

**UNIVERSIDADE PRESBITERIANA MACKENZIE**

ALEXANDRE BOZOLAN DOS SANTOS

GERAÇÃO DE SUPERCONTÍNUO EM FIBRA ÓPTICA DE CRISTAL  
FOTÔNICO COM NÚCLEO DE ÁGUA

SÃO PAULO  
2007

# **Livros Grátis**

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

Milhares de livros grátis para download.

ALEXANDRE BOZOLAN DOS SANTOS

GERAÇÃO DE SUPERCONTÍNUO EM FIBRA ÓPTICA DE CRISTAL  
FOTÔNICO COM NÚCLEO DE ÁGUA

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

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

São Paulo  
2007

**Quanto melhor é adquirir a  
sabedoria do que o ouro! E quanto  
mais excelente adquirir a prudência  
do que a prata!**

**Provérbios 16:16**

# Agradecimentos

A Deus, toda a honra e toda a glória.

A minha esposa Sandra pelo amor e paciência nos momentos mais difíceis.

A minha mãe por sempre acreditar em meu potencial.

Ao meu orientador Christiano, pelas suas brilhantes idéias e pelas críticas que ajudaram a me tornar um pesquisador.

Aos professores Sérgio Szpigel pela ajuda nas simulações e Thoróh pelas aulas, dicas e explicações.

Aos colegas do Laboratório de Fotônica do Mackenzie, especialmente Lúcia e Joaquim (obrigado pela ajuda técnica).

Ao amigo Jackson pelo apoio financeiro (valeu JACKPESQUISA!!!).

Às agências CAPES, FINEP, e MACKPESQUISA, pelo suporte financeiro.

Ao professor Cristiano M. B. Cordeiro e aos pesquisadores Eliane e Giancarlo do Laboratório de Fenômenos Ultra-rápidos do Instituto de Física Gleb Wataghin da UNICAMP.

Aos professores Cid B. Araújo e Leonardo Menezes da Universidade Federal de Pernambuco.

E ao meu filho Thomas por ser minha principal fonte de inspiração.

# RESUMO

Fibras de cristal fotônico (PCF's) são fibras ópticas cujo núcleo é cercado por uma matriz regular de buracos, responsável pelo confinamento e guiamento da luz. Esta nova arquitetura abre novas perspectivas no desenvolvimento de aplicações não-lineares, muitas das quais são baseadas na alta eficiência com que o alargamento espectral não-linear conhecido como geração de supercontínuo é obtido em *PCF's* de núcleo sólido. Outra característica das fibras de cristal fotônico é que sua estrutura pode ser preenchida com líquidos e gases, que então interagem eficientemente com a luz guiada. A possibilidade de se obter a geração de supercontínuo em uma fibra de cristal fotônico cujo núcleo é preenchido com líquidos altamente não-lineares foi teoricamente estudado recentemente. A inserção de líquidos nas *PCF's* introduz um novo grau de liberdade, aumentando a eficiência com que os efeitos não-lineares podem ser gerados. Esta dissertação descreve um trabalho experimental no qual é demonstrada a geração de supercontínuo em uma *PCF* cujo núcleo foi preenchido seletivamente com água destilada. Obteve-se um alargamento máximo de 503nm medido, a -20dB, com o bombeio de pulsos de femtossegundos em 976nm. A comparação com o espectro obtido com o bombeio em 800nm e em amostras volumétricas demonstram que tanto a baixa dispersão no comprimento de onda de bombeio quanto o guiamento dos pulsos são cruciais para a obtenção do largo espectro observado. Simulações e análises numéricas foram também realizadas para complementar o estudo.

