromagnética se propagando em uma certa direção.  
Fonte: Dutton (1998, p. 19).

Quando se analisa a polarização da luz, é suficiente levar em conta somente o comportamento do vetor campo elétrico  $\mathbf{E}$  em função do tempo em um determinado ponto do espaço. O campo elétrico geralmente está representado no plano XY e com direção de propagação ao longo do eixo Z, sendo o campo magnético ortogonal a ele, conforme mostrado esquematicamente na Figura 8.



**Figura 8** - Campos elétrico e magnético.  
Fonte: Dutton (1998, p. 18).

Como no caso de qualquer outra onda eletromagnética, a propagação da luz é governada pelas equações de Maxwell. Para um meio não-condutor (sem cargas livres), as equações de Maxwell tomam a seguinte forma:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (14)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (17)$$

onde  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  são os vetores de campo elétrico e magnético, respectivamente, e  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{B}$  são as densidades de fluxo correspondentes, as quais estão relacionadas aos respectivos vetores de campo por:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \cdot \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (18)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \cdot \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (19)$$

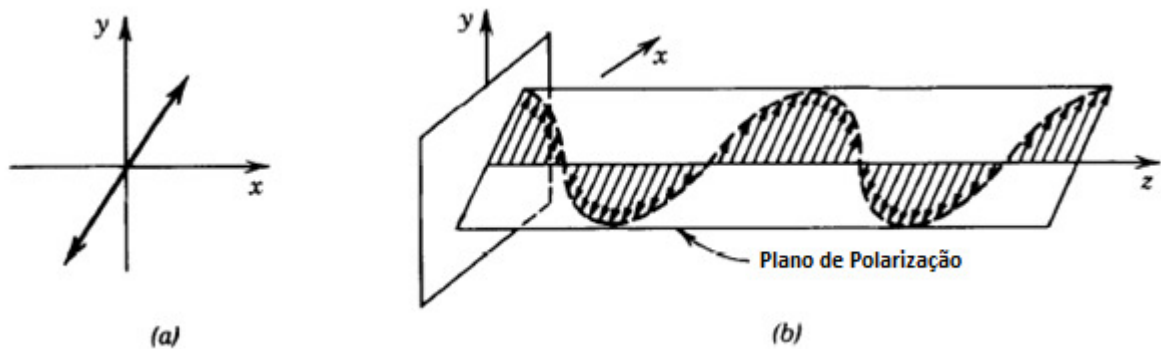
sendo  $\epsilon_0$  a permissividade no vácuo,  $\mu_0$  a permeabilidade no vácuo, e  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{M}$  as polarizações elétrica e magnética induzidas, respectivamente. Para as fibras ópticas, devido à natureza não magnética da sílica,  $\mathbf{M} = 0$  (AGRAWAL, 2002).

Dependendo do comportamento das componentes  $E_x$  e  $E_y$  do campo elétrico, já que estas componentes podem oscilar independentemente, a luz terá um diferente estado de polarização (SOP – *State of Polarization*), podendo possuir uma polarização linear, circular ou elíptica, dependendo da relação de fase e amplitude entre as suas componentes.

### 3.1 POLARIZAÇÃO LINEAR

Quando a diferença de fase,  $\Delta$ , entre as componentes  $E_x$  e  $E_y$  do campo elétrico for  $\Delta = 0$  ou um múltiplo de  $\pi$ , a luz estará linearmente polarizada. Se, por exemplo, a componente  $E_x$  for nula e somente existir a componente  $E_y$  do campo, então a luz estará verticalmente polarizada. No caso oposto, com a componente  $E_y$  nula e a oscilação do campo ocorrendo somente na componente  $E_x$ , a luz estará horizontalmente polarizada.

Também pode ocorrer de o campo elétrico resultante,  $E_r$ , oscilar em um certo ângulo com os eixos de referência, sendo sua amplitude calculada a partir de  $E_r^2 = E_x^2 + E_y^2$ , conforme mostra a Figura 9.



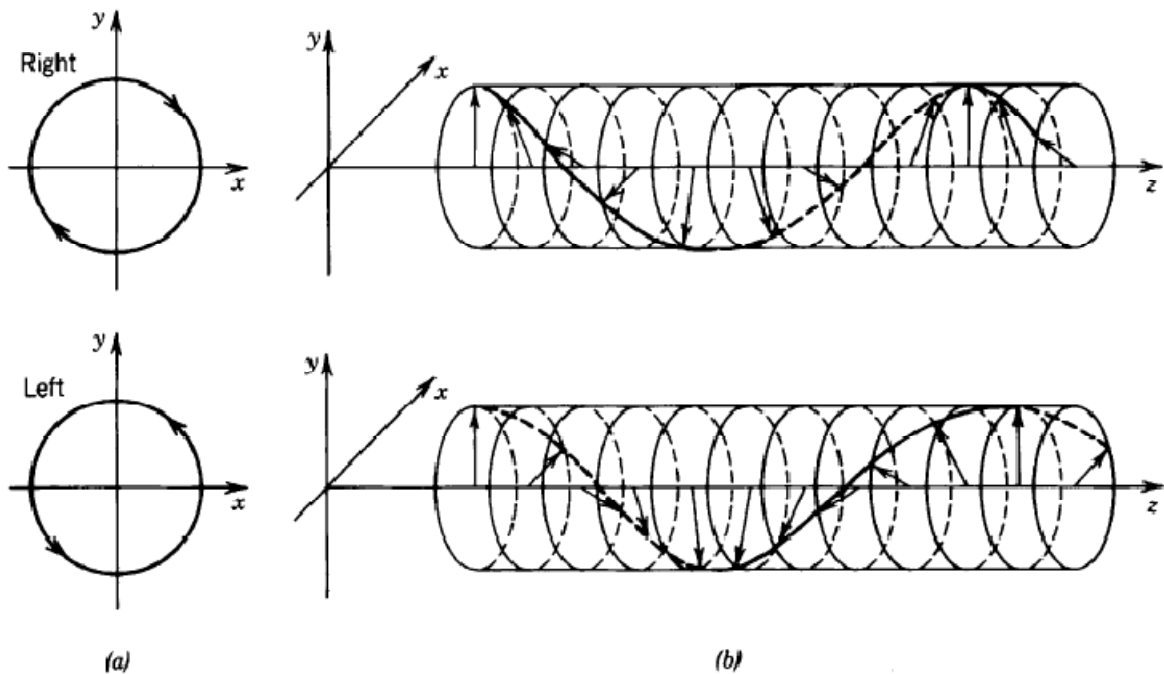
**Figura 9** - Polarização linear. **a)** Variação temporal em uma posição fixa. **b)** Variação espacial em um tempo fixo.

Fonte: Saleh; Teich (1991, p. 197).

No caso da polarização linear à  $+45^\circ$  com relação ao eixo X, as componentes  $E_x$  e  $E_y$  possuem mesma amplitude e fase. Já com a polarização à  $-45^\circ$ , as componentes  $E_x$  e  $E_y$  estão defasadas de  $\Delta = \pi$  ( $180^\circ$ ) ou múltiplo ímpar deste valor. Com a variação das amplitudes de  $E_x$  e  $E_y$ , obtém-se o campo resultante linear com diferentes ângulos de polarização (BARUH, 2006).

### 3.2 POLARIZAÇÃO CIRCULAR

Outro estado de polarização que a luz pode apresentar é o de polarização circular, ilustrada na Figura 10. Este fenômeno ocorre quando as componentes  $E_x$  e  $E_y$  do campo elétrico possuem mesma amplitude e diferença de fase de  $\Delta = \pm \pi / 2$ . Se  $E_x$  e  $E_y$  estiverem defasados de  $\Delta = + \pi / 2$ , então a luz estará com polarização circular à direita (RHC – *Right Hand Circular*). No entanto, se a diferença de fase for de  $\Delta = - \pi / 2$ , então a luz estará polarizada circularmente à esquerda (LHC – *Left Hand Circular*).



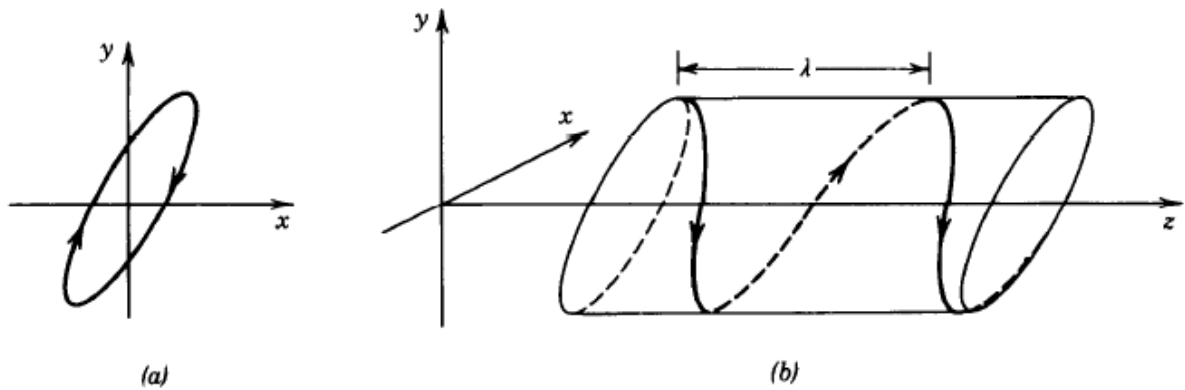
**Figura 10** - Polarização circular à direita e à esquerda. **a)** Variação no tempo. **b)** Variação espacial.  
Fonte: Saleh; Teich (1991, p. 197).

### 3.3 POLARIZAÇÃO ELÍPTICA

A polarização elíptica ocorre quando as componentes  $E_x$  e  $E_y$  do campo elétrico não possuem mesma amplitude e a diferença de fase relativa  $\Delta$  é diferente de 0 e de múltiplos de  $\pi$ . Neste caso, o campo elétrico resultante realiza rotação alterando sua magnitude ao longo do tempo.

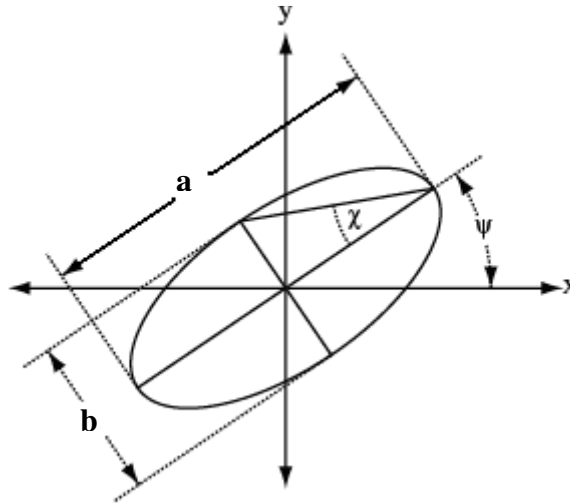


A polarização elíptica, assim como a circular, também pode ser à esquerda ou à direita, dependendo do sinal de  $\text{sen}(\Delta)$ . Se  $\text{sen}(\Delta) > 0$ , então o vetor campo elétrico irá girar em sentido horário. Se  $\text{sen}(\Delta) < 0$ , o vetor campo elétrico irá girar no sentido anti-horário (BARUH, 2006). A Figura 11 ilustra a polarização elíptica.



**Figura 11** - Polarização elíptica. **a)** Variação no tempo. **b)** Variação espacial.  
Fonte: Saleh; Teich (1991, p. 196).

Neste tipo de polarização, os eixos ( $a$  e  $b$ ) da elipse descrita pela polarização podem estar deslocados em relação aos eixos cartesianos ( $x$  e  $y$ ) de um ângulo  $\psi$ , conforme mostra a Figura 12. Na figura, o ângulo  $\chi$  indica o grau de elipticidade. Por convenção, valores positivos de  $\chi$  indicam estados de polarização que giram à direita, sendo que valores negativos de  $\chi$  indicam a rotação à esquerda. Quando  $\chi = 0$ , a polarização é linear, enquanto que  $\chi = \pi/4$  indica a polarização circular (MURPHY, 2007). Portanto, as polarizações circular e linear podem ser consideradas casos particulares da polarização elíptica (BARUH, 2006).



**Figura 12** - Elipse deslocada dos eixos cartesianos.  
Fonte: Murphy (2007, p. 1).

### 3.4 REPRESENTAÇÕES DA POLARIZAÇÃO DA LUZ

Um método de análise da polarização da luz foi proposto pelo físico americano R. Clark Jones em 1941 e consiste em representar os estados de polarização por meio de vetores bidimensionais e a alteração de polarização por meio de matrizes  $2 \times 2$ . O vetor de Jones é formado pelas componentes do vetor campo elétrico,  $E_x$  e  $E_y$ , as quais são representadas pelas equações abaixo:

$$E_x = A \cdot e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (20)$$

$$E_y = B \cdot e^{i(\beta z - \omega t + \Delta)} \quad (21)$$

sendo  $A$  e  $B$ , respectivamente, as amplitudes das componentes  $E_x$  e  $E_y$  do campo elétrico (IIZUKA, 2002). Nesta análise, assume-se luz monocromática com frequência  $\omega$ . A constante de propagação  $\beta$  pode ser escrita como:

$$\beta = n_{eff} \cdot k_0, \quad (22)$$

onde  $n_{eff}$  é o índice de refração efetivo do modo guiado e  $k_0$  é o número de onda no vácuo, definido como  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ , sendo  $\lambda_0$  o comprimento de onda da luz no vácuo.

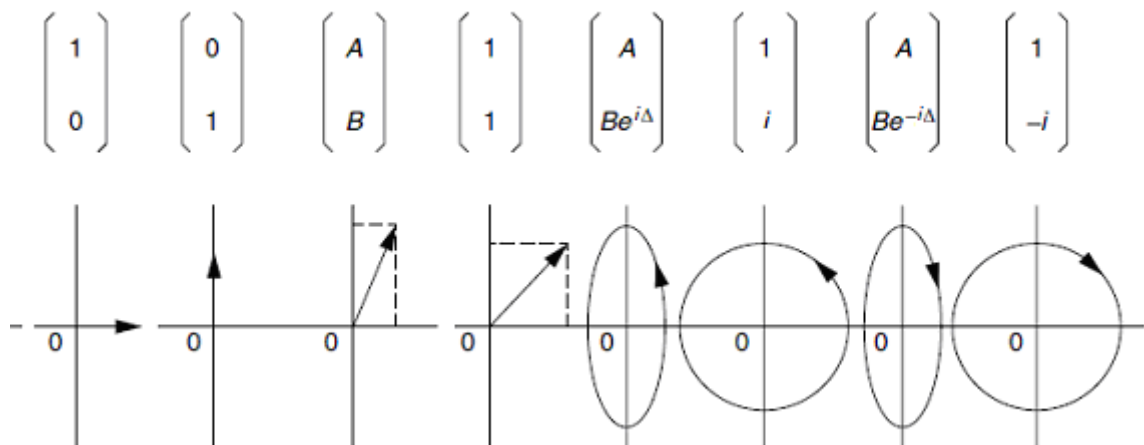
As equações (20) e (21) são representadas pelo vetor de Jones da seguinte maneira:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = e^{i(\beta z - \omega t)} \begin{bmatrix} A \\ B e^{i\Delta} \end{bmatrix} \quad (23)$$

Desconsiderando o fator de fase comum  $e^{i(\beta z - \omega t)}$ , o vetor campo elétrico resultante é dado por:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} A \\ B e^{i\Delta} \end{bmatrix} \quad (24)$$

A partir do vetor de Jones mostrado na equação (24), é possível representar os estados de polarização da luz conforme a Figura 13.



**Figura 13** - Representações dos estados de polarização pelo vetor de Jones.

Fonte: Iizuka (2002, p. 422).

Entretanto, não é possível representar luz parcialmente polarizada, ou despolarizada, através dos vetores de Jones. Outra forma de representação dos estados de polarização da luz é o vetor de Stokes. Introduzido em 1852 por George Gabriel Stokes, o vetor de Stokes tem como componentes os parâmetros de Stokes, que correspondem a relações específicas entre as componentes do campo elétrico (BARUH, 2006). Os parâmetros de Stokes são definidos abaixo:

$$S_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2 \quad (25)$$

$$S_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 \quad (26)$$

$$S_2 = 2.Re [E_x \cdot E_y^*] \quad (27)$$

$$S_3 = 2.Im [E_x \cdot E_y^*] \quad (28)$$

Vê-se que  $S_0$  é a potência total da luz e  $S_1$  é a diferença de potência entre a luz com polarização nos eixos horizontal e vertical. Pode-se mostrar também que  $S_2$  é a diferença da potência entre a luz linearmente polarizada a  $+45^\circ$  e a  $-45^\circ$ , e que  $S_3$  é a diferença da potência entre a luz circularmente polarizada à direita e à esquerda.

Esses parâmetros formam o vetor de Stokes ( $S$ ), caracterizado a seguir:

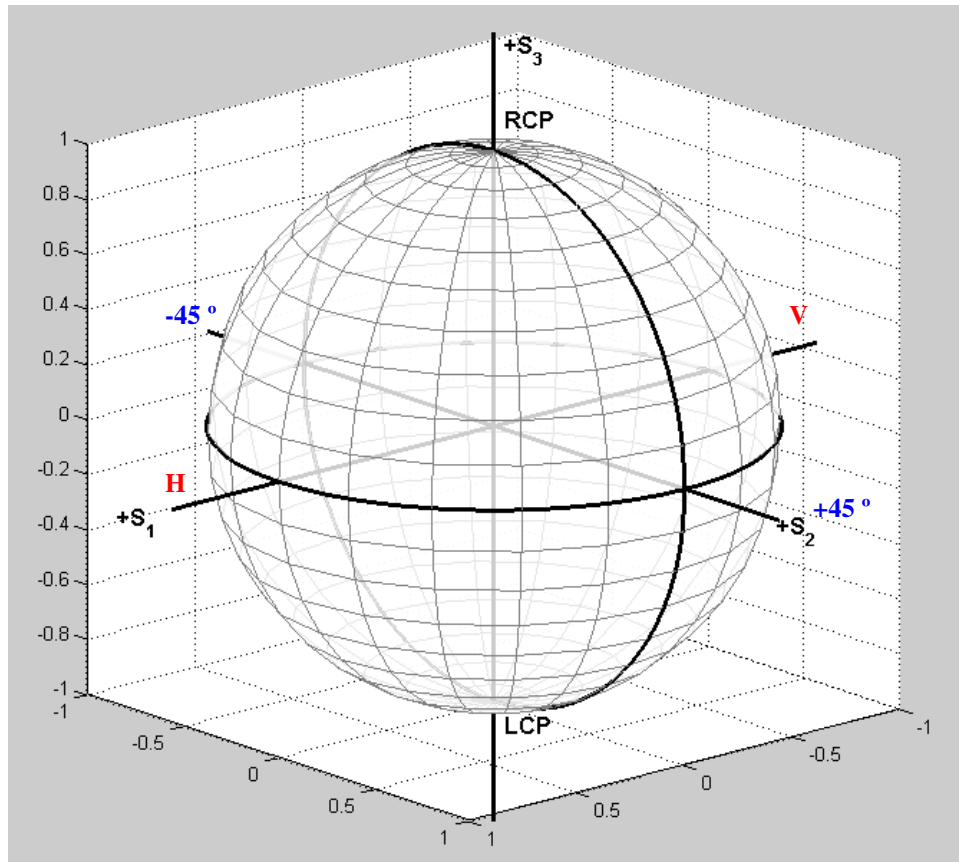
$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (29)$$

O grau de polarização (DOP – *Degree of Polarization*) é definido pela fração da intensidade da luz que está polarizada (BARUH, 2006). Portanto, quando  $DOP = 1$ , a luz está totalmente polarizada e quando  $DOP = 0$ , a luz está despolarizada (não há polarização definida, pois os campos se somam de forma desordenada). O DOP pode ser representado pela relação a seguir:

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (30)$$

Portanto, para a luz polarizada,  $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ .

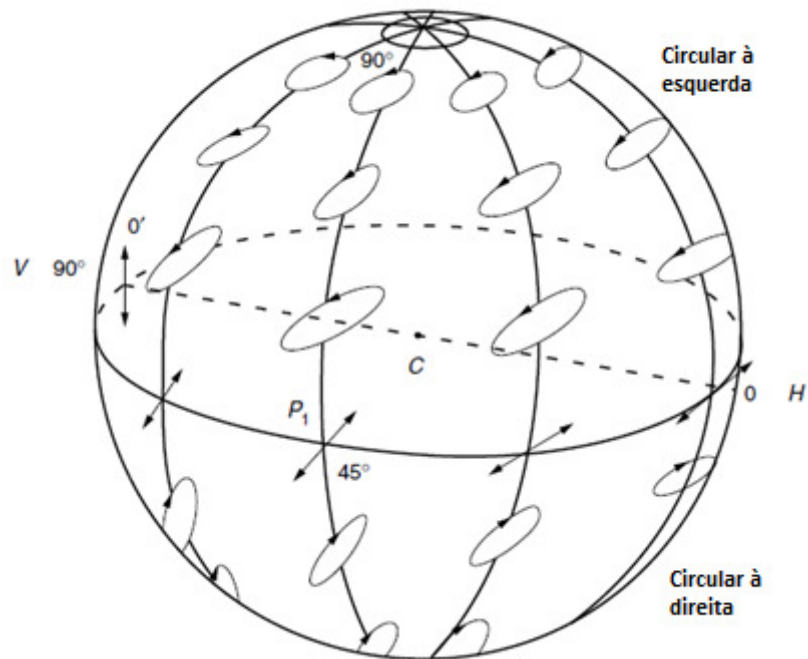
Os parâmetros de Stokes normalizados, ou seja, divididos por  $S_0$ , podem ser representados na superfície de uma esfera de raio unitário chamada de esfera Poincaré (Figura 14), criada pelo físico e matemático francês Henri Poincaré em 1892. Cada ponto representado na superfície da esfera é formado pelas coordenadas  $(S_1, S_2, S_3)$ , formando assim o chamado Vetor de Stokes Normalizado, que representa um estado de polarização (SOP) bem definido da luz (ROGERS, 1981).



**Figura 14** - Representação da esfera de Poincaré.

Na esfera de Poincaré, os estados de polarização lineares são representados no equador, sendo que H indica um estado de polarização linear horizontal ( $S_1 = 1$ ) e V indica um estado de polarização linear vertical ( $S_1 = -1$ ). O pólo superior indica o estado de polarização circular à direita (RCP – *Right-hand Circular Polarization*) sendo que  $S_3 = 1$ , e o pólo inferior indica o estado de polarização circular à esquerda (LCP – *Left-hand Circular Polarization*), sendo que  $S_3 = -1$ . Quando  $S_2 = 1$ , representa-se o estado de polarização linear a  $+45^\circ$ , de modo que quando  $S_2 = -1$ , o estado de polarização linear a  $-45^\circ$  é representado.