# ABSTRACT

Photonic crystal fibers (PCFs) are optical fibers whose core is surrounded by a regular matrix of holes that is responsible for light confinement and guidance. This new architecture opens new perspectives in the development of nonlinear applications, many of which are based upon the high efficiency with which nonlinearity-driven spectral broadening known supercontinuum generation is obtained in solid-core PCFs. Another asset of PCFs is that their structure can be filled with liquids or gases, which then efficiently interact with the guided light. The possibility of obtaining supercontinuum generation in a PCF whose core is filled with highly nonlinear liquids has been recently theoretically studied. The insertion of liquids in PCFs introduces a new degree of freedom with which the efficiency of nonlinear effects can be maximized. This dissertation describes experimental work, in which the generation of a supercontinuum spectrum is demonstrated in a PCF whose hollow core was selectively filled with distilled water. A maximum broadening of 503nm, measured at -20dB, was obtained with femtosecond pulse pumping at  $\lambda=976\text{nm}$ . The comparison with spectra obtained with a 800nm pump and with bulk samples demonstrate that both a low dispersion at the pump wavelength and pump guidance are crucial for the broad output spectrum obtained. Numerical simulations and analyses were also undertaken to complement the study.

# LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Estrutura de uma fibra óptica padrão em telecomunicações [3].	21
Figura 2 - a) fibra óptica monomodo b) fibra óptica multimodo [3].	22
Figura 3 - Raio de luz no núcleo de uma fibra óptica sendo refratado (vermelho) e refletido (azul) [3].	23
Figura 4- Raio de luz sofrendo reflexão interna total no núcleo de uma fibra óptica [3].	24
Figura 5 – Acoplamento da luz em uma fibra óptica [3].	25
Figura 6 - Atenuação em dB/km em função do comprimento de onda em fibras ópticas padrão.	28
Figura 7 – a) borboleta Morpho Rhetenor b) detalhe da estrutura da asa c) imagem da asa feita por um microscópio eletrônico [14].	30
Figura 8 – a) rato marinho b) espinhos do rato c) sessão transversal dos espinhos [13].	30
Figura 9 – Diferentes estruturas de PCF de núcleo sólido [17-19].	31
Figura 10 – Geração de supercontínuo em PCF's de núcleo sólido [20,21].	33
Figura 11 – a) PCF de núcleo oco comercializada pela Crystal-Fibre b) PCF de núcleo oco fabricada na Universidade de Bath. [19,20].	34
Figura 12 – Ilustração da luz se propagando no núcleo de uma fibra de Band Gap fotônico [23].	36
Figura 13 – a) Pulso antes da propagação na fibra, b) pulso depois de se propagar na fibra [3].	46



Figura 14 – a) Perfil temporal do pulso incidente, b) mudança da frequência instantânea do pulso transmitido, c) Pulso atravessando um meio material com índice de refração não-linear positivo [29].....	50
Figura 15 – (a) Evolução da forma do pulso e (b) evolução do espectro óptico no regime de dispersão normal. (c) Evolução da forma do pulso e (d) evolução do espectro óptico no regime de dispersão anômala [28].....	52
Figura 16 – a) Propagação de um pulso solitônico de ordem 1 no domínio do tempo, b) propagação de um pulso solitônico de ordem 1 no domínio da frequência [35].....	54
Figura 17 – a) Propagação de um pulso solitônico de ordem 3 no domínio do tempo, b) propagação de um pulso solitônico de ordem 3 no domínio da frequência [35]....	55
Figura 18 – Alargamento espectral obtido em amostra volumétrica de água [31].....	58
Figura 19 – Montagem experimental para geração de supercontínuo em amostra volumétrica de água. ....	59
Figura 20 – a) Luz branca sendo gerada na água dentro da cubeta. b) Contínuo cobrindo toda a região visível do espectro na saída da cubeta.....	60
Figura 21 – Espectro da geração de luz branca em bulk (água) para diferentes potências. ....	61
Figura 22 – Alargamento espectral obtido com fibras ópticas convencionais [33]. ...	63
Figura 23 – Espectro do primeiro supercontínuo gerado com uma PCF de núcleo sólido [34].....	64
Figura 24 – Simulação numérica da geração de supercontínuo em PCF de núcleo sólido [35].....	66
Figura 25 – Montagem experimental da geração de supercontínuo em PCF com núcleo de água.....	69

Figura 26 – PCF de núcleo oco utilizada nos experimentos de geração de supercontínuo.....	69
Figura 27 – Imagens feitas por um microscópio da ponta de uma PCF de núcleo oco antes (a) e após (b) ser aplicado um arco-voltáico que fecha os buracos da casca. 70	
Figura 28 – a) Inserção seletiva da água no núcleo da PCF de núcleo oco através de pressão. b) Formação de uma gota de água na ponta da fibra.....	72
Figura 29 – Simulação numérica da geração de supercontínuo utilizando uma PCF com núcleo de disulfeto de carbono [39].....	73
Figura 30 – Curva teórica (azul) e experimental (pontos) da dispersão cromática da água em função do comprimento de onda [41]. .....	74
Figura 31 – Gráfico da atenuação da água em função do comprimento de onda [42] .....	75
Figura 32 – Imagem da saída da PCF com núcleo de água no início da série de medidas para $\lambda=800\text{nm}$ e potência média acoplada de $5,8\mu\text{W}$ .....	77
Figura 33 – Alargamento espectral obtido para $\lambda=800\text{nm}$ utilizando uma PCF com núcleo de água.....	79
Figura 34 – Imagem da saída da PCF após a série de medidas.....	79
Figura 35 – Alargamento espectral obtido com $\lambda=976\text{nm}$ utilizando PCF com núcleo de água. ....	81
Figura 36 – Comparação entre o espectro obtido com $\lambda=976\text{nm}$ e $59,7\mu\text{W}$ de potência média e espectro de transmissão ao longo de uma coluna de água de comprimento igual ao da fibra utilizada. ....	82
Figura 37 – Comparação entre o alargamento espectral obtido com $\lambda=800\text{nm}$ (a) e $\lambda=976\text{nm}$ (b) com uma potência média de $\sim 60\mu\text{W}$ .....	83

Figura 38 – Comparação do alargamento espectral gerado com uma PCF de núcleo oco com e sem água em seu núcleo.....	84
Figura 39 – Imagem da saída da PCF com núcleo de ar. ....	85
Figura 40 – Alargamento espectral obtido em amostra volumétrica de água para $\lambda=800\text{nm}$ . ....	86
Figura 41 – Alargamento espectral obtido em amostra volumétrica de água para $\lambda=976\text{nm}$ . ....	87
Figura 42 – a) Alargamento espectral obtido utilizando PCF com núcleo de água (a) e amostra volumétrica de água (b) com $\lambda=800\text{nm}$ . ....	88
Figura 43 – a) Alargamento espectral obtido utilizando fibra microestruturada com núcleo de água.....	89
Figura 44 – Ilustração do método Split-Step Fourier em uma fibra óptica.....	92
Figura 45 – Evolução espectral com comprimento de fibra da simulação numérica da geração do supercontínuo para $\lambda=800\text{nm}$ e potência de pico de $0,97 \times 10^6 \text{W}$ . ....	94
Figura 46 – a) Supercontínuo gerado experimentalmente com bombeio de $\lambda=800\text{nm}$ em uma fibra de cristal fotônico com núcleo de água b) Simulação da geração do supercontínuo utilizando o método Split-Step Fourier para $\lambda=800\text{nm}$ .....	95
Figura 47 – Evolução espectral com comprimento de fibra da simulação numérica da geração do supercontínuo para $\lambda=976\text{nm}$ e potência de pico de $1,45 \times 10^6 \text{W}$ . ....	97
Figura 48 – a) Supercontínuo gerado com bombeio de $\lambda=976\text{nm}$ em uma fibra de cristal fotônico com núcleo de água b) Simulação da geração do supercontínuo utilizando o método Split-Step Fourier para $\lambda=976\text{nm}$ .....	98
Figura 49 – a) Sessão transversal de uma PCF b) célula hexagonal unitária da casca da PCF [43]. ....	100