Os estados de polarização elípticos são representados pelos outros pontos na esfera, sendo que no hemisfério norte são representados os estados elípticos à direita e no hemisfério sul, os estados elípticos à esquerda. A Figura 15 ilustra os estados de polarização na esfera de Poincaré (*obs*: na figura uma convenção diferente é usada, de forma que o sentido de dois eixos está trocado. Esta não é a convenção adotada no restante do texto).



**Figura 15** - Representação dos estados de polarização na esfera de Poincaré. *Nota: nesta figura uma convenção diferente é usada, de forma que o sentido de dois eixos está trocado. Esta não é a convenção adotada no restante do texto.*

Fonte: Iizuka (2002, p. 479).

### 3.5 BIRREFRINGÊNCIA

Mesmo em fibras monomodo são, na realidade, encontrados dois modos polarizados ortogonalmente (KAMINOW, 1981; MENYUK, 1987). Em uma fibra sob condições ideais (simetria cilíndrica perfeita e livre de *stress*), estes modos possuem constantes de propagação idênticas e são chamados de modos degenerados. Nestas condições ideais, um modo polarizado no eixo  $x$  não é acoplado ao modo com estado de polarização ortogonal.

Já em fibras reais, pequenos desvios da simetria cilíndrica devido a variações randômicas no formato do núcleo e anisotropia induzida por *stress* resultam na quebra da degenerescência dos modos ortogonais e podem induzir acoplamento entre eles (AGRAWAL, 2001b). Algumas fibras apresentam uma quebra de simetria proposital, resultando em uma birrefringência bem definida ao longo de todo o comprimento.

A quebra da degenerescência faz com que as constantes de propagação  $\beta_x$  e  $\beta_y$  dos respectivos modos ortogonais se tornem ligeiramente diferentes. Esse fenômeno é

chamado de “birrefringência modal”, que é responsável pelo retardo de um modo em relação ao outro e, conseqüentemente, pela mudança do estado de polarização da luz ao longo de uma fibra óptica (AGRAWAL, 2001b; KAMINOW, 1981).

A birrefringência modal ( $B$ ) é caracterizada pela relação:

$$B = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{k_0} = |n_x - n_y|, \quad (31)$$

sendo  $n_x$  e  $n_y$  os índices de refração efetivos de cada modo ortogonalmente polarizado. Neste caso,  $x$  e  $y$  são chamados de eixos principais de polarização. Observa-se que estes eixos, de uma maneira geral, não estão alinhados com os eixos vertical e horizontal de um sistema de coordenadas (que anteriormente neste texto também foram identificados com os índices  $x$  e  $y$ ). A orientação dos eixos principais de polarização tem relação com a simetria geométrica e de *stress* da fibra.

Da mesma maneira, define-se a “birrefringência de grupo” ( $G$ ), conforme a equação (32) abaixo. Neste caso, a birrefringência de grupo é a diferença dos índices de refração efetivos de grupo, sendo esta responsável por uma dependência espectral dos estados de polarização devido ao fato de que em geral  $B$  depende do comprimento de onda (SZPULAK et al., 2004).

$$G = n_{ef\ g}^x - n_{ef\ g}^y = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda} \quad (32)$$

Segundo Kaminow (1981), a luz polarizada em um dos eixos principais mantém sua polarização para qualquer distância  $z$  ao longo da fibra. Porém, a luz linearmente polarizada em certo ângulo  $\theta$  com o eixo principal  $x$ , irá passar por vários estados de polarização elípticos, sendo que o retardo de fase  $\Delta$  varia com o comprimento de acordo com a expressão abaixo, fazendo com que as duas componentes modais mantenham a coerência de fase.

$$\Delta(z) = (\beta_x - \beta_y).z \quad (33)$$

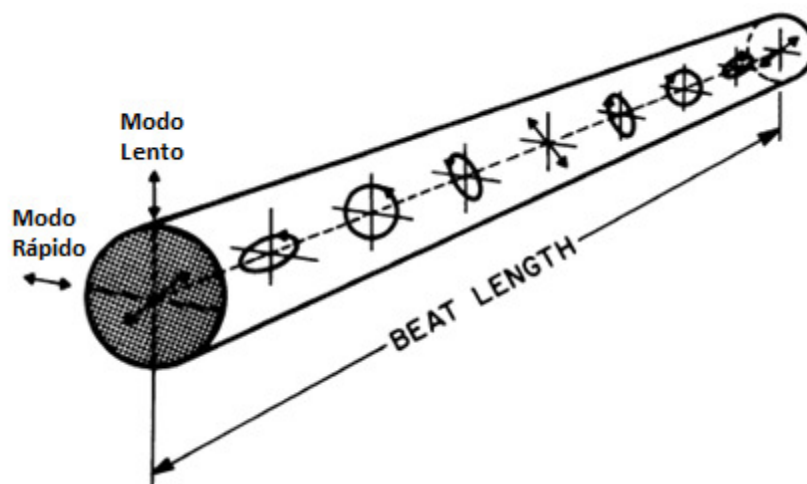
Nota-se que este retardo de fase é função do comprimento propagado, de forma que o estado de polarização varia ao longo da fibra. Por exemplo, considere-se que a

polarização de entrada é linear a  $45^\circ$  em relação ao eixo principal  $x$ , conforme ilustra a Figura 16. Para comprimentos de fibra tais que  $0 < \Delta < \pi/2$ , a polarização será elíptica. Quando o acúmulo de fase é  $\pi/2$ , a polarização é circular direita. Quando  $\pi/2 < \Delta < \pi$ , a polarização resultante é elíptica, até se tornar linear novamente, mas agora a  $-45^\circ$  quando  $\Delta = \pi$ . Para o caso  $\pi < \Delta < 3\pi/2$ , a polarização é elíptica à esquerda, e em  $\Delta = 3\pi/2$  circular à esquerda. Entre  $3\pi/2 < \Delta < 2\pi$  a polarização é elíptica à esquerda.

Quando  $z = L_B$ , temos  $\Delta(L_B) = 2\pi$ , e a polarização volta ao seu estado inicial de  $45^\circ$ . O comprimento  $L_B$  é chamado de comprimento de batimento ou *beat length*. A expressão a seguir define o comprimento de batimento:

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B} \quad (34)$$

O eixo ao longo do qual o índice de refração é menor chama-se eixo rápido (*fast axis*), pois a velocidade de fase é a maior possível para a luz propagando nele. Da mesma maneira, o eixo com o maior índice de refração é chamado de eixo lento (*slow axis*). A Figura 16 mostra a evolução do estado de polarização ao longo de um comprimento de batimento (AGRAWAL, 2001b).



**Figura 16** - Evolução do estado de polarização em um *beat length*.  
Fonte: Agrawal (2001b, p. 16).

Segundo Ross (1982), a principal ação de uma fibra óptica sobre a polarização é a de um retardador (elemento que cria um retardo  $\Delta(z)$  entre duas polarizações ortogonais), que pode ser representado tanto em termos da matriz de Jones, como também pela chamada



matriz de Mueller. A equação (35) mostra a matriz de Jones ( $R$ ) que representa um retardador cujo eixo rápido está paralelo ao eixo  $x$ . Casos particulares são apresentados nas equações (36) e (37) onde placas de onda de  $\lambda/2$  ( $H$ ) e de  $\lambda/4$  ( $Q$ ), respectivamente, são apresentadas.

$$R = \begin{bmatrix} e^{-i\Delta(z)/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Delta(z)/2} \end{bmatrix} \quad (35)$$

$$H = \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix} \quad (36)$$

$$Q = \begin{bmatrix} e^{-i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{i\pi/4} \end{bmatrix} \quad (37)$$

A matriz de Jones que representa o retardo em uma fibra quando multiplicada pelo vetor de Jones da polarização na entrada resulta no vetor de Jones que representa o estado de polarização na saída da fibra. Da mesma forma, a matriz de Mueller ( $M$ ) que representa a fibra multiplicada pelo vetor de Stokes de entrada permite determinar-se o vetor de Stokes de saída. A matriz de Mueller para um retardador é mostrada na equação (38):

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & m_{23} & m_{33} & m_{34} \\ 0 & -m_{24} & -m_{34} & m_{44} \end{bmatrix} \quad (38)$$

sendo,

$$m_{22} = \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta).\cos(\Delta) \quad (39)$$

$$m_{23} = \cos(2\theta).\sin(2\theta).(1-\cos(\Delta)) \quad (40)$$

$$m_{24} = -\sin(2\theta).\sin(\Delta) \quad (41)$$

$$m_{33} = \sin^2(2\theta) + \cos^2(2\theta).\cos(\Delta) \quad (42)$$

$$m_{34} = \cos(2\theta).\sin(\Delta) \quad (43)$$

$$m_{44} = \cos(\Delta) \quad (44)$$

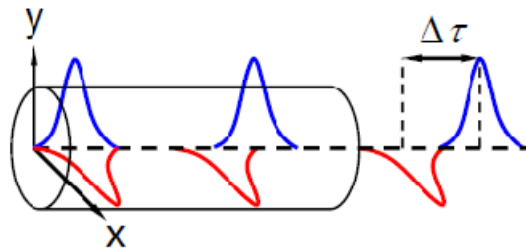
onde  $\theta$  é o ângulo que um dos eixos principais faz com o eixo  $x$  e  $\Delta$  novamente é o atraso entre as componentes  $x$  e  $y$ .

A variação rápida e randômica da birrefringência modal de uma fibra não propositalmente birrefringente pode causar o efeito de dispersão dos modos de polarização

(PMD – *Polarization Mode Dispersion*), um fator limitante em comunicações com altas taxas de transmissão (MARCUSE; MENYUK, 1997).

A PMD ocorre quando, devido à birrefringência da fibra, os modos ortogonais se propagam com velocidades de grupo diferentes, causando uma diferença no tempo de propagação  $\Delta\tau$  de cada um dos dois modos na fibra que é chamada de atraso diferencial de grupo (DGD – *Differential Group Delay*). Este atraso gera uma consequente distorção no pulso da saída (BRODSKY, FRIGO, TUR, 2008). A Figura 17 ilustra este efeito.

Na prática, a alteração aleatória tanto da magnitude de  $B$  quanto da orientação dos eixos principais faz com que o efeito da PMD seja o alargamento do pulso (e não sua simples separação em dois), o que impede sua simples compensação.



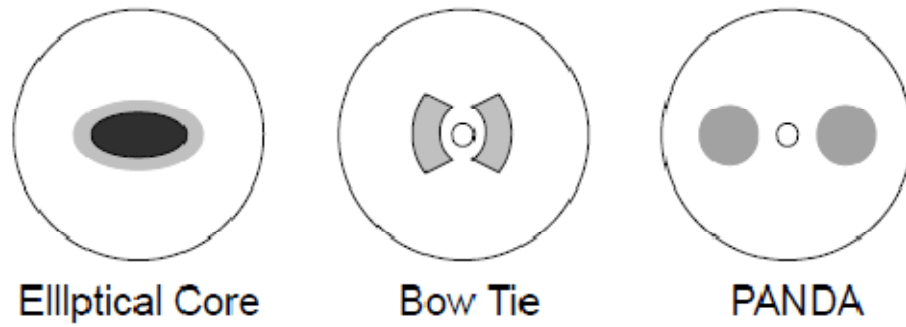
**Figura 17** - O fenômeno da DGD em uma fibra óptica.  
Fonte: VPI Photonics University Program (2006, p. 4).

### 3.6 FIBRAS CONVENCIONAIS MANTENEDORAS DE POLARIZAÇÃO

Tanto as fibras ópticas convencionais como as fibras microestruturadas com perfeita simetria hexagonal são capazes de manter o estado de polarização inicial da luz apenas por poucos metros devido a birrefringências locais e não intencionais. Sendo assim, para algumas aplicações, é necessário se desenvolver fibras com propriedades especiais de manter a polarização (*Polarization Maintaining Fibers* - PMF) ou de fibras altamente birrefringentes (*Hi-Bi*).

Existem diversos tipos de PMFs (Figura 18), sendo que as mais conhecidas são: fibras com núcleo elíptico, *Bow Tie* e PANDA (*Polarization maintaining AND Absorption reducing* – fibra mantenedora de polarização e redutora de absorção). As fibras de núcleo elíptico são as mais simples das PMFs, e usam um alto nível de dopagem em seu

núcleo. As fibras *Bow Tie* e PANDA apresentam birrefringência devido ao *stress* lateral causado pela inserção de materiais com coeficientes de dilatação diferentes, que causam quebra da degenerescência nos modos guiados (DUTTON, 1998). Estas fibras tipicamente apresentam birrefringência de  $10^{-4}$ , correspondendo a *beat lengths* de poucos milímetros.



**Figura 18** - Tipos de PMFs convencionais.  
Fonte: Dutton (1998, p. 65).

## 4 FIBRAS MICROESTRUTURADAS

Tendo sido apresentadas algumas características significativas e conceitos importantes relativos às fibras ópticas convencionais e à natureza da luz, este capítulo destina-se à análise das características das fibras ópticas microestruturadas, seus tipos, vantagens e principais aplicações, bem como a explicação do fenômeno de *Bandgap* Fotônico. Finalmente, são apresentadas as fibras microestruturadas mantenedoras de polarização.

### 4.1 CARACTERÍSTICAS

Os cristais, materiais com arranjos periódicos de átomos e moléculas, são muito explorados na área da eletrônica devido às propriedades que impõem a elétrons, pois sua estrutura cria um potencial periódico, afetando assim a energia e mobilidade eletrônica. Analogamente, na área da fotônica, foi criado artificialmente o **crystal fotônico**, um meio dielétrico periódico de baixas perdas, inicialmente projetado para estudos de inibição do efeito da emissão espontânea e para localização espacial da luz (ZOLLA, 2005).

Um cristal fotônico é composto por materiais com índices de refração diferentes dispostos periodicamente, em um nível microscópico (JOANNOPOULOS et al., 2008). Essa estrutura periódica do cristal fotônico pode ser de uma, duas ou três dimensões espaciais.

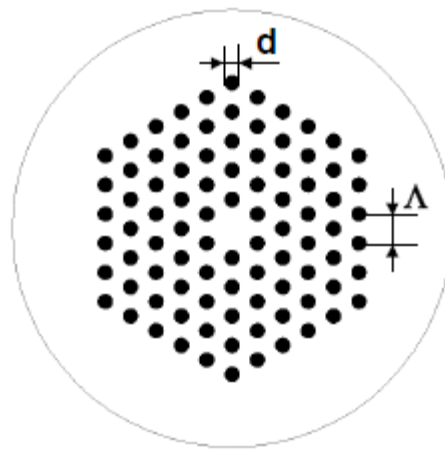
Assim como na eletrônica, a estrutura periódica cria zonas proibidas para a propagação de certas ondas, os chamados *Bandgaps*. No caso dos cristais fotônicos essas zonas proibidas são chamadas de *Bandgaps* Fotônicos, que evitam a propagação de frequências específicas da luz em certas direções.

Segundo Knight (2003), as variações periódicas no índice de refração permitem um controle interferométrico da propagação da luz, permitindo assim o desenvolvimento de novos guias de onda, tais como as **fibras de cristal fotônico**, que consistem em fibras ópticas com um padrão bidimensional de buracos periodicamente dispostos em torno de um núcleo e que correm ao longo de toda a fibra. As fibras de cristal fotônico são um subgrupo de uma classe de fibras especiais chamadas de fibras microestruturadas.

As fibras ópticas microestruturadas são um grande avanço na área da fotônica. Esse tipo de fibra possui uma microestrutura em sua seção transversal que se mantém

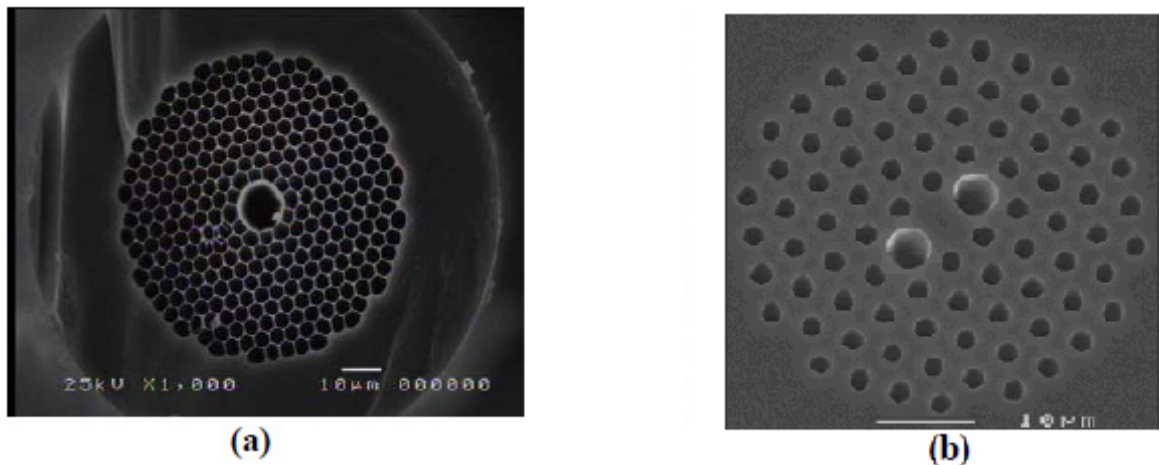
longitudinalmente ao longo da fibra. Essas microestruturas são projetadas de acordo com a necessidade da aplicação da fibra, permitindo assim se obter características exclusivas, não encontradas nas fibras ópticas convencionais (RUSSELL, 2006).

Algumas características das fibras de cristal fotônico a serem analisadas são mostradas na Figura 19. O parâmetro “ $d$ ” indica o diâmetro dos buracos que formam a matriz periódica da casca microestruturada, enquanto o parâmetro “ $\Lambda$ ” (*pitch*) indica a distância entre os buracos adjacentes (periodicidade da matriz de buracos).



**Figura 19** - Seção transversal de uma fibra de cristal fotônico.  
Fonte: Schreiber (2005, p. 7623).

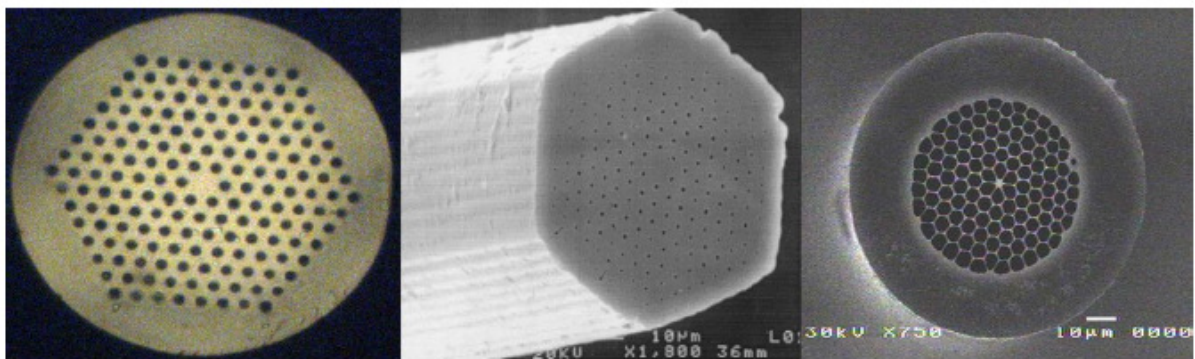
Essas fibras vêm sendo estudadas desde a década de 90, quando pesquisadores começaram a desenvolver fibras com estruturas periódicas e, conseqüentemente, com índices de refração variando regularmente. A Figura 20 mostra alguns exemplos deste tipo de fibra.



**Figura 20** - Exemplos de fibras microestruturadas. **a)** Fibra de cristal fotônico de núcleo oco. **b)** Fibra de cristal fotônico *Hi-Bi*.

#### 4.2 FIBRAS COM NÚCLEO SÓLIDO

Em relação ao seu núcleo, as fibras microestruturadas podem ser classificadas em fibras com núcleo oco e com núcleo sólido. As fibras de núcleo sólido são geralmente compostas de um núcleo de sílica com alguns micrômetros de diâmetro, envolto por uma casca com uma estrutura de buracos distribuídos periodicamente, percorrendo longitudinalmente todo seu comprimento (BIRKS et al., 1996). A Figura 21 mostra alguns exemplos deste tipo de fibra, sendo todas fibras de cristal fotônico.



**Figura 21** - Exemplos de fibras de cristal fotônico com núcleo sólido.  
Fonte: Bozolan (2007, p. 31).

Nas fibras que apresentam este tipo de núcleo, a luz geralmente se propaga por reflexão interna total, pois os buracos da casca são preenchidos por ar e, portanto, o núcleo

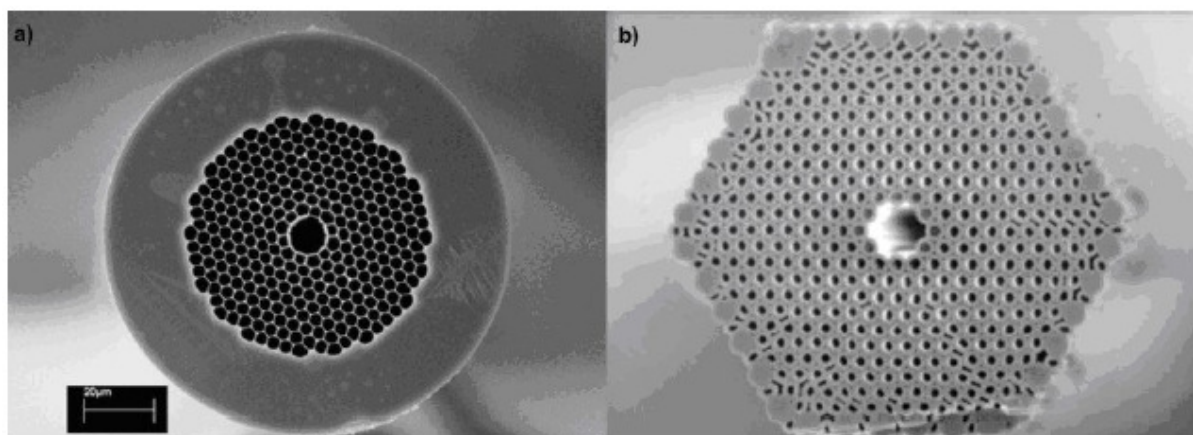
sólido de sílica possui um índice de refração maior que o índice efetivo (índice médio) da casca. Portanto, sua geometria pode ser comparada com a de fibras ópticas convencionais de índice degrau (BIRKS et al., 1996).

Uma das vantagens deste tipo de fibra diante das fibras convencionais é justamente a liberdade de construção da estrutura de buracos da casca, que permite, por exemplo, fabricar uma casca com alta fração de ar que apresentará um índice de refração efetivo próximo a 1, criando assim uma maior diferença entre os índices do núcleo e da casca (ZOLLA, 2005). Isto faz com que a dispersão do guia de onda possa ser significativamente alta, fazendo com que se possa ter grande controle sobre a dispersão cromática. Além disso, devido ao grande contraste de índice, é possível se confinar a luz em núcleos de  $\sim 1 \mu\text{m}$  de diâmetro, acarretando em altas intensidades e em efeitos não lineares.

### 4.3 FIBRAS COM NÚCLEO OCO

O segundo tipo de fibra microestruturada é a fibra de núcleo oco, como mostra a Figura 22. Este tipo de fibra, sendo também uma fibra de cristal fotônico, também possui um arranjo de buracos em sua casca, porém, neste caso, o núcleo é constituído de um buraco de diâmetro maior (ZOLLA, 2005). Neste caso a luz permanece confinada ao núcleo oco e é guiada ao longo da fibra pelo efeito de *Bandgap* fotônico na casca periódica, conforme será explicado na próxima seção.

Fibras de núcleo oco têm atraído grande atenção, pois permitem que a luz seja guiada pelo ar, que possui não linearidade bem menor do que a sílica, permitindo a propagação de pulsos altamente energéticos sem que sejam distorcidos. Além disso, o ar possui atenuação bem menor do que o vidro em comprimentos de onda acima de  $2 \mu\text{m}$ , permitindo o guiamento nesta faixa espectral (KNIGHT, 2003).



**Figura 22** - Dois tipos de fibras de cristal fotônico com núcleo oco.  
 Fonte: Bozolan (2007, p. 34).

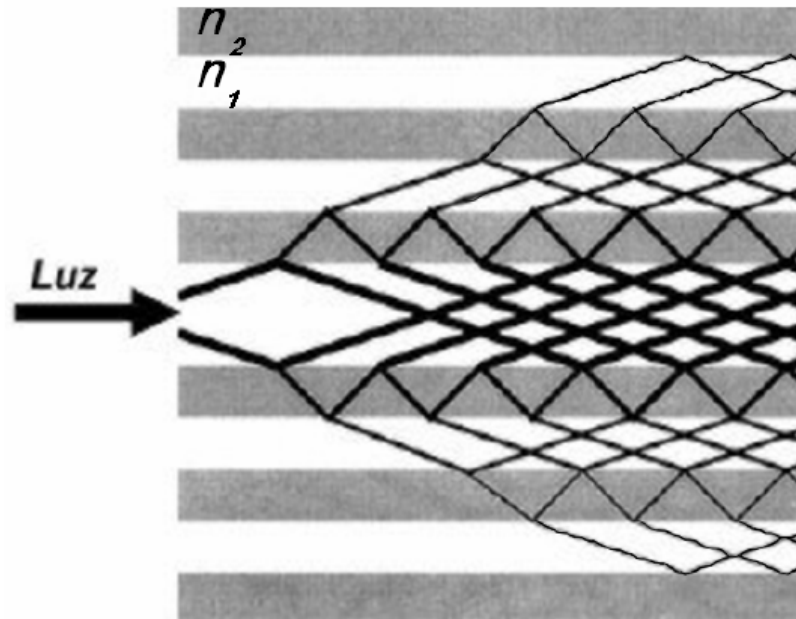
#### 4.4 GUIAMENTO POR REFLEXÃO INTERNA TOTAL E POR BANDGAP FOTÔNICO

As fibras de cristal fotônico possuem outras duas classificações em relação à propagação da luz em sua estrutura: fibras com guiamento por Reflexão Interna Total e fibras com guiamento por *Bandgap* Fotônico, como já mencionado anteriormente. Para haver o guiamento por Reflexão Interna Total, basta o núcleo da fibra apresentar um índice de refração maior que o índice efetivo da casca. Este processo é semelhante ao que ocorre nas fibras ópticas convencionais (RUSSELL, 2006).

A outra classe de fibras de cristal fotônico apresenta guiamento por *Bandgap* Fotônico. Este tipo de guiamento ocorre geralmente em fibras com núcleo oco. Essas fibras possuem índice de refração do núcleo menor que o índice efetivo da casca microestruturada. Ao invés de a luz ser guiada por Reflexão Interna Total, esta é confinada ao núcleo devido à estrutura periódica da casca, que não permite a propagação longitudinal de certos comprimentos de onda específicos na casca, devido a reflexões anti-ressonantes, confinando assim a luz nesses comprimentos ao núcleo (RUSSELL, 2006).

O efeito de *Bandgap* Fotônico também pode ser explicado através de uma abordagem parcialmente baseada na óptica de raios, como mostra a Figura 23. Os raios que são refletidos múltiplas vezes em direção ao núcleo sofrem atrasos tais que criam uma interferência construtiva. Porém, os raios que se afastam do núcleo sofrem interferência destrutiva. Para isto ocorrer, deve haver uma relação específica entre o comprimento de onda da luz,  $\lambda$ , e a periodicidade da estrutura,  $\Lambda$  (CREGAN et al., 1999).



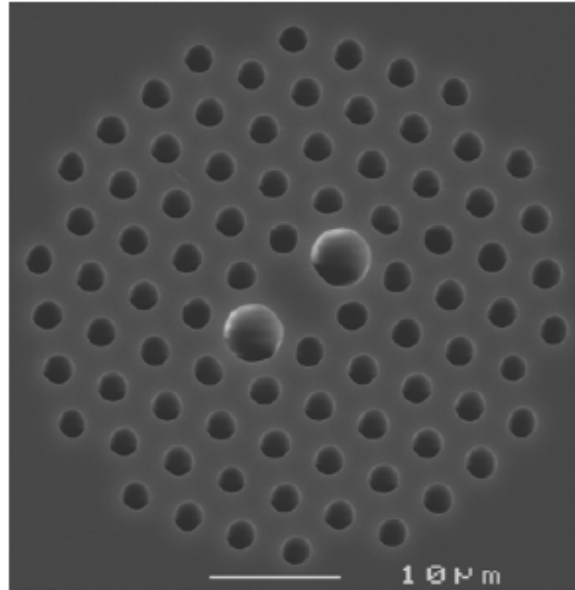


**Figura 23** - Propagação da luz por *Bandgap* Fotônico.  
 Fonte: Cregan et al. (1999, p. 1537).

#### 4.5 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO MANTENEDORAS DE POLARIZAÇÃO

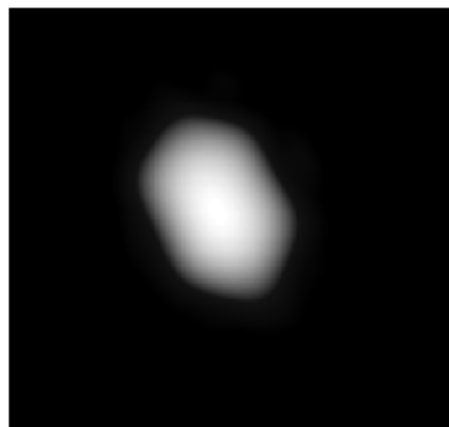
Uma classe de fibras de cristal fotônico muito estudada para sensoriamento óptico é a das fibras de cristal fotônico mantenedoras de polarização. Segundo Bock et al. (2006), a capacidade dessas fibras de manter o estado de polarização inalterado durante a transmissão da luz se deve à presença de buracos maiores na estrutura da fibra microestruturada, que induz uma birrefringência de forma.

A imagem da seção transversal da fibra mantenedora de polarização PM-1550-02, da empresa Blaze Photonics, é mostrada na Figura 24, e seus parâmetros são utilizados nas análises e simulações deste trabalho, apresentadas nos capítulos 6 e 7.



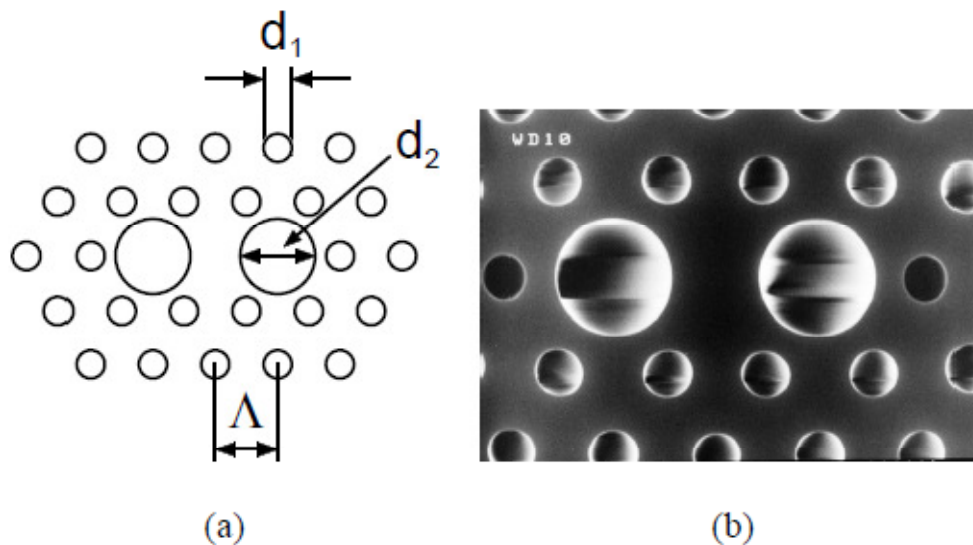
**Figura 24** - Fibra PM-1550-02, mantenedora de polarização.  
Fonte: Blazephotonics (2008, p. 3).

Nota-se na Figura 24 que a região do núcleo é muito pequena e ladeada por dois buracos maiores em relação aos outros buracos da estrutura. Esses buracos induzem uma birrefringência na fibra devido à diferença dos índices de refração efetivos dos modos com polarização paralela e ortogonal ao eixo que passa por eles. A birrefringência modal de fase típica deste tipo de fibra é da ordem de  $5 \times 10^{-4}$  (SZPULAK et al., 2004), semelhante à de PMFs convencionais. Devido à diferença de confinamento nos eixos principais, a luz se propaga no núcleo desta fibra através de um modo com distribuição de intensidade elíptica, conforme ilustra a Figura 25.



**Figura 25** - Distribuição de intensidade do modo de propagação da luz no núcleo da fibra PM-1550-02.  
Fonte: Blazephotonics (2008, p. 2).

Fibras do tipo da PM-1550-02 são caracterizadas pelos diâmetros dos buracos menores ( $d_1$ ) e maiores ( $d_2$ ) e pela distância entre os buracos (*pitch* -  $\Lambda$ ), conforme mostra a Figura 26. A razão  $d_1/d_2$  determina a birrefringência modal da fibra. Portanto, quando  $d_1/d_2 = 1$ , a fibra é uma PCF convencional e sem birrefringência. Conforme a relação  $d_1/d_2$  diminui, a birrefringência modal aumenta, devido à quebra da simetria da estrutura hexagonal da fibra e a mudança dos modos ortogonais de polarização devido à alteração nos índices de refração efetivos (SUZUKI, 2001).



**Figura 26** - Características de uma PMF do tipo da PM-1550-02. **a)** Parâmetros da seção transversal. **b)** Fotografia de microscopia eletrônica.

Fonte: Suzuki (2001).

As fibras de cristal fotônico mantenedoras de polarização têm sido estudadas para de sensoriamento de pressão (BOCK et al., 2006; GAHIR; KHANNA, 2007), temperatura (NASILOWSKI, 2005), *stress*, e até para detecção de Tsunamis (SHINDE; GAHIR, 2008) através do sensoriamento distribuído de pressão e vibrações. Essas fibras estão também sendo muito estudadas na geração de supercontínuo (YAMAMOTO; KUBOTA; KAWANISHI, 2003).

Na aplicação de sensoriamento de pressão, objetivo deste trabalho, as fibras de cristal fotônico mantenedoras de polarização são atraentes devido à sua alta sensibilidade às mudanças de pressão e à sua baixa sensibilidade às mudanças de temperatura, evitando assim procedimentos complexos de compensação de temperatura nesses casos (SZPULAK et al., 2004). Essa é uma característica exclusiva de uma PMF microestruturada.

Bock et al. (2006) realizaram um comparativo de medições de pressão com diferentes temperaturas (14°C, 24°C e 34°C) e foi verificado que há uma insignificante diferença entre os resultados, mostrando assim a baixa sensibilidade deste tipo de fibra à variação de temperatura. Esta característica é consequência direta de a birrefringência ser induzida geometricamente e não por *stress*, como em fibras *Hi-Bi* convencionais. Em fibras convencionais, a diferença entre o coeficiente de dilatação térmica da sílica e do material usado para criar o *stress* faz com que a birrefringência seja inevitavelmente uma função da temperatura. Como em fibras de cristal fotônico a birrefringência é criada por buracos de ar, o *stress* induzido é desprezível.

## 5 SENSORES A FIBRA ÓPTICA E TÉCNICAS DE MEDIÇÃO

Neste capítulo serão primeiramente estudados os sensores ópticos baseados em fibra, seus tipos, seu funcionamento e suas principais vantagens em relação aos sensores elétricos. Como a ênfase desta dissertação são os sensores distribuídos, serão também apresentadas técnicas de medição que permitem a caracterização distribuída de fibras, baseadas em retro-espalhamento da luz. A técnica de OTDR (*Optical Time-Domain Reflectometry*) será primeiramente descrita e, em seguida, serão estudadas as técnicas POTDR (*Polarization Optical Time-Domain Reflectometry*) e OFDR (*Optical Frequency-Domain Reflectometry*), utilizadas nas simulações de sensoriamento distribuído deste trabalho.

### 5.1 SENSORES ÓPTICOS BASEADOS EM FIBRAS

Mesmo antes da utilização da fibra óptica em aplicações de sensoriamento distribuído, outras técnicas ópticas em outros meios sensores eram aplicadas a fim de se fazer este tipo de medição dos parâmetros de interesse. Uma dessas técnicas é chamada LIDAR (*Light Detection and Ranging*), sendo esta uma tecnologia óptica de detecção remota que mede as propriedades da luz refletida, de modo que se pode inferir a distância ou outro parâmetro qualquer de um objeto de interesse. Este método determina a distância a um objeto por meio da utilização de pulsos de luz através de um Laser. Assim como o Radar, que utiliza ondas de rádio, o Lidar mede o atraso de tempo entre a transmissão de um pulso e a detecção do sinal refletido, inferindo assim a respectiva distância relativa ao objeto de interesse. Atualmente, esta técnica é utilizada em diversas aplicações, tais como arqueologia, geologia, física atmosférica, entre outros (BEHERA; ROY, 2002).

A tecnologia de sensores baseados em fibras ópticas vem sendo cada vez mais desenvolvida e explorada devido ao seu alto potencial de utilização em diversas aplicações. Este tipo de sensor pode ser definido como um meio no qual a luz guiada internamente à sua estrutura é afetada pelos campos externos a serem medidos, tais como pressão, temperatura, fatores químicos e biológicos, entre outros, produzindo assim um sinal óptico relacionado ao parâmetro de interesse (CULSHAW, 2004).

A utilização de uma fibra óptica nessas medições possui algumas vantagens sobre soluções baseadas em eletrônica (LEE, 2003):

- Imunidade a interferências externas;
- Tamanho e peso reduzidos;

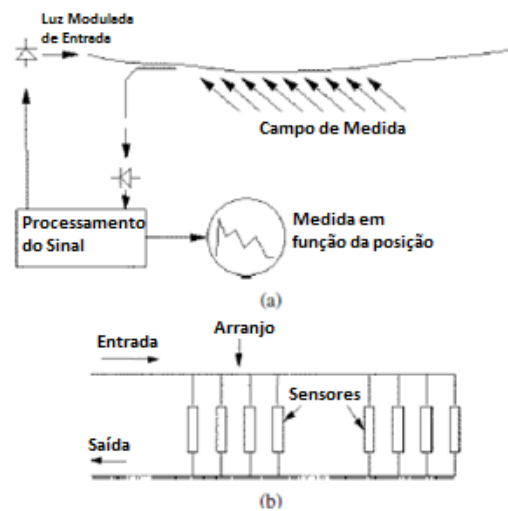
- Confiabilidade na transferência das informações;
- Alta velocidade de transmissão;
- Possibilidade de diversos tipos de análises do sinal.

Entretanto, provavelmente a vantagem mais importante apresentada pelas fibras ópticas é a capacidade de realizar medição espacialmente distribuída, ou seja, de realizar a modalidade de sensoriamento conhecida como DOFS (*Distributed Optical-Fiber Sensing*). Com uma ampla gama de possibilidades de aplicações e com o ganho de força em seu desenvolvimento ao longo dos anos, desde a década de 1960, os sistemas DOFS são hoje classificados de duas formas: os sistemas totalmente distribuídos (FDOFS – *Fully Distributed Optical-Fiber Sensing*), com a capacidade de medição em qualquer ponto ao longo do comprimento da fibra, e os sistemas semi-distribuídos (QDOFS – *Quasi-Distributed Optical-Fiber Sensing*), permitindo a medida somente em certas posições pré-determinadas ao longo da fibra (ROGERS, 2002).

O DOFS foi evoluindo gradualmente e paralelamente às pesquisas e avanços das fibras ópticas e dispositivos fotônicos, desde a tecnologia de sensores semi-distribuídos de temperatura chamados de *break-points* (sensores de simples funcionamento, onde a temperatura externa controlava o alinhamento entre dois segmentos de fibras ópticas), chegando às técnicas totalmente distribuídas de medições baseadas em OTDR (a ser descrito na seção 5.2). Estas técnicas mais modernas têm se baseado em efeitos não lineares como os espalhamentos Raman e Brillouin (AGRAWAL, 2001b), assim como no OTDR com análise de polarização. Esta última é conhecida como *Polarization OTDR*, ou POTDR (ROGERS, 2002), e é analisada na seção 5.3 deste capítulo.

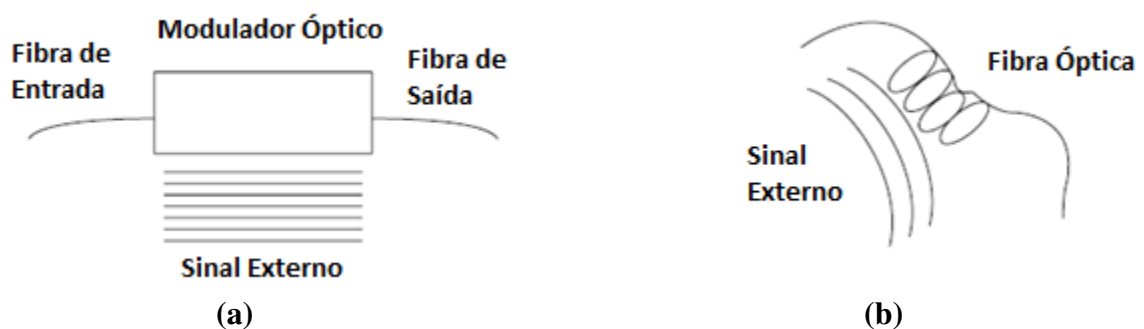
A Figura 27a mostra um esquema de sensoriamento distribuído de um fator externo qualquer. Uma fonte luminosa, tal como um Laser ou um LED, emite luz na fibra óptica usada como sensor, sendo que a luz espalhada de volta é detectada, processada e analisada. É possível também se fazer a medição multiplexada, através de grandes arranjos de sensores com apenas uma fonte óptica e um detector opto-eletrônico, como mostrado na Figura 27b (CULSHAW, 2004).

Outra característica muito importante da utilização das fibras ópticas para sensoriamento é a possibilidade de se fazer medições em longas distâncias, ou seja, os sensores podem estar a quilômetros de distância do centro de monitoração e os dados medidos irão trafegar eficientemente de uma ponta à outra, ao longo das fibras ópticas (CULSHAW, 2004).



**Figura 27** - Sensoriamento óptico. **a)** Medição distribuída. **b)** Sistema multiplexado de larga escala. Fonte: Culshaw (2004, p. 40).

Quanto à natureza do mecanismo de medição, os sensores a fibra óptica são classificados em dois tipos: os **sensores extrínsecos** e os **sensores intrínsecos**, conforme ilustra a Figura 28. Nos sensores extrínsecos há exposição da luz ao ambiente externo para esta interagir com a grandeza a ser medida, ou seja, a luz sai de uma fibra óptica, interage com o meio, e volta a entrar em outra (ou a mesma) fibra óptica para análise. No caso dos sensores intrínsecos, os campos externos agem na própria fibra óptica, alterando alguma característica da propagação da luz na fibra. Essas alterações da luz podem consistir de modulações em amplitude, fase, comprimento de onda ou polarização (YIN; RUFFIN; YU, 2008).



**Figura 28** - Tipos de sensores a fibra óptica. **a)** Extrínsecos. **b)** Intrínsecos. Fonte: Yin; Ruffin; Yu (2008, p. 3).

Além dos sensores distribuídos, há vários tipos de sensores a fibra. Entre eles, o mais bem sucedido e mais difundido é o baseado em redes de Bragg (FBG – *Fiber Bragg*

*Grating*). A rede de Bragg em fibra óptica é um exemplo de cristal fotônico de uma dimensão, sendo muito utilizada para diversas finalidades, tais como sensoriamento. Elas podem ser construídas a partir de uma fibra óptica convencional, através de processos interferométricos utilizando luz ultravioleta para a construção do padrão de grade, ou seja, uma variação periódica do índice de refração (KASHYAP, 1999). Esta variação periódica reflete a luz em comprimentos de onda específicos. Qualquer fator, tais como temperatura e tensão, capaz de alterar a periodicidade da rede, altera também o comprimento de onda refletido, que é então monitorado.

Redes de período longo (LPGs – *Long-Period Gratings*) funcionam de forma semelhante e também têm sido utilizadas em sensoriamento (KASHYAP, 1999). Os sensores interferométricos extrínsecos e intrínsecos de Fabry-Perot (FPI – *Fabry-Perot Interferometric*) também possuem grande sensibilidade para medição de diversos parâmetros físicos (CLAUS; AGUERRI; MATIAS, 2002). Cada um destes sensores possui características próprias de fabricação, resolução, sensibilidade a múltiplas perturbações, aplicações e processos de medição.

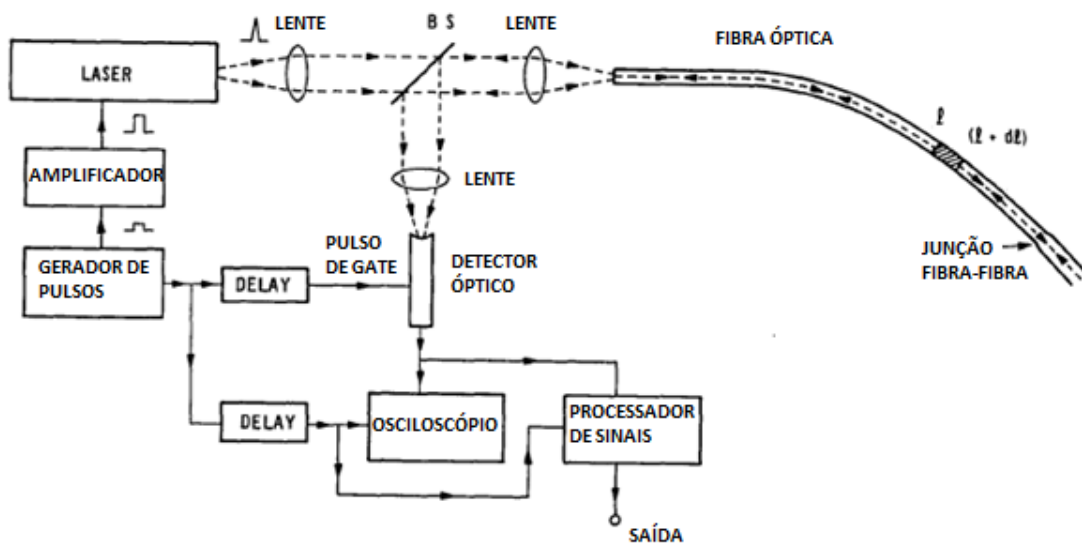
Entre as aplicações atuais dos sensores ópticos, destacam-se: a área da medicina, indústrias de gás e óleo, sensoriamento químico, estruturas de concreto e medições de pressão e temperatura (YIN; RUFFIN; YU, 2008).