Figura 50 – Características de dispersão de várias fibras de cristal fotônico com núcleo de água.....	102
Figura 51 – Zero de dispersão em função do diâmetro do núcleo para diferentes modelos de fibras de cristal fotônico da Crystal-Fibre® com núcleo preenchido com água. ....	103

# LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Comparação entre parâmetros relevantes em  $\lambda=800\text{nm}$  e  $\lambda=976\text{nm}$ .....76

Tabela 2 – Características de diferentes modelos de fibras de cristal fotônico de núcleo oco.....101

# LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AN – Abertura numérica

FWM – mistura de quatro ondas (do inglês *Four-Wave Mixing*)

FFT – Transformada rápida de Fourier (do inglês *Fast Fourier Transform*)

GVD – dispersão da velocidade de grupo (do inglês *Group Velocity Dispersion*)

OSA - analisador de espectro óptico (do inglês *Optical Spectrum Analyzer*)

PBF – fibra de *Bandgap* fotônico (do inglês *Photonic Bandgap Fiber*)

PCF – fibra de Cristal Fotônico (do inglês *Photonic Crystal fiber*)

SPM – auto-modulação de fase (do inglês *Self-Phase Modulation*)

SRS – espalhamento Raman estimulado (do inglês *Stimulated Raman Scattering*)

VG – velocidade de Grupo

WDM – multiplexação por comprimento de onda (do inglês *Wavelength Division Multiplexing*)

# SUMÁRIO

Introdução .....	16
Introdução às fibras ópticas.....	19
2.1 Breve histórico das fibras ópticas .....	19
2.2 Estrutura de uma fibra óptica padrão.....	21
2.3 Reflexão interna total e características de propagação em fibras ópticas .....	22
2.4 Fibras ópticas de cristal fotônico.....	29
2.5 Fibra de cristal fotônico de núcleo sólido .....	31
2.6 Fibra de cristal fotônico de núcleo oco.....	34
2.7 Efeito de <i>Band Gap</i> fotônico .....	35
Estudo de alguns efeitos lineares e não-lineares em fibras ópticas .....	38
3.1 Dependência do índice de refração com a frequência da luz .....	38
3.2 Dispersão em um material.....	40
3.3 Dispersão em um guia de onda .....	42
3.5 Auto-modulação de fase .....	47
3.6 Sólitons .....	53
3.7 Espalhamento Raman estimulado .....	56
3.9 Geração de supercontínuo em amostras volumétricas.....	57
3.10 Geração de supercontínuo em fibra .....	62
Geração de supercontínuo em PCF com núcleo de água e em amostra volumétrica. .....	68
4.1 Montagem experimental, inserção seletiva de materiais em <i>PCF</i> e considerações sobre o experimento.....	68

4.2 Resultados experimentais e discussão.....	76
4.2.1 Resultados com bombeio em 800nm e PCF com núcleo de água.....	77
4.2.2 Resultados com bombeio em 976nm e PCF com núcleo de água.....	80
4.2.3 Comparação entre o uso de $\lambda=800\text{nm}$ e $\lambda=976\text{nm}$ com PCF com núcleo de água .....	82
4.2.4 Comparação entre o espectro obtido com <i>PCF</i> com núcleo de água e núcleo de ar .....	84
4.2.5 Experimentos com amostras volumétricas de água com $\lambda=800\text{nm}$ e $\lambda=976\text{nm}$ .....	85
4.2.6 Comparação entre PCF's com núcleo de água e amostras volumétricas .....	87
4.2.7 Considerações finais sobre os experimentos.....	90
Métodos e resultados numéricos.....	91
5.1 Simulação numérica da propagação de pulsos utilizando o método Split-Step Fourier .....	91
5.2 Cálculo da dispersão de <i>PCF</i> 's utilizando um método totalmente vetorial para determinação do índice efetivo de casca.....	98
Conclusões e perspectivas.....	104
Referências bibliográficas .....	106
Anexo A.....	111
Anexo B.....	113



# Capítulo 1

## Introdução

As fibras ópticas de cristal fotônico (ou *PCFs* do inglês *photonic crystal fiber*) conhecidas também como fibras ópticas microestruturadas, têm sido nos últimos anos objeto de estudo em diversos institutos de pesquisa, abrindo novas possibilidades de aplicações em áreas como Telecomunicações, Metrologia, Sensoriamento, Medicina, Espectroscopia entre outras.