## 5.2 OTDR

A técnica de reflectometria óptica no domínio do tempo (OTDR, do inglês *Optical Time-Domain Reflectometry*) é hoje amplamente utilizada na caracterização de enlaces ópticos e consiste em se lançar um pulso curto de luz na fibra e analisar a potência retroespalhada por esta em função do tempo transcorrido. O retroespalhamento nas fibras é ocasionado por não homogeneidades micrométricas e sub-micrométricas no vidro que as compõe e é proporcional à potência propagada. Assim, a perda distribuída ao longo da fibra pode ser inferida (ROGERS, 1981).

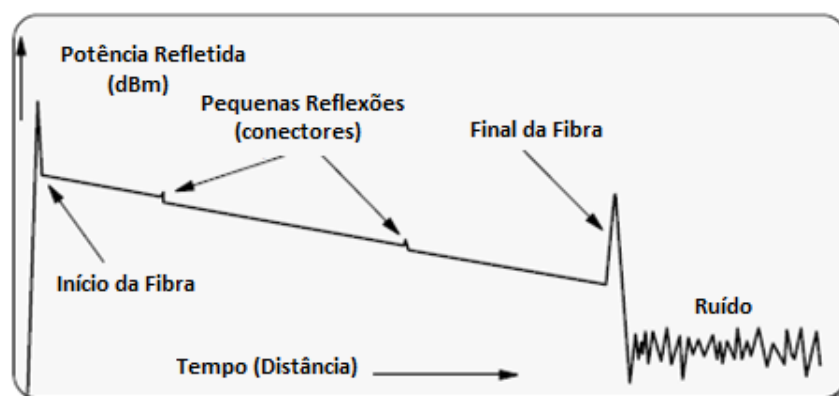
A luz que retorna por uma fibra, no sentido contrário ao do lançamento, pode ser dividida em duas categorias: aquela que resulta de reflexões discretas tais como na entrada da fibra ou em junções entre fibras, e aquela oriunda de espalhamentos distribuídos ao longo da fibra. Este último fenômeno resulta de flutuações de escala sub-micrométrica na densidade do vidro (espalhamento Rayleigh) e também de imperfeições na estrutura do guia de onda (espalhamento Rayleigh-Mie).





**Figura 29** - Esquema básico de um OTDR.  
Fonte: Rogers (1981, p. 1061).

A Figura 29 mostra o esquema de um sistema OTDR para caracterização de fibras ópticas. Um pulso de luz gerado por um laser é lançado na fibra a ser medida e a luz retroespalhada é analisada em um fotodetector. Um mecanismo de chaveamento (*gate*) e de atraso (*delay*) faz com que o detector meça luz apenas num curto período de tempo, que pode ser relacionada com o espalhamento em um ponto específico da fibra, pois a velocidade da luz emitida é conhecida (DECUSATIS, 2006). Os resultados do OTDR mostram, portanto, a potência da luz retroespalhada em função da distância, de acordo com a Figura 30. Como a amplitude do espalhamento Rayleigh é constante, a potência retroespalhada é proporcional à potência local na fibra. OTDRs comerciais apresentam resolução espacial tipicamente de 1 m ou mais.



**Figura 30** - Sinal típico de um OTDR: potência espalhada em função da distância.  
Fonte: Dutton (1998, p. 342).

O OTDR é muito usado na identificação de falhas ao longo de uma fibra, tais como perdas por curvatura, junções mal feitas, conectores ópticos sujos e outras discontinuidades. Além desta finalidade, o OTDR pode também determinar outras características da fibra óptica sob teste, tais como o seu comprimento, sua atenuação, a localização de conectores e junções, entre outros. Uma das vantagens da utilização desta técnica de diagnóstico está na velocidade das medições e testes e, conseqüentemente, a possibilidade da rápida intervenção técnica no caso de se identificar algum problema (DUTTON, 1998).

O OTDR é também a base da maioria das técnicas de sensoriamento totalmente distribuído em fibras. Sensores baseados em espalhamento não linear, espalhamentos Brillouin e Raman (ROGERS, 2002), utilizam a mesma técnica de medição do atraso do sinal para obter resolução espacial. Já a técnica de POTDR, explicada a seguir, analisa a polarização da luz espalhada em função do atraso.

### 5.3 POTDR

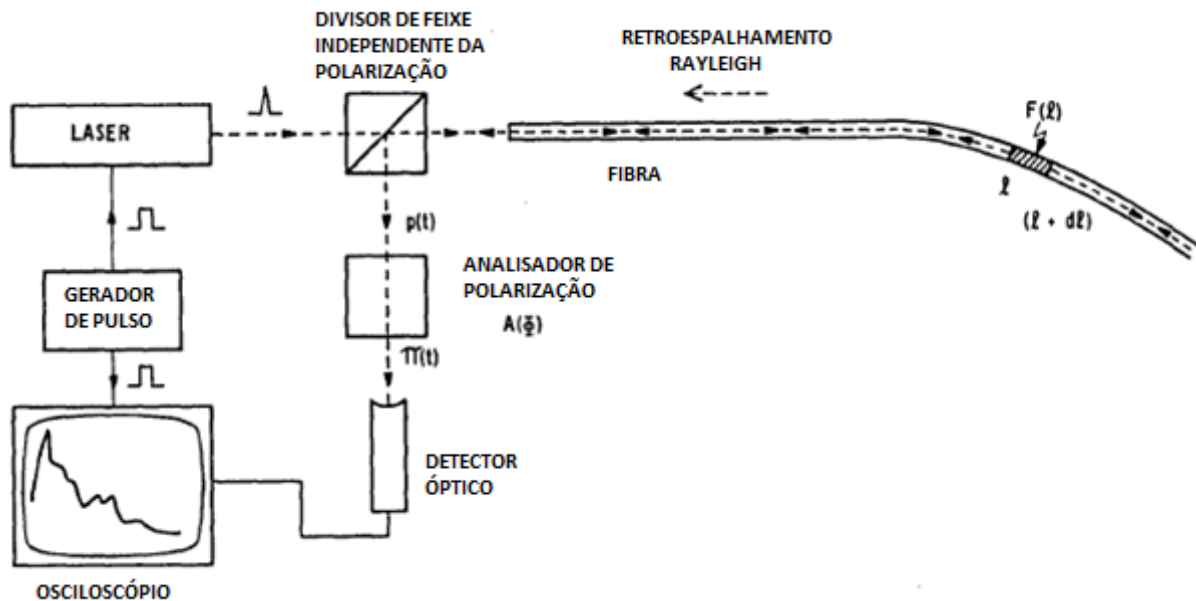
Em uma fibra birrefringente, a luz se propaga alterando constantemente seu estado de polarização caso não esteja alinhada com um dos eixos principais (BUCK, 1995). A aplicação de pressão hidrostática sobre a fibra, ou de outros parâmetros tais como a temperatura, altera sua birrefringência e, conseqüentemente, a evolução do seu estado de polarização (ROGERS, 2002). Analisando-se a mudança deste estado, pode-se inferir a mudança de pressão, ou de outro parâmetro de interesse. Esta técnica torna-se mais poderosa se combinada com a técnica de OTDR, já que neste caso é possível se ter resolução espacial na medida.

De acordo com Rogers (1981), se o parâmetro analisado na luz retroespalhada é a polarização e não a potência, é possível se determinar a birrefringência (incluindo sua magnitude e seus eixos principais), ao invés da perda, distribuída ao longo da fibra. Esta técnica é conhecida como POTDR (do inglês *Polarization OTDR*). Como é possível se associar a birrefringência à pressão aplicada, a técnica permite um mapeamento desta característica ambiental.

O POTDR foi o primeiro método de medição totalmente distribuído utilizando uma fibra óptica (sistema FDOFS), estudado em laboratório por Rogers (1981). Essa técnica permite a análise da mudança do estado de polarização ao longo da fibra óptica, sendo útil não somente na área de sensoriamento, como também em telecomunicações, pois é possível

relacionar a PMD com a variação do estado de polarização ao longo do comprimento da fibra (HARTOG; PAYNE; CONDUIT, 1981).

O esquema de um sistema POTDR é mostrado na Figura 31. O funcionamento é semelhante à técnica do OTDR mostrada na seção anterior, porém, o estado de polarização da luz retroespalhada é analisado e, assim, a variação da birrefringência é obtida.



**Figura 31** - Esquema de um POTDR.

Fonte: Rogers (1981, p. 1064).

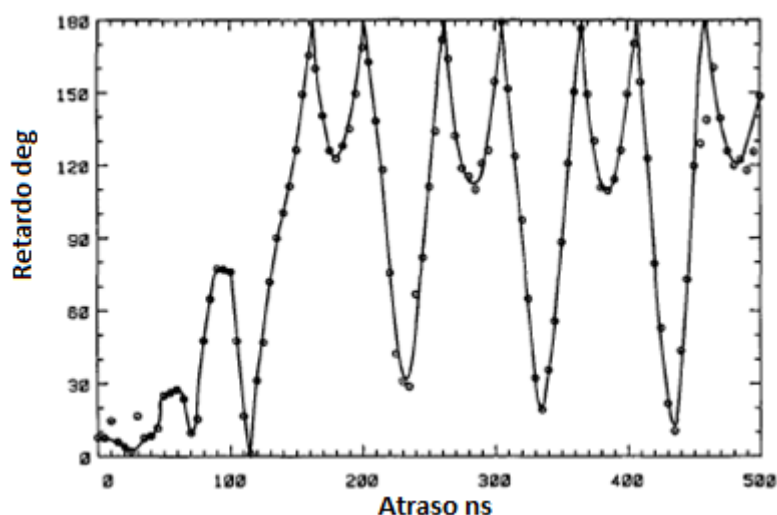
Ainda segundo Rogers (1981), o pulso de luz que se propaga na fibra sofre um espalhamento Rayleigh isotrópico e não tem seu estado de polarização alterado. Ao se propagar de volta para o início da fibra, o atraso entre polarizações ortogonais é então dobrado. Modificações locais no estado de polarização da luz são introduzidas por fatores externos à fibra e alteram localmente sua birrefringência.

A análise da polarização indicada na Figura 31 pode ser tão simples quanto a medição da potência em duas polarizações lineares ortogonais. Entretanto, isto implica numa caracterização incompleta do estado de polarização, já que a fase não é medida, o que resulta em uma perda de informação sobre a birrefringência. Mais comumente, entretanto, os POTDRs realizam uma caracterização completa do estado de polarização através da determinação dos parâmetros de Stokes da luz retroespalhada. Isto pode ser feito realizando-

se medidas em quatro polarizações lineares (ortogonais duas a duas) e duas polarizações circulares (ROSS, 1981).

A associação dos parâmetros de Stokes iniciais (na entrada da fibra) e finais (após ida, espalhamento e volta na fibra) é realizada através da matriz de Mueller da fibra (equação 38), a partir da qual é possível inferir a alteração da birrefringência ao longo da fibra. Se a fibra possui birrefringência bem definida, o processamento do sinal medido se torna mais simples e variações na fase relativa ao atraso  $\Delta$  entre componentes ortogonais do campo elétrico podem ser diretamente relacionados a fatores externos a serem medidos (ROSS, 1982).

A Figura 32 mostra um gráfico que indica a fase  $\Delta$  em função do tempo (atraso) para uma fibra com uma seção inicial pressionada e com o restante do comprimento enrolado em um carretel. O pico associado ao local pressionado e a variação periódica da birrefringência devido ao enrolamento podem ser identificados. Como em qualquer OTDR, através do tempo de ida e volta do pulso é possível saber a posição destes eventos, pois é conhecida a velocidade de grupo do sinal óptico.



**Figura 32** - Análise do retardo de fase relativo entre polarizações ortogonais ao longo da fibra, realizada com um POTDR.

Fonte: Ross (1982).

Na técnica de POTDR, somente fibras monomodo podem ser utilizadas, pois em uma propagação monomodo determina-se um único estado de polarização da luz em qualquer ponto no espaço ou tempo dentro da fibra. Se uma fibra multimodo fosse utilizada, cada modo propagado teria seu estado de polarização independente e sofreria um atraso

diferente, dificultando assim a medida da variação da birrefringência e a identificação espacial de onde elas ocorrem ao longo da fibra.

Esta técnica, entretanto, possui algumas desvantagens, quando se usa uma fibra óptica convencional. Primeiramente, não é possível a discriminação dos vários efeitos externos (temperatura, pressão, *stress*) capazes de alterar o estado de polarização da luz. Segundo, parte da informação da evolução da polarização é perdida no retroespalhamento. Mais especificamente, em uma fibra com birrefringência elíptica, a rotação da polarização (mas não o retardo  $\Delta$ ) sofrido na ida é desfeita na volta, não podendo ser identificada. Uma das possíveis soluções para estes casos é o uso de fibras altamente birrefringentes, nas quais a birrefringência é linear e bem definida ao longo de todo o comprimento (ROGERS, 2002). Esta solução, entretanto, não resolve a dificuldade em se discriminar diversos efeitos externos.

Neste trabalho, fibras especiais que possuem maior sensibilidade à pressão e menor sensibilidade à temperatura são estudadas, como é o caso da fibra de cristal fotônico mantenedora de polarização utilizada nas simulações (fibra PM-1550-02). Tais fibras serão comparadas com uma fibra altamente birrefringente convencional (fibra de núcleo elíptico) com relação aos parâmetros de sensibilidade à pressão e temperatura.

#### 5.4 OFDR E POFDR

A técnica de reflectometria óptica no domínio da frequência (OFDR, do inglês *Optical Frequency-Domain Reflectometry*) tem sido amplamente estudada atualmente para medições do espalhamento Rayleigh em sistemas de sensores distribuídos a fibra óptica (CRUNELLE et al., 2009) devido a vantagens tais como alta sensibilidade, excelente resolução espacial e robustez a ruído, perdas de valor elevado e até mesmo a ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) (WEGMULLER; LEGRÉ; GISIN, 2002). Enquanto a técnica de OTDR é utilizada para a caracterização de fibras de longos comprimentos, o OFDR se destaca nas medições em fibras de até 1,5 quilômetros.

O OFDR consiste, assim como o OTDR, em um método de medição que obtém informações das refletividades distribuídas ao longo do dispositivo em teste. Porém, ao contrário do OTDR, que opera em modo direto de detecção, o OFDR é baseado em um esquema de detecção coerente no domínio da frequência capaz de, portanto, também revelar informações sobre a fase dos sinais refletidos. A simples adição de um discriminador de polarização no receptor do OFDR faz com que informações sobre a evolução do estado de

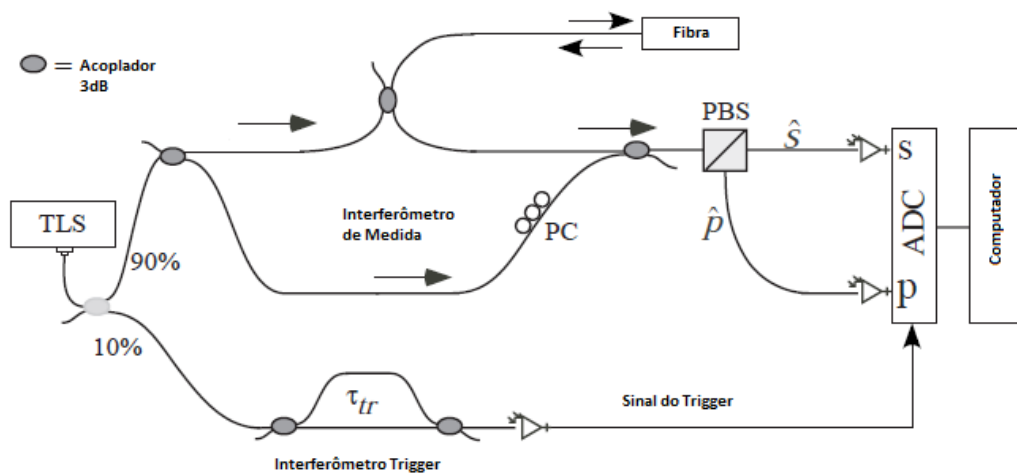
polarização e, portanto, da birrefringência da fibra sejam também obtidas. Nestes casos, o dispositivo é, certas vezes, conhecido como POFDR (*Polarization OFDR*).

A Figura 33 mostra o esquema de funcionamento de um POFDR. O sistema consiste em uma fonte Laser sintonizável (TLS – *Tunable Laser Source*), dois interferômetros (um de medida e um de *trigger*) e um receptor sensível à polarização, sendo que este receptor é formado por um divisor de feixes de polarização (PBS – *Polarization Beam Splitter*), três foto-diodos, um conversor Analógico-Digital (ADC – *Analog to Digital Converter*) e um computador.

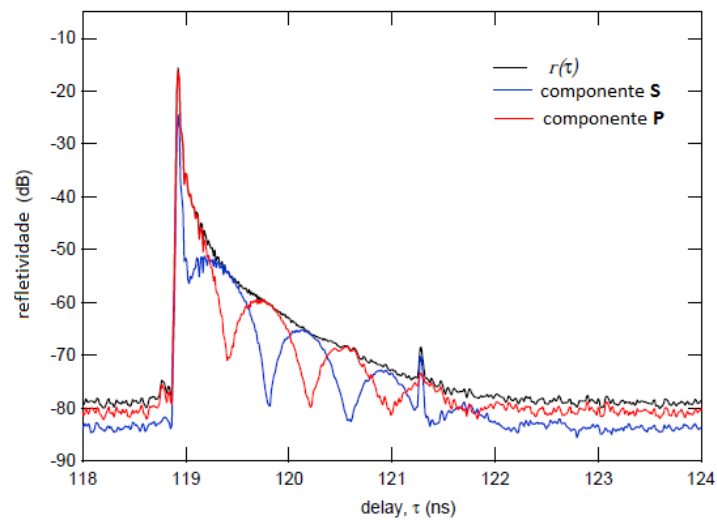
A luz do Laser alimenta simultaneamente os dois interferômetros e tem sua frequência sintonizada linearmente com o tempo, gerando franjas de interferência. O interferômetro de *trigger* produz um sinal temporalmente periódico que permite determinar de forma simples em um dos foto-diodos a taxa de sintonia do Laser. Por outro lado, no interferômetro de medida a luz retroespalhada de forma distribuída na fibra sob teste interfere com o braço de referência gerando um complexo padrão de variação temporal da intensidade, que está relacionado com a amplitude e com a fase da refletividade espectral da fibra. Este padrão pode ser relacionado com a refletividade complexa em função do comprimento da fibra através de uma transformada de Fourier discreta (SOLLER et al., 2005).

O PBS tem a função de dividir o sinal do interferômetro de medida em dois estados ortogonais, que são observados nos detectores chamados de “*s*” e “*p*” na figura, permitindo a análise de duas polarizações simultâneas. O sinal do braço de referência é ajustado para que sua intensidade seja dividida de forma igual para ambos os detectores.

A inclusão de um elemento discriminador de polarização beneficia a técnica OFDR, assim como no caso do OTDR, permitindo o monitoramento das mudanças dos estados de polarização do sinal medido causadas pela fibra sob teste. A Figura 34 mostra um exemplo das curvas de refletividade total e das componentes ortogonais de polarização “*s*” e “*p*”, já no domínio do tempo, obtidas a partir de detecção em um receptor de um aparato POFDR. A refletividade relativa a cada componente, “*s*” e “*p*”, é calculada a partir das amplitudes das transformadas de Fourier discretas dos sinais resultantes em cada um dos detectores, “*s*” e “*p*”, separadamente. A discriminação entre sinais “*s*” e “*p*” é realizada pelo PBS, que divide em polarizações ortogonais o sinal resultante da adição do sinal de luz retroespalhado pela fibra sob teste com o sinal do braço de referência do interferômetro de medida.



**Figura 33** - Esquema básico de um PO-FDR.  
Fonte: Soller et al. (2005).



**Figura 34** - Refletividade total (em preto) e as componentes ortogonais S (azul) e P (vermelho) detectadas em um PO-FDR.  
Fonte: Soller et al. (2005).

Nota-se na figura anterior que as componentes ortogonais de polarização, “s” e “p”, possuem informações complementares, ou seja, o máximo de uma é relativo ao mínimo da outra. Porém, essas curvas no domínio espacial fornecem a informação do valor do comprimento de batimento simplesmente pela medição da distância entre dois picos consecutivos de uma das curvas. Com esta análise, é possível se obter um mapa da

distribuição do comprimento de batimento, e conseqüentemente da birrefringência, ao longo da fibra sob teste.

A técnica de OFDR, segundo Soller et al. (2005), possui uma resolução espacial medida de 22  $\mu\text{m}$  em 35 metros de fibra. Resoluções sub-milimétricas podem, ainda, ser obtidas em centenas de metros. Esta resolução é muito melhor se comparada com a resolução espacial do POTDR, favorecendo assim a utilização do POFDR como técnica para se analisar a evolução dos estados de polarização em fibras altamente birrefringentes, como será mostrado posteriormente neste trabalho para uma fibra de cristal fotônico mantenedora de polarização. Nestes casos, como a fibra possui um eixo de birrefringência bem definido, a análise da intensidade retroespalhada em uma das polarizações permite obter-se diretamente o comprimento de batimento e, portanto, a birrefringência local. Altas birrefringências levam a curtos comprimentos de batimento, de forma que medir a frequência espacial deste batimento leva a uma medida da birrefringência local com alta resolução.

Crunelle et al. (2009) demonstraram um sensor de temperatura baseado em fibra *Hi-Bi* interrogada com um POFDR. O princípio de sensoriamento é baseado na medição distribuída do comprimento de batimento, que é linearmente proporcional à temperatura. Para essas medições, uma resolução espacial muito pequena é necessária para se poder caracterizar o comprimento de batimento distribuído ao longo da fibra e, assim, inferir o valor da temperatura em qualquer ponto da fibra.

No trabalho de Crunelle et al. (2009), a extração da informação do comprimento de batimento de uma curva do OFDR era feita da seguinte maneira: primeiramente, o sinal medido pelo OFDR em uma polarização era normalizado. Em seguida, a frequência espacial média era computada, sendo que esta frequência corresponde a  $2/L_b$ , com  $L_b$  sendo o comprimento de batimento. Através das leis de calibração se obtém a correspondente sensibilidade do comprimento de batimento à temperatura. Para determinação da frequência espacial, cada curva de OFDR era processada aplicando-se uma FFT (*Fast Fourier Transform*) a uma janela com tamanho de alguns centímetros até 2 metros, que movia-se em passos de 10 cm na curva.

Também através da medida de comprimento de batimento, Ritari et al. (2004) mostraram a utilização da técnica POFDR para a determinação da birrefringência de fase em PCFs, assim como a comparação destas com as de fibras do tipo PANDA convencionais. A dependência de tais birrefringências com a temperatura também foram medidas.



## 6 MODELAMENTO, PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO E RESULTADOS PRELIMINARES

As simulações em Matlab deste trabalho se baseiam na solução da equação não linear de Schrödinger acoplada (CNLSE) para a propagação de um pulso em uma fibra birrefringente, utilizando o método Split-Step Fourier. Neste capítulo serão explicados brevemente a CNLSE e o método Split-Step Fourier, seguidos da apresentação do *software* SSSPROP (*Split-Step Fourier Propagation*) de Murphy (2007), no qual o programa em MatLab desenvolvido neste trabalho se baseia.

Também serão explicados os parâmetros de entrada e de saída do *software*, bem como os cálculos relativos aos parâmetros da fibra microestruturada e da fibra convencional de núcleo elíptico utilizadas nas simulações. A dependência dos parâmetros de birrefringência de fase e de grupo com temperatura e pressão é também apresentada para as duas fibras analisadas. Finalmente, serão mostrados os resultados preliminares de simulações que têm como objetivo validar o código implementado em Matlab, através da análise e comparação de seus resultados com a respectiva literatura.

### 6.1 A EQUAÇÃO CNLS

A equação não linear de Schrödinger (NLSE) é usada para descrever a propagação de um pulso de luz em uma fibra óptica e inclui os efeitos lineares e não lineares envolvidos (AGRAWAL, 2001b). Esta equação tem origem nas equações de Maxwell mostradas no capítulo 3, das quais se estabelece a equação de propagação de ondas em fibras ópticas, descrita a seguir:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (45)$$

sendo  $\mathbf{E}$  o campo elétrico,  $\mu_0$  a permeabilidade magnética do vácuo,  $c$  a velocidade da luz e  $\mathbf{P}$  a polarização induzida, sendo esta relacionada com o campo elétrico pela equação (4).

O campo elétrico  $\mathbf{E}$  da equação anterior pode ser descrito como:

$$\mathbf{E}(t, z) = [|\mathbf{R}(x, y)\mathbf{A}(t, z)| \cos(\beta_0 z - \omega_0 t + \phi)] \quad (46)$$

onde  $R(x,y)$  é a distribuição transversal do modo e  $A(t,z)$  é a envoltória de variação lenta do pulso. O campo possui fase constante  $\phi$  e constante de propagação modal  $\beta_0$  na frequência da portadora  $\omega_0$ .

Substituindo a equação (46) em (45), considerando a equação (4), e realizando algumas aproximações (AGRAWAL, 2001b), obtemos a NLSE mostrada abaixo:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m-1} \beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial T^m} = i\gamma \left( 1 + i\tau_{SHOCK} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left[ (1 - f_R) |A|^2 + f_R \left( A \cdot \int_{-\infty}^T f_1(T - \tau) |A(\tau)|^2 d\tau \right) \right] \quad (47)$$

sendo  $\beta_m$  a  $m$ -ésima derivada da constante de propagação com relação à frequência  $\omega$ , que representa os efeitos de dispersão. O coeficiente não linear da fibra  $\gamma$  é responsável pelo aparecimento de efeitos não lineares como automodulação de fase (SPM), modulação de fase cruzada (XPM) e mistura de quatro ondas (FWM). O coeficiente não linear  $\gamma$  é definido como:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (48)$$

com  $A_{eff}$  sendo a área efetiva do modo guiado, e  $n_2$  o coeficiente de índice não linear do material, conforme mostrado no capítulo 2.

O lado direito da equação (47) mostra a ação dos efeitos não lineares da fibra, sendo  $f_r$  a parcela de contribuição do espalhamento Raman estimulado para o efeito não linear total e  $f_l$  é a função resposta temporal do espalhamento Raman (MARTINS, 2008). A equação (47) é normalizada temporalmente, segundo Agrawal (2001b), sendo colocada em função de um tempo de referência  $T = t - z/\beta_1$ . Note que o pulso se propaga com velocidade de grupo  $v_g = 1/\beta_1$  e portanto o referencial temporal desloca-se acompanhando-o. O parâmetro  $\tau_{shock}$  é definido como:

$$\tau_{SHOCK} = \frac{1}{\omega_0} + \frac{\partial}{\partial \omega} \left[ \ln \left( \frac{1}{n_{eff}(\omega) A_{eff}(\omega)} \right) \right] \quad (49)$$

A equação não linear de Schrödinger é uma equação escalar e, consequentemente, não considera os efeitos de polarização da luz que se propaga na fibra óptica. Por esta razão, nas simulações realizadas e mostradas neste trabalho foi utilizada uma

variação desta, conhecida como equação não linear de Schrödinger acoplada (CNLSE), definida para duas componentes de polarização linear ortogonais,  $A_1$  e  $A_2$ , conforme a equação abaixo, com  $n = 1, 2$  (MARTINS, 2008):

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_n}{\partial z} + (-1)^{n+1} \delta\beta_1 \frac{\partial A_n}{\partial T} + \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m-1} \beta_{mn}}{m!} \frac{\partial^m A_n}{\partial T^m} = \\ & i\gamma_n \left( 1 + i\tau_{SHOCK,n} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left\{ (1 - f_R) \left[ A_n |A_n|^2 + \frac{2}{3} A_n |A_{3-n}|^2 + \frac{1}{3} A_n^* A_{3-n}^2 \exp((-1)^n 2i\Delta\beta z) \right] + \right. \\ & f_R \left[ A_n \cdot \int_{-\infty}^T f_1(T - \tau) |A_n(\tau)|^2 d\tau + A_n \cdot \int_{-\infty}^T f_2(T - \tau) |A_{3-n}(\tau)|^2 d\tau + \right. \\ & \left. \left. A_{3-n} \cdot \int_{-\infty}^T f_3(T - \tau) (A_n A_{3-n}^* + A_n^* A_{3-n} \exp((-1)^n 2i\Delta\beta z)) d\tau \right] \right\} \quad (50) \end{aligned}$$

Além dos efeitos contidos na NLSE, esta equação inclui efeitos decorrentes da interação entre as duas polarizações. Na equação (50),  $\delta\beta_1$  é o termo que representa o descasamento de velocidade de grupo, sendo  $\delta\beta_1 = (\beta_{11} - \beta_{12})/2$  (onde o segundo índice numérico representa as polarizações). O tempo de referência nesta equação considera a média entre a menor e maior velocidade de grupo, sendo  $T = t - z (\beta_{11} + \beta_{12})/2$ . Esta equação considera curvas de dispersão para os dois eixos ortogonais de polarização, podendo ser utilizada tanto para fibras de baixa birrefringência como para fibras *Hi-Bi* (MARTINS, 2008). Os demais parâmetros da equação são relativos aos efeitos não lineares e têm pouca importância para este trabalho devido à baixa potência do pulso utilizado nas simulações ( $P = 1\text{mW}$ ). Note, entretanto, que a equação completa foi utilizada computacionalmente.

## 6.2 O MÉTODO SPLIT-STEP FOURIER

A equação NLSE, bem como sua versão acoplada, CNLSE, possuem resolução analítica em apenas poucos casos, sendo estes de extrema complexidade. Por este motivo, são adotados métodos numéricos para resolvê-las com alto grau de precisão, tais como o método de diferenças finitas e o split-step Fourier, explicado nesta seção.

O método numérico utilizado nas simulações deste trabalho é o split-step Fourier simétrico (SSSF – *Symmetric Split-Step Fourier*) (AGRAWAL, 2001b), que consiste em se dividir a fibra em  $N$  segmentos, sendo que a envoltória complexa do pulso inicial para o  $m$ -ésimo segmento,  $A_m$ , é aquele obtido através da propagação da envoltória  $A_{m-1}$  no segmento  $m-1$ . O método utiliza dois operadores para descrever os efeitos incluídos na NLSE ou na CNLSE: o operador  $\hat{D}$  descreve os efeitos lineares (dispersão e absorção), e o operador  $\hat{N}$  descreve os efeitos não lineares (MARTINS, 2008). Portanto, a NLSE pode ser escrita como:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (51)$$

O método split-step Fourier obtém um resultado aproximado assumindo que, na propagação do pulso óptico em uma pequena distância  $h$ , os efeitos dispersivos e não lineares agem independentemente. Portanto, a propagação de  $z$  para  $z+h$  pode ser feita em dois passos (*steps*). No primeiro passo, é considerado que o operador  $\hat{N}$  atua sozinho, sendo que  $\hat{D} = 0$ . Em um segundo passo, a dispersão atua isoladamente e  $\hat{N} = 0$  (AGRAWAL, 2001b). Matematicamente, temos:

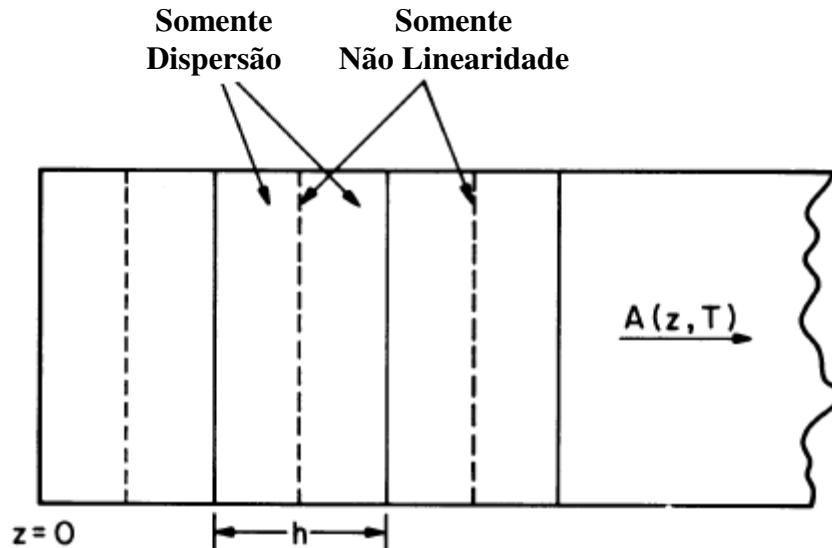
$$A(z+h, T) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N})A(z, T) \quad (52)$$

Na prática, entretanto, a dispersão e os efeitos não lineares agem simultaneamente ao longo do comprimento da fibra e muitas vezes não podem ser separados. Para reduzir o erro introduzido pela aproximação feita pelo método, simetizam-se os passos, realizando-se a propagação do operador não linear no meio da propagação do operador linear, sendo este último realizado em duas vezes com passo de  $h/2$  (MARTINS, 2008). Então, a equação (52) se torna:

$$A(z+h, T) \approx \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T) \quad (53)$$

Segundo Agrawal (2001b), a implementação do método split-step Fourier é relativamente direta. Como mostra a Figura 35, a fibra é dividida em várias partes com

comprimento  $h$ . O pulso óptico é propagado de segmento a segmento, de acordo com a equação (53).



**Figura 35** - Esquema do método Split-Step Fourier.  
Fonte: Agrawal (2001b, p.53).

De uma forma mais detalhada, o pulso  $A(z, T)$  primeiramente se propaga em uma distância de  $h/2$  considerando-se somente a dispersão. No meio do segmento, ou seja, em  $z + h/2$  (linhas tracejadas da Figura 35), o pulso é multiplicado pelo termo não linear, que representa a não linearidade em todo segmento  $h$ . Finalmente, o pulso se propaga na distância  $h/2$  restante, considerando-se somente a dispersão novamente e obtendo-se  $A(z+h, T)$ .

Este método vem sendo bastante utilizado devido à sua velocidade de execução, se comparado aos métodos de diferenças finitas. Mas mesmo o método split-step Fourier sendo de implementação direta, é necessário que os passos em  $z$  e  $T$  sejam escolhidos com cuidado para manter a precisão necessária (AGRAWAL, 2001b).

### 6.3 O SOFTWARE SSPROPV

O *software* SSPROPV (versão vetorial do SSPROP), utilizado nas simulações deste trabalho, resolve a equação não linear de Schrödinger acoplada para a propagação de um pulso em uma fibra birrefringente. Este *software* possui código aberto em Matlab e pode

modelar diversos efeitos na fibra, tais como a birrefringência, a dispersão devido aos modos de polarização (PMD), o atraso diferencial de grupo (DGD) e a perda dependente da polarização (PDL), todos dentro do contexto de propagação não linear (MURPHY, 2007).

No caso mais geral, os eixos de birrefringência da fibra não coincidem com os eixos cartesianos  $x$  e  $y$ , podendo estar girados de um ângulo  $\psi$  qualquer em relação à  $x$ . Outro fato a se considerar é que os dois eixos principais de polarização da fibra nem sempre correspondem a polarizações lineares, podendo corresponder a polarizações circulares ou elípticas (birrefringências circular e elíptica, respectivamente). Considerando o caso mais geral, o *software* SSPROPV permite não só a especificação da orientação e do tipo de birrefringência, como também permite definir a constante de propagação,  $\beta(\omega)$ , suas derivadas e a atenuação  $\alpha$  para cada um dos eixos principais de polarização (MURPHY, 2007).

O SSPROPV permite ao usuário escolher entre dois algoritmos diferentes, dependendo do comprimento de batimento da polarização (*beat length*), definido pela equação (34), da fibra simulada. Se este comprimento é menor que o **comprimento de não linearidade** ( $L_{NL}$ ), que é o caso das simulações realizadas, então o algoritmo é baseado na decomposição do campo em uma base elíptica. Se, por outro lado, o *beat length* for maior que o comprimento de não linearidade, o algoritmo utilizado decompõe o campo em uma base circular (componentes circular à esquerda e à direita).

O comprimento de não linearidade é definido como (AGRAWAL, 2001b):

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (54)$$

sendo  $P_0$  a potência de pico do pulso e  $\gamma$  o coeficiente de não linearidade.

A sintaxe do *software* SSPROPV é mostrada a seguir:

```
[uIx, uIy] = sspropv (u0x, u0y, dt, dz, nz, alphaa, alphab, betapa, betapb, gamma, psp, method);
```

onde  $u0x$  e  $u0y$  são vetores com tamanho  $M$  (sequência temporal) que representam, respectivamente, as distribuições temporais das componentes  $x$  e  $y$  do campo de entrada;  $uIx$  e  $uIy$  são os vetores, também de tamanho  $M$ , que representam as respectivas componentes do campo na saída;  $dt$  indica o incremento temporal entre dois pontos adjacentes de dos vetores  $u0j$  e  $uIj$  (com  $j = x$  e  $y$ );  $dz$  corresponde ao passo  $h$  usado na propagação;  $nz$  significa a

quantidade de passos utilizados (parâmetro  $N$  da seção 6.2), sendo a distância total propagada  $L = nz.dz$ .

Os parâmetros  $alphaa$  e  $alphab$  representam os coeficientes de atenuação de potência para os dois eixos ortogonais da fibra (eixos  $a$  e  $b$ , que não necessariamente coincidem com  $x$  e  $y$ ). Da mesma forma, os vetores  $betapa$  e  $betapb$  representam as constantes de propagação e suas derivadas ( $\beta_m$ ) em cada eixo ortogonal  $a$  e  $b$  da fibra, podendo ser especificado até qualquer ordem, utilizando o tamanho correto dos vetores  $betap$ . O parâmetro  $gamma$  é o coeficiente de não linearidade  $\gamma$ , definido pela equação (48).

O vetor  $psp$  significa *Principal State of Polarization* (Estado de Polarização Principal), especificando os eixos principais da fibra, sendo  $psp = [\psi, \chi]$ , onde  $\psi$  é o ângulo de um dos eixos da fibra em relação a  $x$ , e  $\chi$  é o grau de elipticidade da birrefringência da fibra, conforme mostra a Figura 12. O parâmetro  $method$  especifica o algoritmo a ser utilizado na simulação (*elliptical* ou *circular*), dependendo do comprimento de batimento utilizado.

#### 6.4 PARÂMETROS DAS FIBRAS ESTUDADAS

De acordo com o fabricante (Blazephotonics) a fibra PM-1550-02 (Figura 24) possui os seguintes parâmetros (BLAZEPHOTONICS, 2008):

- a) **Atenuação:**  $a = 1 \text{ dB/km}$ ;
- b) **Comprimento de Onda de Operação:**  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ;
- c) **Diâmetro Modal nos eixos principais  $a$  e  $b$ :**  $d_a = 3,6 \mu\text{m}$  e  $d_b = 3,1 \mu\text{m}$ ;
- d) **Diâmetro dos buracos menores:**  $2,2 \mu\text{m}$ ;
- e) **Diâmetro dos buracos maiores:**  $4,5 \mu\text{m}$ ;
- f) **Pitch (periodicidade dos buracos menores):**  $\Lambda = 4,4 \mu\text{m}$ ;

Com estes parâmetros o *software* Lumerical Mode Solutions ([www.lumerical.com](http://www.lumerical.com)), que calcula as características dos modos de propagação a partir de uma implementação do método de diferenças finitas, foi usado para caracterização da birrefringência da fibra. O *software* determinou os índices de refração modais das duas componentes ortogonais, sendo eles  $n_1 = 1,432506$  e  $n_2 = 1,431999$ . Portanto, de acordo com a equação (31), a birrefringência modal de fase pode ser calculada, resultando em  $B = 5,07 \times 10^{-4}$ , sendo este valor o mesmo encontrado por Szpulak (2004) para  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

Consequentemente, de acordo com a equação (34), temos o valor do comprimento de batimento sendo  $L_b \sim 3,057 \text{ mm}$ . Szpulak (2004) determina, ainda, o valor da birrefringência de grupo para a fibra microestruturada estudada como sendo  $G = -9,85 \times 10^{-4}$ . Este valor será adotado neste trabalho.

A variação da birrefringência de uma fibra óptica com temperatura ( $T$ ) e pressão ( $P$ ) é determinada a partir das derivadas dos parâmetros  $B$  e  $G$  com relação a estes dois parâmetros ambientais. Entretanto, é também comum representar as variações da birrefringência de fase a partir dos chamados parâmetros de sensibilidade, que correspondem às taxas de variação da fase relativa entre as duas polarizações principais com o respectivo parâmetro ambiental, por unidade de comprimento propagado. Os parâmetros de sensibilidade à pressão e à temperatura são, respectivamente, definidos como:

$$K_P = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dB}{dP} \quad (55)$$

$$K_T = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dB}{dT} \quad (56)$$

As variações das birrefringências de fase e de grupo em relação à pressão utilizadas nas simulações desta dissertação foram baseadas nos valores encontrados por Szpulak et al. (2004) utilizando a mesma fibra. Para  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ,  $dB/dP = -2,34 \times 10^{-6} \text{ 1/MPa}$  e  $dG/dP = -2,36 \times 10^{-6} \text{ 1/MPa}$ .

Segundo Gahir; Khanna (2007) a razão entre a sensibilidade à pressão e a sensibilidade à temperatura para a fibra PM-1550-02 é de aproximadamente 370 [K/MPa]. Desta forma, utilizou-se neste trabalho  $dB/dT = -6,33 \times 10^{-9} \text{ 1/K}$ . Além disso, assume-se que a variação da birrefringência com a temperatura é aproximadamente independente do comprimento de onda, de forma que  $dB/dT = dG/dT$ . Os parâmetros de sensibilidade podem ser calculados a partir destes dados:  $K_P = -9,497 \text{ rad/MPa.m}$  e  $K_T = -25,67 \times 10^{-3} \text{ rad}^\circ\text{C.m}$ .

Para comparação com os resultados obtidos com a fibra microestruturada descrita, uma fibra *Hi-Bi* convencional também foi modelada e estudada. Esta fibra correspondia a uma fibra de núcleo elíptico. Assumiu-se que a birrefringência de fase desta fibra era  $B = 3,10 \times 10^{-5}$  (CRUNELLE et al., 2009) e que a birrefringência de grupo possuía o mesmo valor, já que em fibras convencionais a birrefringência é fracamente dependente do comprimento de onda (CRUNELLE et al., 2009). A partir de  $B$ , calcula-se um comprimento



de batimento  $L_b = 5 \text{ cm}$  em 1550 nm. Os valores de  $dB/dP$  e  $dB/dT$  para esta fibra foram, respectivamente,  $1,9099 \times 10^{-7} \text{ 1/MPa}$  (GAHIR; KHANNA, 2007) e  $-18,9 \times 10^{-9} \text{ 1/K}$ . (CRUNELLE et al., 2009). Para esta fibra calculam-se também os seguintes parâmetros:  $K_p = 0,7742 \text{ rad/MPa.m}$  e  $K_T = -76,61 \times 10^{-3} \text{ rad/}^\circ\text{C.m}$ .

A Tabela 1 sumariza os principais parâmetros relevantes da fibra microestruturada (PM-1550-02) e da fibra convencional (Núcleo Elíptico) utilizadas neste trabalho.

**Tabela 1.** Parâmetros da fibra PM-1550-02 e da fibra de núcleo elíptico

| Fibra           | Birrefringência ( $B$ ) | Beat Length ( $L_b$ ) | $K_p$ [rad/MPa.m] | $K_T$ [rad/ $^\circ$ C.m] |
|-----------------|-------------------------|-----------------------|-------------------|---------------------------|
| PM-1550-02      | $5,07 \times 10^{-4}$   | 3,06 mm               | - 9,49            | $- 25,67 \times 10^{-3}$  |
| Núcleo Elíptico | $3,10 \times 10^{-5}$   | 5,00 cm               | 0,77              | $-76,61 \times 10^{-3}$   |

## 6.5 PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO

A partir das características das fibras estudadas, listadas na seção anterior, é possível se calcular os parâmetros requeridos pelo *software* de simulação. O coeficiente de atenuação  $alpha$ , parâmetro de entrada do SSPROPV, pode ser calculado a partir da atenuação da fibra especificada, utilizando a relação  $alpha = 0,23.a \text{ 1/km}$  (SALEH E TEICH, 1991). Portanto, para  $a = 1 \text{ dB/km}$ , temos  $alpha = 2,3 \times 10^{-4} \text{ 1/m}$ , sendo este valor utilizado nas simulações para os dois eixos ortogonais da fibra microestruturada ( $alpha_a = alpha_b$ ), e utilizado também para a fibra convencional.

No SSPROPV, a constante de propagação em cada eixo de birrefringência,  $\beta_{0a}$  e  $\beta_{0b}$  (ou  $\beta_{0a(1)}$  e  $\beta_{0b(1)}$  em termos de parâmetro de simulação), assumem valores relativos ao valor médio da constante de propagação. Desta forma, considera-se apenas o acúmulo de fase relativo do pulso, e não seu acúmulo total com a distância. Para isso, considera-se que  $\beta_{0a} = -\beta_{0b}$ , sendo  $\Delta\beta = \beta_{0a} - \beta_{0b}$ . Sabendo-se que  $\beta_0 = n.k_0 = 2\pi n / \lambda$  e que a birrefringência  $B = n_a - n_b$ , pode-se mostrar então que a relação de  $\beta_{0a}$  e  $\beta_{0b}$  com a birrefringência  $B$  é:

$$\beta_{0x} = -\beta_{0y} = \frac{\pi B}{\lambda} \quad (57)$$

Da mesma forma, as velocidades de grupo podem ser diferentes para as polarizações em  $a$  e em  $b$ . Portanto, para a resolução da CNLSE, utiliza-se a média de  $\beta_l$  entre  $a$  e  $b$ . No SSPROPV, esta situação é resolvida numericamente utilizando a relação  $\beta_{1a} = -\beta_{1b}$ , sendo  $\Delta\beta_l = \beta_{1a} - \beta_{1b}$ . Sabendo-se que  $\beta_l$  é o inverso da velocidade de grupo ( $\beta_l = 1/v_g$ ) e que a birrefringência de grupo  $G$  é definida pela equação (32), pode-se demonstrar a relação:

$$\beta_{1x} = -\beta_{1y} = \frac{G}{2c} \quad (58)$$

sendo  $c$  a velocidade da luz.

O parâmetro  $\gamma$  é calculado através da equação (48), sendo que para o cálculo da área efetiva  $A_{eff}$ , o parâmetro Diâmetro Modal ( $d_m$ ) da PM-1550-02 foi considerado como a média entre os diâmetros da elipse  $d_a = 3,6 \mu m$  e  $d_b = 3,1 \mu m$ . Em seguida calculou-se a área a partir de  $A_{eff} = \pi d_m^2/4$ . Para  $n_2$  considerou-se o valor tipicamente encontrado para a sílica de  $n_2 = 2,66 \times 10^{-20} [m^2/W]$  (AGRAWAL, 2001b). Desta forma, temos  $\gamma = 12,23 \times 10^{-3} 1/W.m$  em um comprimento de onda de 1550 nm. Esses mesmos parâmetros foram utilizados nas simulações da fibra de núcleo elíptico.

Em relação ao vetor  $\mathbf{psp}$ , em todas as simulações feitas neste trabalho foram utilizados um campo de entrada alinhado com o eixo  $y$  e uma inclinação de  $45^\circ$  dos eixos de birrefringência das fibras estudadas em relação aos eixos  $x$  e  $y$  cartesianos, ou seja,  $\psi = 45^\circ$ , sendo o vetor  $\mathbf{psp} = [\pi/4, 0]$  (a segunda componente do vetor sendo nula corresponde à birrefringência linear). Note que a orientação dos eixos de birrefringência da fibra com relação aos eixos cartesianos é arbitrária, sendo importante apenas que o vetor do sinal de entrada  $\mathbf{u0}$  seja inserido na fibra com uma polarização linear a  $45^\circ$  em relação aos eixos de birrefringência.

O algoritmo a ser especificado pelo parâmetro  $method$  é dependente do valor do comprimento de batimento  $L_b$  em relação ao comprimento de não linearidade  $L_{NL}$ . Através da equação (54), sabendo-se que a potência de entrada utilizada é  $P_0 = 1 mW$ , obtém-se o valor de  $L_{NL} = 81,7 km$ , muito maior que o comprimento de batimento ( $L_b \sim 3,057 mm$ ). Portanto, o método a ser utilizado é o *elliptical*.

Um valor de  $n_z$  (número de passos) foi implementado para cada simulação apresentada neste trabalho, de forma que o tamanho do passo utilizado (parâmetro  $dz$ ) possua um valor de  $dz = L/n_z$ , sendo  $L$  o comprimento da fibra simulada.

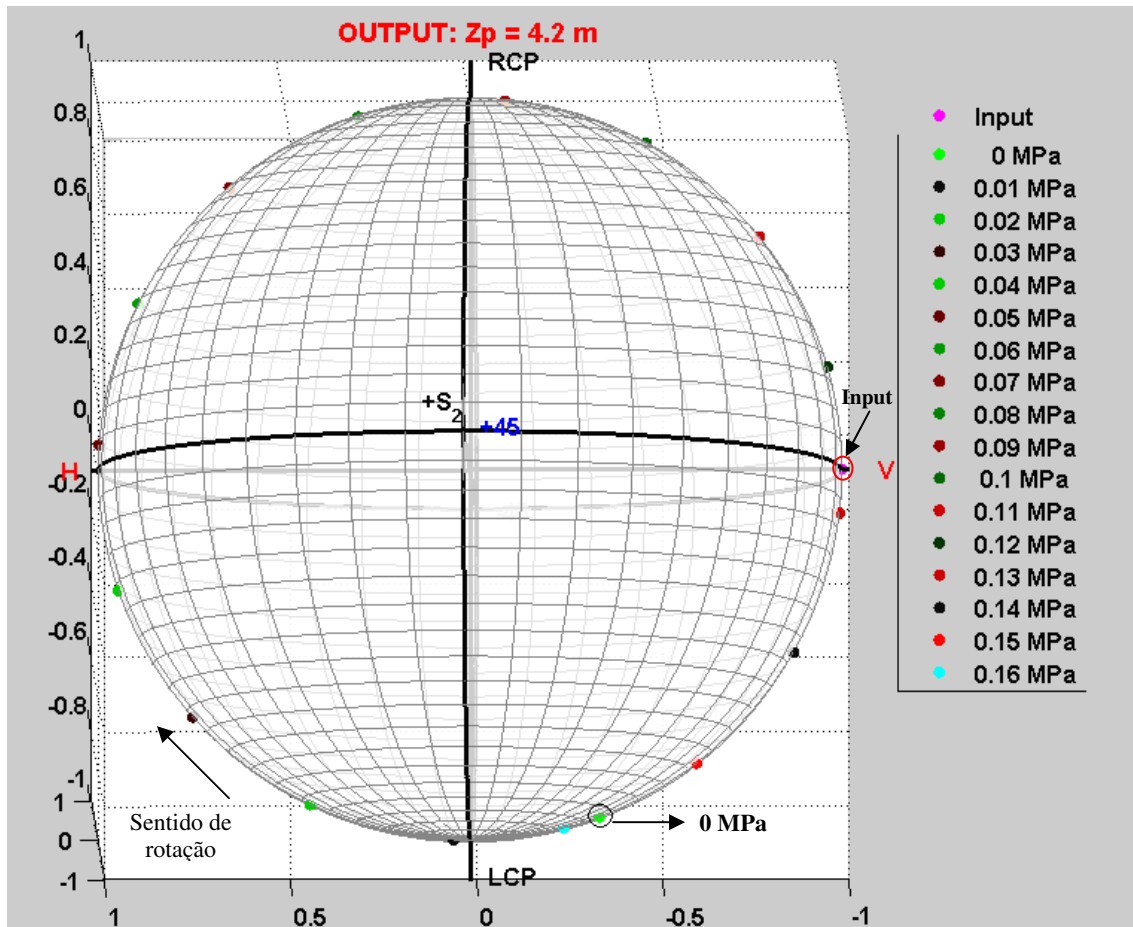
## 6.6 SIMULAÇÕES E RESULTADOS PRELIMINARES

Com a apresentação dos parâmetros de entrada e seus respectivos valores calculados, esta seção tem como objetivo mostrar resultados preliminares e suas respectivas análises considerando a fibra PM-1550-02 sob certos valores de pressão, com o objetivo de validar o código implementado em Matlab com relação aos dados fornecidos pela literatura.

Primeiramente, para uma validação inicial do programa em Matlab utilizado nesta dissertação com os parâmetros determinados, alguns resultados foram comparados com os estudos realizados por Bock et al. (2006) e Gahir; Khanna (2007). Basicamente, o arranjo experimental estudado por estes autores consiste em um polarizador no início da fibra sob teste, para que o sinal de entrada estivesse a  $45^\circ$  em relação aos eixos birrefringentes, um divisor de feixes de polarização (PBS – *Polarization Beam Splitter*) na saída, e fotodetectores para se analisar a polarização de cada feixe dividido.

Assim como nos trabalhos mencionados, o comprimento da fibra PM-1550-02 sob pressão utilizado foi de 4,2 metros. Utilizando os parâmetros determinados nas seções 6.4 e 6.5, foi simulada uma variação de pressão de 0 a 0,16 MPa com passo de 0,01 MPa, e o resultado foi colocado na esfera de Poincaré, como mostra a Figura 36. Nota-se que estes valores da pressão aplicada determinam, aproximadamente, uma volta completa na esfera, ou seja, um giro completo na polarização de saída. A intenção desta simulação foi justamente mostrar a resolução em termos da pressão aplicada, com um comprimento fixo de fibra pressionada.

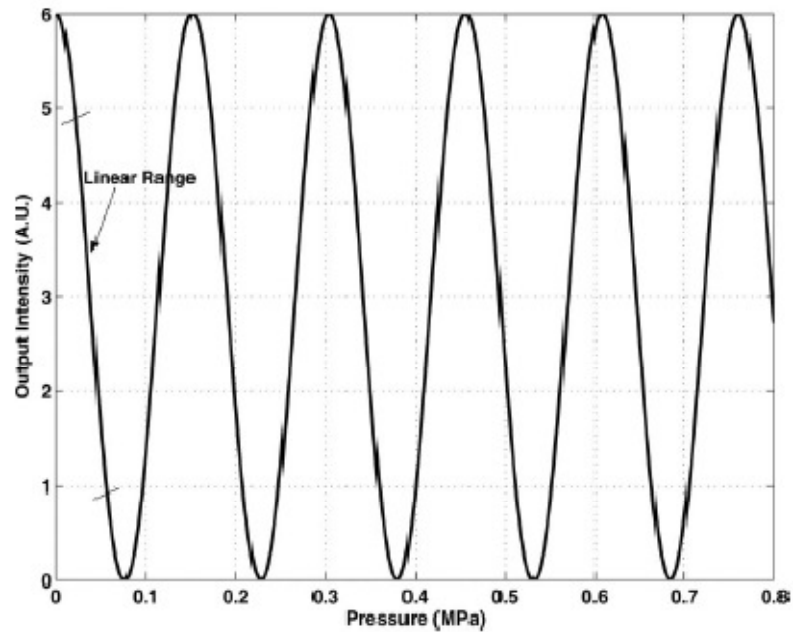
Nesta simulação, assim como em todas as outras simulações deste trabalho, o sinal de entrada é um pulso gaussiano linearmente polarizado na vertical (eixo y cartesiano), indicado pelo ponto em cor magenta (*input*) na esfera da Figura 36. Nesta figura também estão indicados o sentido de rotação e o ponto que representa a polarização de saída no caso da fibra sem pressão.



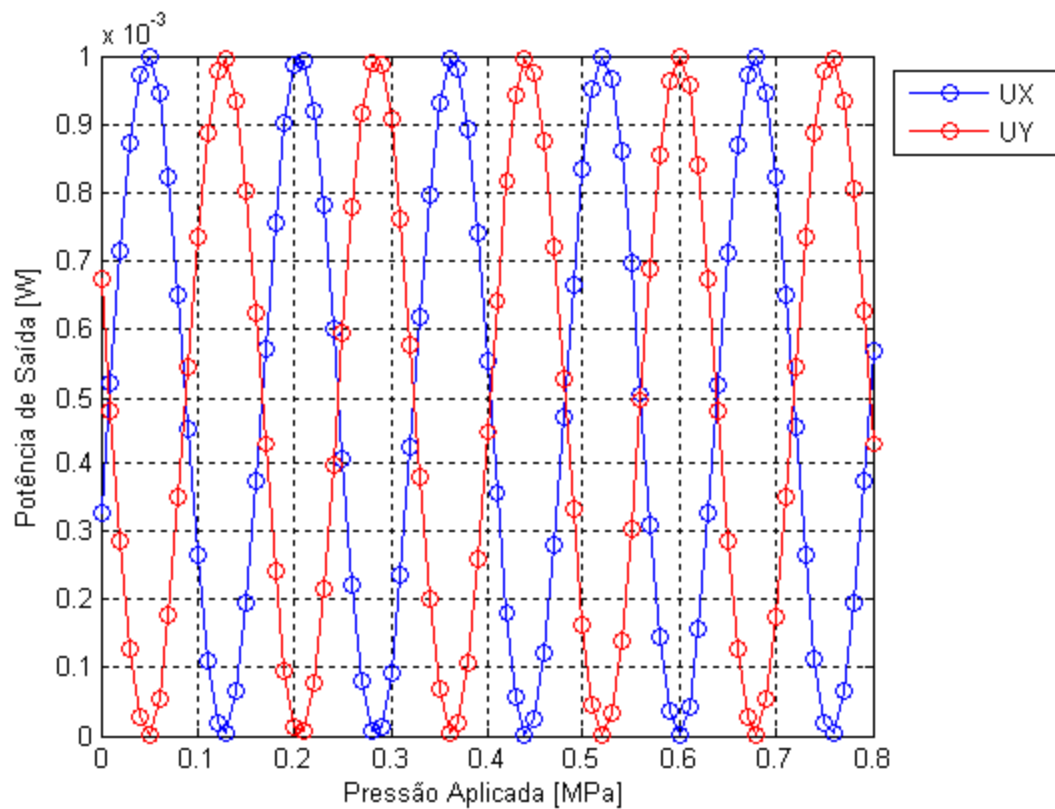
**Figura 36** - Esfera de Poincaré mostrando um ciclo completo de variação de polarização com pressão aplicada.

Para se comparar os resultados teóricos de Gahir; Khanna (2007) com os resultados obtidos com o programa usado neste trabalho, serão mostrados dois gráficos a seguir. A Figura 37 indica o resultado teórico obtido por Gahir; Khanna (2007), apresentando a variação de potência medida em uma das polarizações de saída com a pressão, e a Figura 38 mostra o resultado da respectiva simulação em Matlab, para as duas polarizações ortogonais. Ambos os gráficos foram traçados com uma variação de pressão de 0 a 0,8 MPa.

Nota-se que os resultados são muito próximos, pois ambos os gráficos mostram um pouco mais de 5 ciclos completos da variação do sinal. Uma região de variação linear de aproximadamente 0,07 MPa é observada, mostrando que, em certas faixas de pressão aplicada, esses sensores podem ser feitos para ter resposta linear. A largura desta faixa pode ser ajustada através da escolha do comprimento de fibra a ser pressurizado.



**Figura 37** - Variação do sinal de saída com a pressão obtida em um trabalho disponível na literatura.  
 Fonte: Gahir; Khanna (2007, p. 1180).

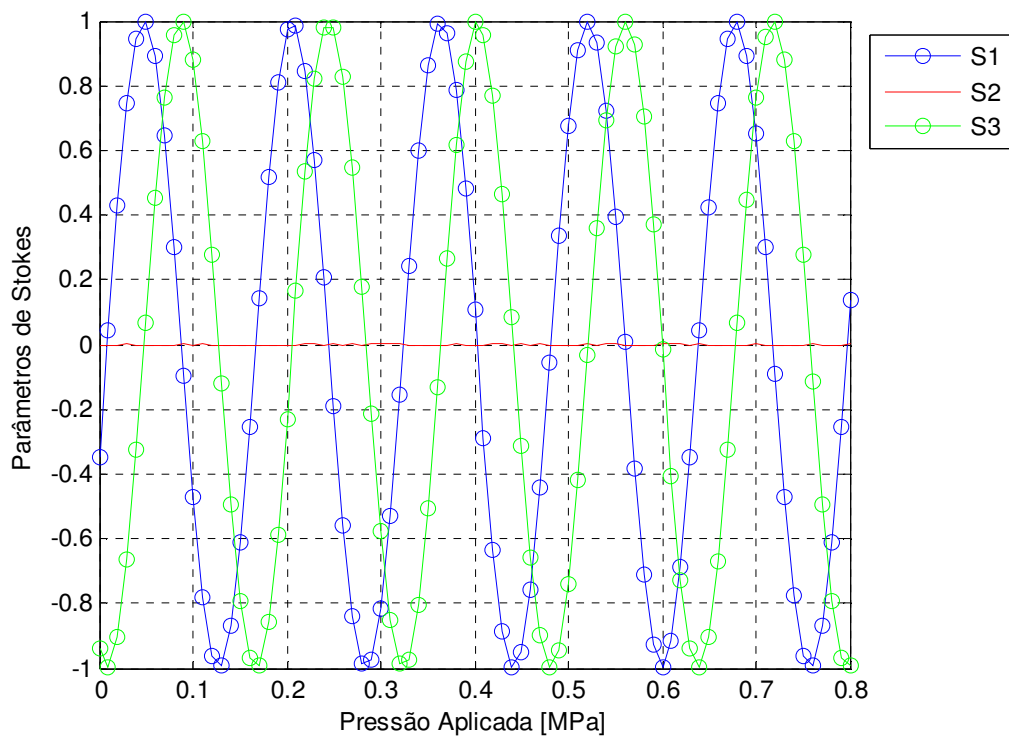


**Figura 38** - Variação da potência do sinal da saída com a pressão obtida na simulação.

Como, no aparato estudado, apenas a potência (e não as fases relativas) das polarizações ortogonais são medidas, é crucial evitar-se as regiões de máximos e mínimos das figuras, já que nessas não há como saber se a variação de potência observada corresponde a um aumento ou redução da pressão. Esta exigência seria amenizada caso o método de medida fosse capaz de oferecer uma caracterização completa do estado de polarização (a partir da determinação dos parâmetros de Stokes).

Para ilustrar este fato, também foi obtido o gráfico que representa os parâmetros de Stokes na saída da fibra sob pressão, mostrado na Figura 39. Esses parâmetros são calculados aplicando-se as equações (25) a (28) às componentes ortogonais  $x$  e  $y$  dos campos de saída ( $u_{Ix}$  e  $u_{Iy}$ , respectivamente).

Comparando este último resultado com o da Figura 38, é possível concluir que os parâmetros de Stokes fornecem mais informações sobre a variação da pressão aplicada, em relação ao gráfico da potência de cada componente ortogonal (complementares). Analisando e comparando a evolução dos parâmetros de Stokes, é possível inferir se há aumento ou diminuição da pressão para qualquer valor particular de pressão, enquanto que o gráfico de variação da potência gera uma ambiguidade nesta análise, como mencionado.



**Figura 39** - Parâmetros de Stokes na saída da fibra sob pressão.

As simulações apresentadas nesta seção se mostram satisfatórias e foram devidamente validadas a partir da comparação com trabalhos anteriores realizados utilizando a mesma fibra PM-1550-02 sob pressão. Assim, estando o *software* validado, no capítulo seguinte apresentaremos os resultados relativos à implementação de simulações e de estudos analíticos onde pressão e temperatura são variadas e seus efeitos sobre as fibras PM-1550-02 (*Hi-Bi* microestruturada) e de núcleo elíptico (*Hi-Bi* convencional) são observados. Esquemas de sensoriamento discreto e distribuído são analisados.

## 7 SIMULAÇÕES E RESULTADOS

Neste capítulo serão estudados, teoricamente, sensores de pressão do tipo discreto e distribuído, utilizando a fibra microestruturada altamente birrefringente PM-1550-02. Serão feitas as devidas comparações dos resultados com as fibras *Hi-Bi* convencionais, sendo utilizada para isto a fibra de núcleo elíptico (*Elliptical Core*). Para sensoriamento distribuído, serão estudadas as técnicas de medição POTDR e POFDR, explicadas no capítulo 5, mostrando assim as vantagens e desvantagens da aplicação de cada técnica.

### 7.1 CONSIDERAÇÕES

Como já mencionado anteriormente nesta dissertação, as fibras de cristal fotônico tem sido amplamente propostas para utilização em aplicações de sensoriamento devido às suas características de guiamento, sendo estas altamente customizáveis através da escolha de seu perfil de seção transversal. Particularmente, o estado de polarização nas PM-PCFs é altamente sensível à pressão, mas não à temperatura, permitindo assim o desenvolvimento de um sensor confiável de pressão, apresentando uma sensibilidade cruzada à temperatura muito baixa se comparado com os esquemas que utilizam fibras *Hi-Bi* convencionais (BOCK et al., 2006).

Muitos sensores de pressão discretos têm sido teoricamente e experimentalmente estudados, utilizando a fibra PM-1550-02 e monitorando o estado de polarização na saída da fibra (GAHIR; KHANNA, 2007). No entanto, um grande número de aplicações, incluindo as da indústria do petróleo, necessita de sensoriamento distribuído de pressão hidrostática, no qual se analisa a evolução dos estados de polarização ao longo de toda a fibra. Estudos deste tipo ainda não foram reportados na literatura. A princípio é possível se analisar o estado de polarização através da luz retroespalhada (por espalhamento Rayleigh), tanto no domínio do tempo como no domínio da frequência.

No domínio do tempo, a técnica POTDR pode ser aplicada, permitindo assim a caracterização completa do estado de polarização. Já no domínio da frequência, a técnica POFDR pode ser utilizada, oferecendo uma resolução espacial muito melhor, mas caracterizando apenas a potência em dois modos ortogonais de polarização linear. Apesar de nenhum destes métodos terem sido, até o presente momento, utilizados para medição de birrefringência induzida por pressão, a técnica do OFDR já foi utilizada para sensoriamento



distribuído de temperatura em fibras *Hi-Bi* convencionais (CRUNELLE et al., 2009). Neste caso, o comprimento de batimento é medido ao longo da fibra e diretamente relacionado com o mapa de temperatura. Além disso, a técnica de OFDR já foi utilizada para se caracterizar a birrefringência de fibras microestruturadas do tipo PANDA, assim como a dependência desta com a temperatura (RITARI et al., 2004).

As simulações apresentadas neste capítulo utilizam os parâmetros dados no capítulo anterior e pulsos gaussianos com potência de pico de 1 mW. Para a parte de sensoriamento discreto, os pulsos utilizados apresentavam duração de 10 ns. Para as análises relativas ao POTDR, durações de 100 ps e 10 ns foram consideradas, o que resultava em resoluções espaciais de 2 cm e 2 m, respectivamente, assumindo velocidade de grupo de  $2 \times 10^8$  m/s. Na emulação do POTDR, determinavam-se os campos da luz em pontos discretos ao longo da fibra se propagava uma pequena fração destes campos no sentido contrário (retro-espalhamento) até o início da fibra. Calculavam-se em seguida os componentes do vetor de Stokes para cada um destes pulsos retro-espalhados de forma a obter-se um mapa espacial SOP ao longo da fibra.

## 7.2 SENSORIAMENTO DISCRETO

Esta seção destina-se à simulação dos sensores de pressão discretos, ou seja, sensores que não analisam o parâmetro em questão distribuídamente ao longo de toda a fibra, mas sim medem o respectivo parâmetro pontualmente, em um comprimento definido de fibra.

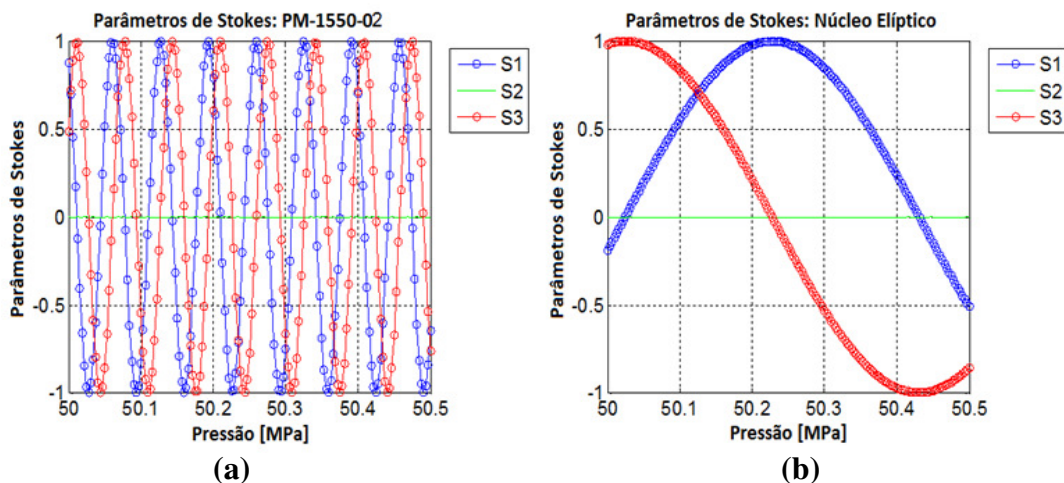
Nas simulações desta seção, são apresentadas as variações do estado de polarização induzidas pela pressão e temperatura, sendo analisadas para a PM-PCF e a fibra de núcleo elíptico, considerando um comprimento fixo de fibra de 10 metros. Neste caso, considera-se o estado de polarização da luz transmitida pela fibra, e não o da luz retro-espalhada, como no caso de sensoriamento distribuído descrito mais adiante. Uma duração de pulso de 10 ns foi considerada em todas as simulações desta seção, pois o software utilizado (SSPROPV) permite somente definir pulsos como sinal de entrada das simulações. Porém, na prática, poderia se usar uma fonte de luz CW (*Continuous Wave*) na entrada da fibra.

Para se analisar as variações de pressão e temperatura, os parâmetros de Stokes ( $S_1$ ,  $S_2$  e  $S_3$ ) são determinados ao invés da potência óptica nas duas polarizações lineares ortogonais. Apesar de este tipo de análise ser mais complexo experimentalmente, evitam-se ambiguidades nas medições que aparecem quando a polarização na saída está alinhada com

um dos eixos de polarização analisado. Como já discutido na seção 6.5, neste caso um aumento da birrefringência resulta na mesma variação de potência detectada que uma diminuição da birrefringência.

A Figura 40a mostra os parâmetros de Stokes como funções da pressão aplicada no intervalo de 50 a 50,5 MPa para a fibra PM-1550-02. A Figura 40b mostra o mesmo para a fibra de núcleo elíptico. Os resultados mostram uma clara diferença na sensibilidade à variação de pressão entre os dois tipos de fibras, sendo que na PM-1550-02 um ciclo completo de SOP é obtido em 0,067 MPa de variação de pressão, enquanto que com a fibra de núcleo elíptico o ciclo completo de SOP necessita de 0,82 MPa de variação de pressão.

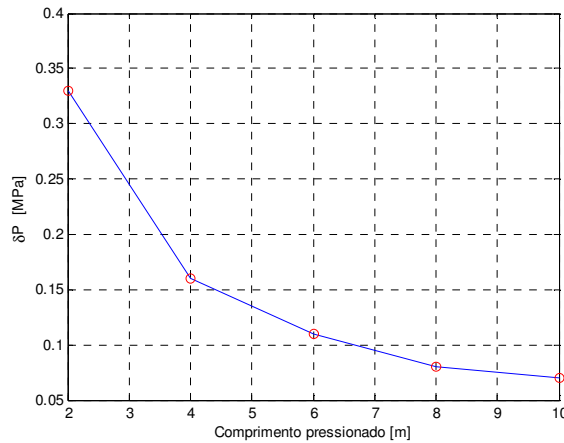
Como um ciclo completo corresponde a uma defasagem relativa de  $2\pi$  entre polarizações ortogonais, e levando-se em conta o comprimento da fibra estudada, obtém-se a partir destes resultados um  $|K_p|$  de  $9,42 \text{ rad/MPa.m}$  e  $0,77 \text{ rad/MPa.m}$  para a PCF e a fibra convencional, respectivamente. Estes valores são próximos daqueles obtidos a partir da derivada de  $B$  com relação à pressão usados como parâmetro de entrada na simulação, indicando consistência nos dados obtidos.



**Figura 40** - Variação dos parâmetros de Stokes em um intervalo de 0,5 MPa para 10 metros da fibra PM-1550-02 (a) e da fibra de núcleo elíptico (b).

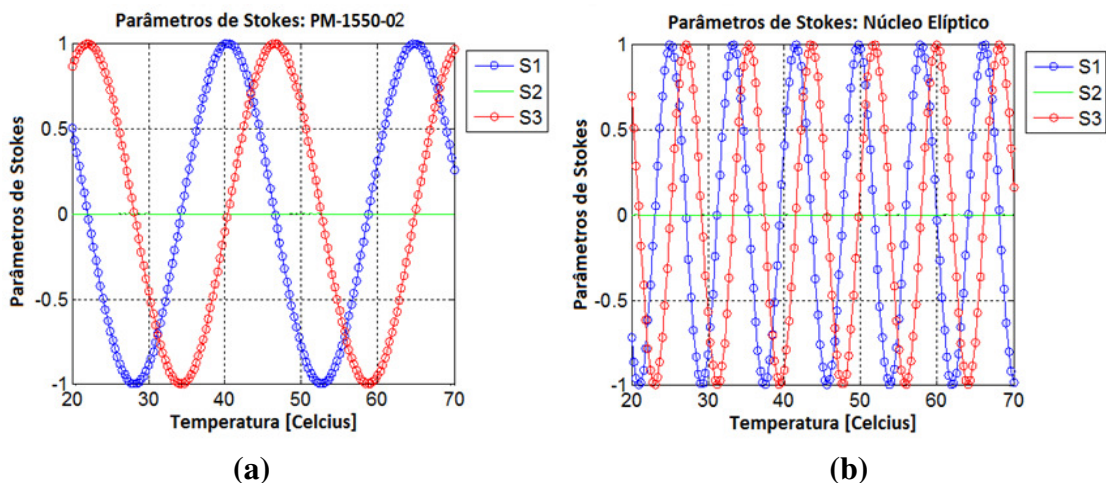
Nota-se que o intervalo de interesse de variação de pressão pode sempre ser colocado dentro de um ciclo completo de SOP, evitando assim ambiguidades nas medições através da escolha do comprimento da fibra. A alta sensibilidade à pressão apresentada pela fibra PM-1550-02 significa que o comprimento necessário de fibra é menor que o da fibra de núcleo elíptico, sendo vantajoso para um sensor de pressão pontual. A Figura 41 demonstra este fato, sendo resultado de uma simulação para a fibra PM-1550-02, analisando-se os

valores de pressão correspondentes a um ciclo de polarização para 2, 4, 6, 8 e 10 metros pressionados:  $\Delta P_{2m} = 0,33 \text{ MPa}$ ;  $\Delta P_{4m} = 0,16 \text{ MPa}$ ;  $\Delta P_{6m} = 0,11 \text{ MPa}$ ;  $\Delta P_{8m} = 0,08 \text{ MPa}$  e  $\Delta P_{10m} = 0,07 \text{ MPa}$ .



**Figura 41** - Variação de pressão ( $\Delta P$ ) necessária para observação de um ciclo completo de polarização em função do comprimento pressionado.

As Figuras 42a e 42b mostram a variação dos parâmetros de Stokes com a temperatura em um intervalo de  $50^\circ\text{C}$  para a fibra PM-1550-02 e a fibra de núcleo elíptico, respectivamente. É possível verificar claramente que a sensibilidade à temperatura da fibra PM-1550-02 é menor do que a sensibilidade da fibra de núcleo elíptico. Enquanto que na fibra de núcleo elíptico um ciclo completo de polarização ocorre para uma variação de temperatura de  $8,1^\circ\text{C}$ , para a PM-1550-02 uma variação de temperatura de  $24,7^\circ\text{C}$  é necessária. Portanto, o problema em sensores de pressão de sensibilidade cruzada com a temperatura pode ser drasticamente reduzido se uma fibra de cristal fotônico for utilizada.



**Figura 42** - Variação dos parâmetros de Stokes com a temperatura em um intervalo de  $50^\circ\text{C}$  para 10 metros da fibra PM-1550-02 (a) e da fibra de núcleo elíptico (b).

### 7.3 SENSORIAMENTO DISTRIBUÍDO

Nesta seção, os sensores de pressão distribuídos serão analisados. Para este tipo de sensor, as técnicas de POTDR e POFDR podem ser utilizadas. O método POTDR consiste em se analisar o SOP de um pulso de luz que é retroespalhado ao longo da fibra por efeito Rayleigh, e relacionar a evolução do SOP à pressão aplicada. A resolução espacial está relacionada com a duração do pulso e deve ser bem menor que o comprimento de batimento da fibra para se permitir a medição de um estado de polarização bem definido.

Nota-se, entretanto, que o comprimento de batimento da PM-1550-02 (aproximadamente 3 mm) é muito menor do que a resolução de um aparato do tipo OTDR (maior do que  $\sim 2$  cm). Portanto, o que o detector medirá é a soma da luz espalhada ao longo de vários comprimentos de batimento, o que efetivamente despolariza a luz detectada, já que a luz espalhada em cada ponto tem uma polarização diferente.

Para ilustrar este fato, foi calculado o grau de polarização, DOP, da luz caso os valores de cada parâmetro de Stokes detectados fossem somados ao longo de uma fibra de comprimento igual a 1 cm. O *DOP* resultante foi 0,00233, valor este que pode estar superestimado devido à amostragem espacial utilizada na soma (distância entre os pontos de espalhamento: 30  $\mu\text{m}$ ). Este resultado indica que o pulso retroespalhado encontra-se bastante despolarizado.

Para se evitar a despolarização, ter-se-ia que considerar uma janela temporal de medição no POTDR muito menor do que  $\delta t = 3 \text{ mm} / 2 \times 10^8 \text{ m/s} = 15 \text{ ps}$ , para obter a resolução necessária para se traçar o gráficos dos parâmetros de Stokes em função do comprimento. Sendo  $\delta t = 15 \text{ ps}$  um valor de tempo muito pequeno, na prática não há, hoje, como a eletrônica oferecer ou processar dados com velocidade adequada. Devido a este fato, o método do POTDR não é viável para se efetuar medições com fibras com birrefringência tão alta e, conseqüentemente, com comprimento de batimento tão pequeno.

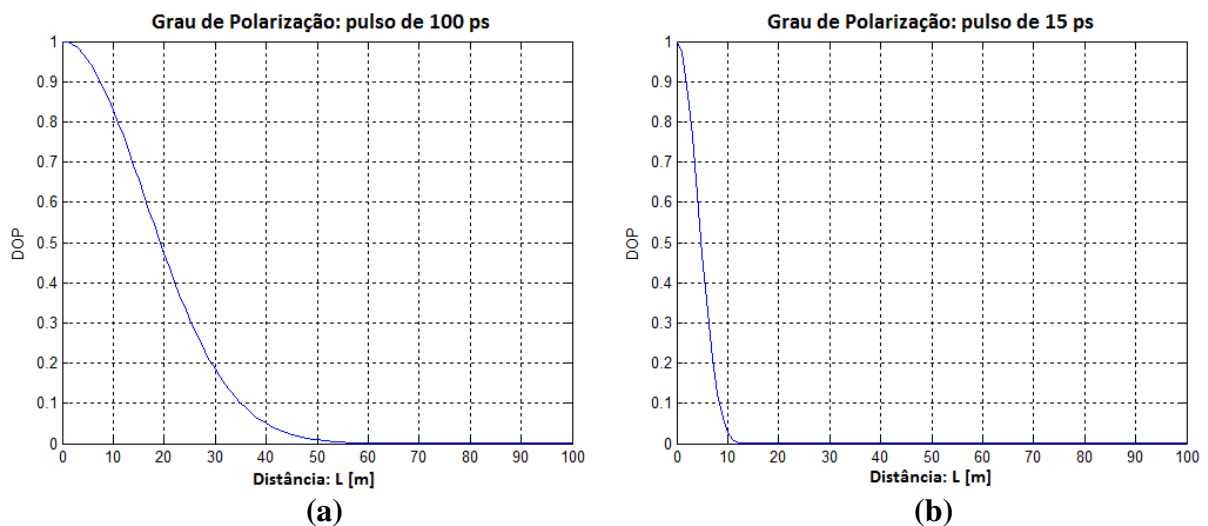
Para um POTDR operando com pulsos de 100 ps (ROGERS, 1981), uma birrefringência de fase menor do que  $3,8 \times 10^{-5}$  seria necessária. Observa-se que este valor aproxima-se da birrefringência da fibra convencional de núcleo elíptico. Com um projeto adequado, PCFs com birrefringências de fase desta ordem e que mantenham a alta sensibilidade à pressão ( $K_P$ ) possivelmente podem ser fabricadas.

No entanto, a birrefringência de grupo também deve ser levada em conta, pois esta tende a possuir um alto valor em fibras de cristal fotônico altamente birrefringentes. Esta birrefringência induz uma varredura de polarização ao longo do pulso. Na detecção do

POTDR, esta varredura resulta efetivamente em uma despolarização que pode comprometer a determinação do SOP.

Nas simulações com a fibra PM-1550-02 observou-se que quando desprezava-se a birrefringência de grupo,  $G = 0$ , o grau de polarização mantinha o valor de  $DOP = 1$  ao longo de toda a fibra, ou seja, o sinal óptico se mantinha totalmente polarizado. Por outro lado, quando a birrefringência de grupo era considerada, o DOP apresentava um decaimento do grau de polarização (DOP) ao longo da fibra. Para pulsos de 100 ps, o DOP chegava praticamente a zero após propagação em apenas 60 metros, como mostra Figura 43a. Como a birrefringência de grupo implica em uma birrefringência de fase dependente do comprimento de onda, a despolarização será mais rápida para pulsos mais curtos (espectralmente mais largos).

A Figura 43b mostra a mesma simulação considerando um pulso de 15 ps. A curva cai a zero em 10 metros, limitando drasticamente o comprimento máximo que pode ser sensoriado a 5 metros (já que a luz retroespalhada percorre duas vezes este comprimento). Ao se projetar uma PCF birrefringente para sensoriamento seria, portanto, também desejável minimizar o parâmetro  $G$ .



**Figura 43** - Curva do DOP em função da distância, para a fibra PM-1550-02, utilizando um pulso de duração de 100 ps (a), e de duração de 15 ps (b).

A técnica de POFDR (*Polarization Optical Frequency Domain Reflectometry*) é uma solução alternativa para o sensoriamento distribuído, capaz de contornar os problemas do POTDR aqui levantados. Como um Laser monocromático é utilizado, não se observa despolarização devido à birrefringência de grupo. Além disso, resoluções de dezenas de

mícrons ao longo de dezenas de metros de fibra têm sido reportadas (SOLLER et al., 2005). Estes fatos favorecem esta técnica à aplicação de sensoriamento de pressão utilizando uma fibra PM-1550-02.

Para testar o uso desta fibra como um sensor distribuído de pressão e quantificar problemas de sensibilidade cruzada com temperatura, as seguintes equações analíticas que relacionam a comprimento de batimento com as variações de pressão e temperatura foram implementadas no *software* Matlab:

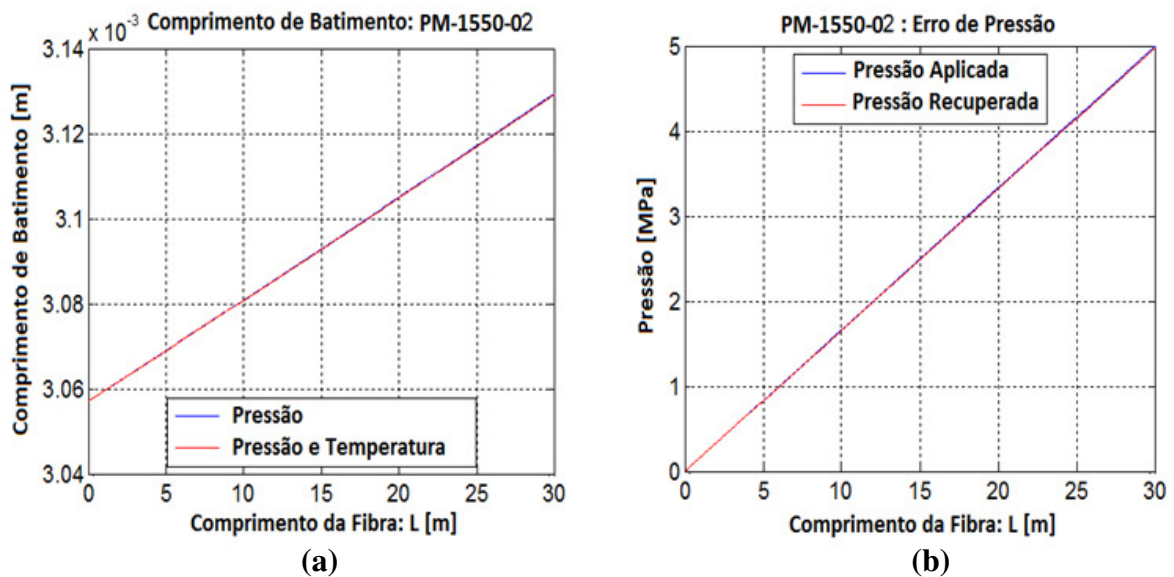
$$B_f = B + \frac{dB}{dP}P_f + \frac{dB}{dT}T_f \quad (59)$$

$$L_{bf} = \frac{\lambda}{B_f} \quad (60)$$

onde  $B_f$  e  $L_{bf}$  são respectivamente os mapas espaciais de birrefringência de fase e de comprimento de batimento obtidos a partir dos mapas de distribuição de pressão,  $P_f$ , e temperatura,  $T_f$ , ao longo da fibra.

O valor do comprimento de batimento foi então determinado ao longo de 30 metros de fibra submetida a um mapa específico de distribuição de temperatura e pressão, a partir das equações (59) e (60). Dois testes foram realizados para cada uma das fibras estudadas. No primeiro, estudava-se a variação do comprimento de batimento apenas com um aumento linear de pressão de 0 a 5 MPa (temperatura mantida constante). No segundo, o mapa de pressão era superposto com um decaimento exponencial de temperatura de 12°C a 6°C com coeficiente de decaimento de 0,0231 m<sup>-1</sup>, sendo este um típico perfil de temperatura (mas não o coeficiente de decaimento) obtido com a profundidade em águas oceânicas, conforme a referência *Universe* (2010).

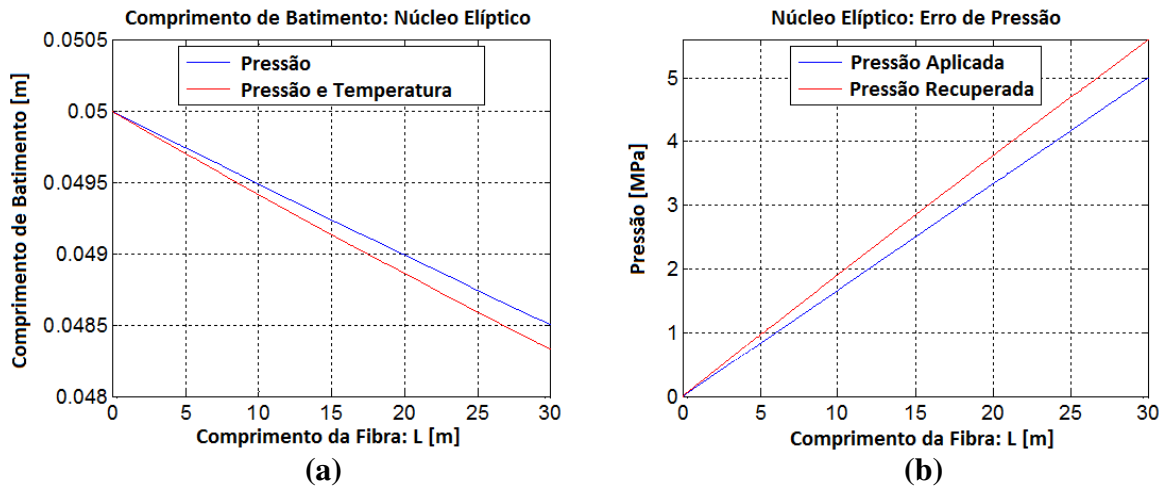
Neste caso, a distribuição de pressão era em seguida recuperada a partir do mapa de comprimentos de batimento utilizando-se as equações (59) e (60) e assumindo-se temperatura constante (último termo da equação constante). Discrepâncias entre as distribuições de pressão aplicada e recuperada são atribuídas à sensibilidade cruzada à temperatura e correspondem ao erro que se obteria em uma medida real, no caso de não se monitorar a variação térmica. A Figura 44 mostra os resultados obtidos para a PM-1550-02 enquanto que a Figura 45 mostra os resultados para a fibra de núcleo elíptico.



**Figura 44** - (a) Comprimento de batimento em função da posição da fibra para uma distribuição linear de pressão (curva azul) e para uma distribuição linear de pressão e uma distribuição exponencial de temperatura (curva vermelha) para a fibra PM-1550-02. (b) Distribuições de pressão aplicada (azul) e recuperada (vermelha) ao longo da fibra PM-1550-02, submetida a variações de pressão e temperatura, sendo esta última desconsiderada na recuperação.

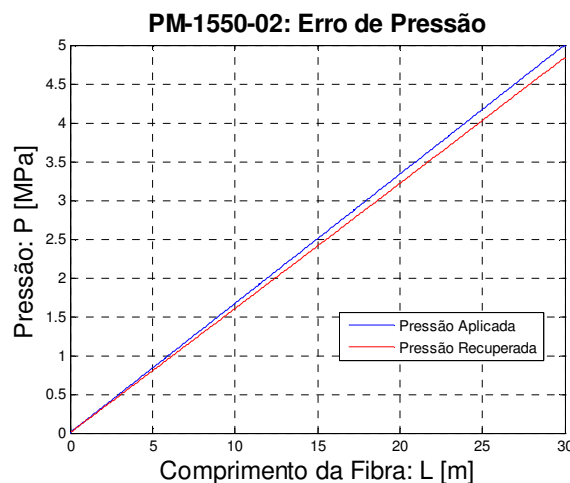
A Figura 44a mostra uma comparação da variação do comprimento de batimento ao longo da fibra PM-1550-02 submetida somente à pressão e submetida simultaneamente a distribuições de pressão e temperatura. Nota-se que as curvas são praticamente idênticas, o que significa que a sensibilidade cruzada à temperatura é pequena, como esperado, induzindo uma alteração no comprimento de batimento de apenas 0,01% para a variação máxima de temperatura de 6°C. Este fato é confirmado pela Figura 44b, a qual compara a distribuição de pressão aplicada com a recuperada do mapa de comprimentos de batimento, ignorando as variações de temperatura. Um erro máximo de 0,0162 MPa (0,3%) é obtido na saída da fibra, onde a temperatura variou de 6°C.

As figuras 45a e 45b mostram os resultados equivalentes às figuras 44a e 44b, para a fibra de núcleo elíptico. A sensibilidade cruzada à temperatura é evidente e induz um erro na pressão recuperada de até 0,594 MPa (12%). Portanto, verifica-se que o valor do erro de pressão para a fibra PM-1550-02 e para o caso analisado é 37 vezes menor do que na fibra de núcleo elíptico, concluindo-se que a utilização da fibra PM-1550-02 é mais adequada para sensoriamento distribuído de pressão, evitando assim a sensibilidade cruzada à temperatura.



**Figura 45** - (a) Comprimento de batimento em função da posição da fibra para uma distribuição linear de pressão (curva azul) e para uma distribuição linear de pressão e uma distribuição exponencial de temperatura (curva vermelha) para a fibra de núcleo elíptico. (b) Distribuições de pressão aplicada (azul) e recuperada (vermelha) ao longo da fibra de núcleo elíptico, submetida a variações de pressão e temperatura, sendo esta última desconsiderada na recuperação.

Para análise dos limites toleráveis de variação de temperatura em um sensor distribuído de pressão não compensado baseado na PCF, foi analisado também o erro de medição para a pressão recuperada utilizando-se a fibra PM-1550-02, conforme Figura 46, considerando agora um decaimento exponencial da temperatura de 120°C para 20°C, ou seja, uma diferença de temperatura de  $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ .



**Figura 46** - Distribuições de pressão aplicada (azul) e recuperada (vermelha) ao longo da fibra PM-1550-02, submetida a variações de pressão e temperatura ( $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ ).

Para um  $\Delta T = 100^\circ\text{C}$ , o erro de pressão encontrado foi de 0,15 MPa (3,3%), ainda considerado baixo se for comparado ao erro de pressão de 12% encontrado para a fibra de núcleo elíptico com  $\Delta T$  de apenas  $6^\circ\text{C}$ , confirmando que a fibra PM-1550-02 realmente



possui uma baixa sensibilidade cruzada da medição da pressão em relação à variação de temperatura.

Para o sensoriamento utilizando um POFDR, é interessante relacionar a resolução espacial oferecida pela técnica e o erro induzido por esta na determinação da pressão. Uma medida de comprimento de batimento no POFDR corresponde-se a determinar a distância entre dois máximos de potência em uma das polarizações retro-espalhadas. Se a resolução espacial do POFDR induz um erro  $\varepsilon$  na determinação de cada ponto, o erro na determinação de um  $L_b$  será  $2\varepsilon$ . Entretanto, este erro é o mesmo se determinamos a distância entre dois máximos separados por  $m$  comprimentos de batimento ( $m = 1, 2, 3\dots$ ). Neste caso podemos definir uma resolução espacial para a medida  $\Delta L = mL_b$ , que melhora o erro na determinação de  $L_b$  para:

$$\delta L_b = \frac{2\varepsilon}{m} = 2\varepsilon \frac{L_b}{\Delta L} \quad (61)$$

Por outro lado, é possível escrever:

$$\frac{\delta L_b}{\delta P} \cong \frac{dL_b}{dP} = \frac{dL_b}{dB} \frac{dB}{dP} \quad (62)$$

onde  $\delta P$  é o erro obtido na pressão.

Substituindo-se as equações (34), (55) e (61) na equação (62), com os devidos ajustes matemáticos, temos a seguinte relação do erro de pressão com o comprimento de batimento:

$$\delta P = \frac{-2\pi \cdot (2\varepsilon)}{K_p \cdot m} \times \frac{1}{L_b^2} \quad (63)$$

A equação (63) permite fazer algumas observações: primeiramente, se há a necessidade de se possuir uma grande precisão no valor da pressão (pequeno erro de pressão  $\delta P$ ), o valor de  $m$  deve ser elevado e, portanto, perde-se em resolução espacial. Obviamente, o inverso também pode ser considerado. Segundo, nota-se que o erro de pressão diminui com o quadrado do comprimento de batimento, mostrando que se deve trabalhar idealmente com uma fibra de birrefringência relativamente baixa, porém, com uma grande variação de

birrefringência com a pressão (alto valor de  $K_P$ ). Naturalmente, um alto valor de  $L_b$  significa novamente a perda de resolução espacial. Em todo caso, a perda de resolução espacial é linear com  $L_b$  enquanto que a redução do erro em pressão é quadrática.

Para exemplificar numericamente a aplicação da expressão (63), são considerados os parâmetros  $K_P$  (constante de sensibilidade) e  $L_b$  (comprimento de batimento) das fibras PM-1550-02 e Núcleo Elíptico, e a resolução espacial de 22  $\mu\text{m}$  obtida nos experimentos de Soller et al. (2005), utilizando um OFDR. Inserindo estes parâmetros na expressão e considerando uma resolução espacial na medida de pressão ( $\Delta L$ ) de 1 metro, temos um erro de pressão para a fibra PM-1550-02 de  $9,52 \times 10^{-3}$  MPa, sendo que para a fibra de núcleo elíptico a estimativa do erro de pressão apresentou o valor de  $7,18 \times 10^{-3}$  MPa.

Fazendo-se a mesma análise para uma resolução 10 cm, temos um erro de pressão para a fibra PM-1550-02 de  $9,52 \times 10^{-2}$  MPa, e de  $7,18 \times 10^{-2}$  para a fibra de núcleo elíptico. Ou seja, como pode ser visto pela expressão, quanto menor a resolução espacial considerada, maior é o valor da estimativa do erro de pressão. Também é possível se observar que, devido à fibra de núcleo elíptico possuir uma birrefringência menor e conseqüentemente um comprimento de batimento maior, o valor da estimativa do erro de pressão é menor com relação à fibra PM-1550-02.

## 8 CONCLUSÕES

Esta dissertação teve como objetivo analisar e modelar uma fibra óptica microestruturada mantenedora de polarização sendo utilizada como um sensor de variação de pressão, tanto no modo discreto como no distribuído. As análises relativas à sensibilidade à pressão e temperatura foram feitas para a fibra PM-1550-02 e, para efeito de comparação, para uma fibra de núcleo elíptico, sendo esta última uma fibra *Hi-Bi* convencional. Para as simulações de sensoriamento discreto e de sensoriamento distribuído usando a técnica de POTDR, foi utilizado o *software* SSPROPV, que resolve a CNLSE através do método do Split-Step Fourier, para o modelamento numérico das fibras consideradas nesta dissertação.

Neste trabalho foram apresentadas inicialmente as principais características das fibras ópticas convencionais, bem como o fenômeno de reflexão interna total, dispersão e efeitos não lineares. Também foram estudadas a polarização da luz e suas principais características, tipos, principais meios de representação e birrefringência. Posteriormente, as fibras mantenedoras de polarização convencionais foram brevemente apresentadas.

Em seguida, as fibras ópticas microestruturadas foram analisadas, bem como seus tipos, características, aplicações e vantagens em relação às fibras convencionais. Foi introduzido também o guiamento da luz pelo fenômeno do *Bandgap* Fotônico e, em seguida, apresentadas as fibras microestruturadas mantenedoras de polarização.

Posteriormente, foram apresentados os sensores baseados em fibras ópticas, mostrando seus principais tipos e métodos de funcionamento, expondo também suas vantagens em relação aos sensores elétricos convencionais. As técnicas de medição de OTDR, POTDR e POFDR foram explicadas e discutidas em seguida.

O modelamento da propagação da luz em uma fibra birrefringente com base na solução numérica da equação CNLSE utilizando o método Split-Step Fourier foi então apresentado e discutido, assim como os parâmetros das fibras modeladas e os parâmetros de simulação utilizados.

Finalmente, foram feitas diversas comparações entre uma fibra óptica mantenedora de polarização microestruturada (PM-1550-02) e uma fibra convencional de núcleo elíptico. A partir dos resultados, confirmou-se que a sensibilidade à pressão da PM-1550-02 é significativamente maior do que da fibra convencional, sendo sua sensibilidade à temperatura bem menor. O uso de uma fibra microestruturada do tipo analisado para

sensoriamento de pressão pode, portanto, evitar uma sensibilidade cruzada entre estes dois parâmetros ambientais.

Para sensoriamento discreto de pressão, os resultados mostraram uma evidente diferença na sensibilidade à variação de pressão entre os dois tipos de fibras considerados, sendo que para 10 m de fibra PM-1550-02 um ciclo completo de SOP é obtido em 0,067 MPa de variação de pressão, enquanto que com a fibra de núcleo elíptico o ciclo completo de SOP necessita de 0,82 MPa de variação de pressão.

A utilização de uma fibra óptica de cristal fotônico altamente birrefringente para sensoriamento distribuído de pressão foi também analisada usando-se parâmetros obteníveis com as técnicas de medição distribuída POTDR e POFDR. O método POTDR se mostra inviável para utilização com a fibra *Hi-Bi* microestruturada estudada, pois não fornece a resolução espacial necessária para se analisar a evolução do SOP ao longo da fibra. Devido ao fato que o comprimento de batimento da PM-1550-02 (aproximadamente 3 mm) é muito menor do que a resolução do OTDR (maior do que ~2 cm), ocorre uma efetiva despolarização da luz retroespalhada. Isto ocorre porque o que o detector medirá é a soma da luz espalhada ao longo de vários comprimentos de batimento, o que efetivamente despolariza a luz detectada, já que a luz espalhada em cada ponto tem uma polarização diferente. Esse problema seria resolvido com um detector com uma resolução temporal melhor do que 15 ps, o que se torna inviável pois não há eletrônica atualmente que seja suficientemente rápida. Além disso, demonstrou-se que a birrefringência de grupo leva também a uma despolarização do pulso que aumenta com a distância propagada, limitando os máximos comprimentos mensuráveis.

Já o POFDR apresenta uma excelente resolução espacial (dezenas de microns), podendo, portanto, se beneficiar da alta sensibilidade à pressão e baixa sensibilidade à temperatura observada na fibra microestruturada estudada. Foram modeladas equações analíticas que relacionam a mudança do comprimento de batimento em função da distância com a distribuição de pressão e temperatura. A sensibilidade cruzada à temperatura na fibra de núcleo elíptico é muito mais aparente do que na fibra PM-1550-02 e induziu, no caso estudado, um erro na pressão medida de 0,594 MPa (12%), sendo que o valor do erro de pressão para a fibra PM-1550-02 era 37 vezes menor. Conclui-se que a utilização da fibra PM-1550-02 é mais adequada para sensoriamento distribuído de pressão, evitando assim a sensibilidade cruzada à temperatura.

A relação entre erro na pressão medida e resolução espacial em uma medida de POFDR foi estudada, revelando que se houver a necessidade de uma grande precisão no valor

da pressão (erro pequeno na pressão), perde-se em resolução espacial. Notou-se também que o erro na pressão diminui com o quadrado do comprimento de batimento, mostrando que se deve trabalhar idealmente com uma fibra de birrefringência relativamente baixa, porém, com uma grande variação de birrefringência com a pressão (alto valor de  $K_p$ ). Obviamente, um alto valor de  $L_b$  significa novamente a perda de resolução espacial.

**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

- AGRAWAL, G. P. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Rochester: Academic Press, 2001a.
- AGRAWAL, G. P. *Fiber-Optic Communications Systems*. 3. ed. Rochester: John Wiley & Sons, 2002.
- AGRAWAL, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. 3. ed. Rochester: Academic Press, 2001b.
- BARUH, S.; *Estudos das Perdas Dependentes da Polarização no Anel de Recirculação Óptico*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2006.
- BAILEY, D.; WRIGHT, E.; *Practical Fiber Optics*. Oxford: Newnes, 2003.
- BECKER, P. C.; OLSSON, N. A.; SIMPSON, J. R.; *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technologies*. San Diego: Academic Press, 1997.
- BEHERA, M. D.; ROY, P. S.; Lidar remote sensing for forestry applications: The Indian context, *Current Science*, v. 83, n. 11, p. 1320-1328, 2002.
- BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSEL, P. St. J.; ATKIN, D. M.; All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, *Optics Letters*, v. 21, n. 19, p. 1547-49, 1996.
- BJARKLEV, A.; BROENG, J.; BJARKLEV, A. S. *Photonic Crystal Fibres*. Massachusetts: Kluwer Academic Publishers, 2003.
- BLAZEPHOTONICS; *Polarisation Maintaining PCF*. Disponível em: <<http://www.blazephotonics.com>>. Acesso em 10 ago. 2008.
- BOCK, J. W.; CHEN J.; EFTIMOV, T.; URBANCZYK, W.; A Photonic Crystal Fiber Sensor for Pressure Measurements, *IEEE*, v. 55, n. 4, p. 1119-23, 2006.
- BOZOLAN, A.; *Geração de Supercontínuo em Fibra Óptica de Cristal Fotônico com Núcleo de Água*. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Telecomunicações) – Universidade Presbiteriana Mackenzie, São Paulo, 2007.
- BRODSKY, M.; FRIGO, N. J.; TUR, M.; *Polarization Mode Dispersion*. In: I. P. Kaminow; T. Li; A. E. Willner (Ed.), *Optical Fiber Telecommunications V*. California: Academic Press, 2008.
- BUCK, J. A. *Fundamentals of Optical Fibers*. New York: John Wiley & Sons, 1995.
- CLAUS, R. O.; AGUERRI, F.; MATIAS, I; Optical Fiber Sensors. In: BASS, M. (Ed.), *Fiber Optics Handbook*. McGraw-Hill, 2002.

CORDEIRO, C. M. B. et al; *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, n. 18, p. 3075-3081, 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.

CRUNELLE, C. et al.; Distributed Temperature Sensor Interrogator Based on Polarization-Sensitive Reflectometry, *IEEE Sensors Journal*, v. 9, n. 9, p. 1125-29, set. 2009.

CULSHAW, B.; Optical Fiber Sensor Technologies: Opportunities and - Perhaps - Pitfalls, *Journal of lightwave technology*, v. 22, n. 19, p. 39-50, 2004.

DECUSATIS, C.; *Fiber Optic Essentials*. San Diego: Elsevier Academic Press, 2006.

DUTTON, H. J. R.; Understanding Optical Communications, *IBM Corporation*, 1 ed., 1998.

ELLISON J. G.; SIDDIQUI A. S.; Estimation of linear birefringence suppression in spun fiber using POTDR, *Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO 98)* paper CTh 057, p. 75-9, 1998.

GAHIR, H. K.; KHANNA, D.; Design and development of a temperature-compensated fiber optic polarimetric pressure sensor based on photonic crystal fiber at 1550 nm, *Applied Optics*, v. 46, n. 8, p. 1184-89, 2007.

GISIN N. et al; Polarization Mode Dispersion of short and long single-mode fibers, *Journal of lightwave technology*, n. 9, p. 821-7, 1991.

GISIN N.; PASSY R.; WELD von der, J. P.; Definition and measurements of PMD: interferometric versus fixed analyzer methods, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, n. 6, p. 730-2, 1994.

HARTOG, A. H.; PAYNE, D. N.; CONDUIT, A. J.; Polarisation measurements on monomode fibres using optical time-domain reflectometry, *IEE Proc.*, v. 128, n. 3, p. 168-170, jun. 1981.

IIZUKA, K. *Elements of Photonics*. New York: John Willey & Sons, 2002.

JOANNOPOULOS, J. D. et al; *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. 2 ed. New Jersey: Princeton University Press, 2008.

JONES, R. C.; A New Calculus for the Treatment of Optical Systems, *J. Opt. Soc. Am.*, v. 31, p. 493-95, 1941.

KAMINOW, I. P.; Polarization in Optical Fibers, *Journal of Quantum Electronics*, v. 17, n. 1, p. 15-22, 1981.

KASHYAP, R.; *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999.

- KEISER, G. *Optical Fiber Communications*. 2. ed. Singapore: McGraw-Hill, 1991.
- KNIGHT, J. C.; Photonic Crystal Fibres, *Nature*, v. 424, p. 847-851, ago. 2003.
- LEE, B.; Review of the present status of optical fiber sensors, *Optical Fiber Technology*, n. 9, p. 57-79, 2003.
- MARCUSE, D.; MENYUK, C. R.; WAI, P. K. A.; Application of the Manakov-PMD Equation to Studies of Signal Propagation in Optical Fibers with Randomly Varying Birefringence, *Journal of Lightwave Technology*, v. 15, n. 9, p. 1735-46, set. 1997.
- MARTINS, E. R.; *Modelagem de Geração de Luz Supercontínua*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.
- MATOS, C. J. S. de; BOZOLAN, A.; CORDEIRO, C. M. B.; SANTOS, E. M. dos; TRAVERS, J.; Supercontinuum generation in a water-core photonic crystal fiber, *Optics Express*, v. 16, n. 13, p. 9671-9676, 2008.
- MENYUK, C. R.; Nonlinear Pulse Propagation in Birefringent Optical Fibers, *Journal of Quantum Electronics*, v. 23, n. 2, p. 174-176, fev. 1987.
- MURPHY, T. E.; *Split-Step Fourier Propagation Software (SSPROP)*, 2007. Disponível em: < <http://www.photonics.umd.edu/software/ssprop/vector.html> >. Acesso em 15 ago. 2009.
- NASILOWSKI, T. et. al.; Temperature and pressure sensitivities of the highly birefringent photonic crystal fiber with core asymmetry, *Applied Physics B – Laser and Optics*, n. 81, p. 325-331, 2005.
- ONO T. *et al*; Polarization control method for suppressing polarization mode dispersion influence in optical transmission systems, *Journal of Lightwave Technology*, n. 12, p. 891-8, 1994.
- PETROBRÁS. *Soluções tecnológicas para a preservação ambiental*. Disponível em: < [http://www2.petrobras.com.br/portal/meio\\_ambiente.htm](http://www2.petrobras.com.br/portal/meio_ambiente.htm) >. Acesso em 10 mar. 2009a.
- PETROBRÁS. *Tecnologia: Produção em águas profundas*. Disponível em: <[http://www2.petrobras.com.br/portugues/ads/ads\\_Tecnologia.html](http://www2.petrobras.com.br/portugues/ads/ads_Tecnologia.html)>. Acesso em 10 mar. 2009b.
- POOLE, C.; WAGNER, R.; Phenomenological approach to polarization dispersion in long single-mode fibers, *Electronic Letters*, n. 22, p. 1029-30, 1986.
- RAJAR, M. Y. A.; ARABASI, S. K.; Design and simulations of a dynamic polarization-mode dispersion compensator for long-haul optical networks, *Optics Express*, v. 11, n. 10, p. 1166-74, 2003.
- RIBEIRO, J. A. J. *Comunicações Ópticas*. São Paulo: Editora Érica, 2003.
- RITARI, T. et al.; Experimental study of polarization properties of highly birefringent photonic crystal fibers, *Optics Express*, v. 12, n. 24, p. 5931-5939, 2004.



ROGERS, A. J.; Polarization-optical time-domain reflectometry: a new technique for the measurement of field distributions, *Applied Optics*, n. 20, p. 1060-74, 1981.

ROGERS, A. J.; Distributed Optical-Fiber Sensing. In: HIGUERA J. M. L. (Ed.), *Handbook of Optical Fiber Sensing Technology*. John Wiley & Sons, 2002.

ROSS, J. N.; Birefringence measurements in optical fibers by POTDR, *Applied Optics*, n. 21, p. 3489-95, 1981.

RUSSELL, P. St. J.; Photonic-crystal fibers, *Journal of Lightwave Technology*, v. 24, n. 12, p. 4729-49, dez. 2006.

SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. *Fundamentals of Photonics*. New York: John Wiley & Sons, 1991.

SCHREIBER, T. et al. Stress-induced single-polarization single-transverse mode photonic crystal fiber with low nonlinearity, *Optics Express*, v. 13, n. 19, p. 7621-30, 2005.

SHINDE, Y. S.; GAHIR, H. K.; Dynamic Pressure Sensing Study Using Photonic Crystal Fiber: Application to Tsunami Sensing, *IEEE*, v. 20, n. 4, p. 279-281, 2008.

SOLLER, B. J. et al.; High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies, *Optics Express*, v. 13, n. 2, p. 666-674, 2005.

SUZUKI, K. et. al.; Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber, *Optics Express*, v. 9, n. 13, p. 676-680, 2001.

SZPULAK, M.; MARTYNKIEN, T.; URBANCZYK, W.; Effects of hydrostatic pressure on phase and group modal birefringence in microstructured holey fibers, *Applied Optics*, v. 43, n. 24, p. 4739-44, 2004.

TAJIMA, K.; ZHOU, J.; NAKAJIMA, K.; SATO, K.; Ultralow loss and long length photonic crystal fiber, *Journal of Lightwave Technology*, v. 22, n. 1, p. 7-10, 2004.

UNIVERSE, Windows to the. *Temperature of Ocean Water*. Disponível em:  
< <http://www.windows2universe.org/earth/Water/temp.html>>. Acesso em 23 mar. 2010.

VPI PHOTONICS UNIVERSITY PROGRAM. *Introduction to Fiber Optic Communications Systems*. Holmdel, v. 4, p. 1-10, 2006.

WEGMULLER, M.; LEGRÉ, M.; GISIN, N.; Distributed beatlength measurement in single-mode fibers with optical frequency-domain reflectometry, *Journal of Lightwave Technology*, v. 20, n. 5, p. 828-835, 2002.

YAMAMOTO, T.; KUBOTA, H.; KAWANISHI, S.; Supercontinuum generation at 1.55  $\mu\text{m}$  in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber, *Optics Express*, v. 11, n. 13, p. 1537-40, 2003.

YIN, S.; RUFFIN, P. B.; YU, F. T. S.; *Fiber Optic Sensors*. 2. ed. New York: CRC Press, 2008.

ZHANG, Z.; BAO, X.; Distributed optical fiber vibration sensor based on spectrum analysis of Polarization-OTDR system, *Optics Express*, v. 16, n. 14, p. 10240-47, 2008.

ZHOU, Y. R.; HANDEREK, V. A.; ROGERS, A. J.; Computational POTDR for measurement of the spatial distribution of PMD in optical fiber, *Proc. OFMC 97*, p. 126-9, 1997.

ZOLLA, F. et al. *Foundations of Photonic Crystal Fibres*. London: Imperial College Press, 2005.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)