Essas fibras possuem diferentes propriedades estruturais em relação às fibras convencionais, que derivam da existência de micro-buracos na casca que percorrem as fibras longitudinalmente. Esta estrutura permite, entre outras coisas, a inserção seletiva de materiais como líquidos ou gases que podem interagir com a luz guiada. Além disso, essas fibras também podem apresentar diferentes propriedades ópticas como o guiamento de luz através do efeito de *Band Gap* fotônico.

Através da inserção de materiais nessas fibras é possível estudar as propriedades ópticas lineares e não-lineares dos materiais inseridos, sendo também possível modificar as características de propagação e dispersão do guia de onda.

Essa interação da luz com a matéria pode ser explorada de várias maneiras sendo uma delas apresentada nesse trabalho. Aproveitando a possibilidade da inserção de materiais nas fibras de cristal fotônico, foi desenvolvido um experimento que consiste em introduzir água destilada em seu núcleo, onde a luz era guiada através deste meio material gerando efeitos não-lineares que resultaram na geração do supercontínuo.

O efeito de geração de supercontínuo ocorre quando pulsos de banda relativamente estreita, ao interagirem com um meio material, sofrem um extremo alargamento espectral não-linear produzindo luz branca e/ou radiação infravermelho de banda larga. Em fibras ópticas, esse alargamento espectral é causado por efeitos não-lineares como auto-modulação de fase, sólitons e espalhamento Raman estimulado em conjunto com o efeito de dispersão.

A partir desses fenômenos, o objetivo do trabalho aqui apresentado é demonstrar experimentalmente e analisar numericamente a geração de supercontínuo em fibras ópticas de cristal fotônico com núcleo de água destilada.

Devido à baixa dispersão da água no comprimento de onda de bombeamento e ao longo comprimento de interação, o experimento requer potências de pico substancialmente mais baixas do que as usadas na geração de supercontínuo em amostras volumétricas (*bulk*) de água. Além disso, observa-se que tanto os mecanismos de geração do supercontínuo quanto o espectro final na fibra diferem do caso volumétrico.

O trabalho está subdividido da seguinte forma: No capítulo 2 é realizada uma revisão sobre as principais características estruturais e de guiamento tanto das fibras ópticas convencionais quanto das fibras ópticas cristal fotônico. Já no capítulo 3 é feita uma breve revisão dos principais efeitos lineares e não-lineares envolvidos na geração do supercontínuo.

No capítulo 4 é descrita a montagem experimental da geração de supercontínuo em fibras ópticas de cristal fotônico com núcleo de água e os resultados obtidos desse experimento. Medidas comparativas da geração de supercontínuo em amostra volumétrica de água também são descritas.

No Capítulo 5 são descritas simulações numéricas com o objetivo de comparar os resultados obtidos experimentalmente e, finalmente são apresentadas as conclusões desse trabalho bem como sugestões para trabalhos futuros.

# Capítulo 2

## Introdução às fibras ópticas

Neste capítulo são abordados alguns conceitos teóricos tanto sobre fibras ópticas convencionais como sobre fibras ópticas de cristal fotônico.

### 2.1 Breve histórico das fibras ópticas

O ser humano sempre teve a necessidade de trocar informações através de meios de comunicações que foram evoluindo com o passar do tempo. A crescente necessidade em se aumentar o fluxo de dados transmitidos e recebidos fez com que novas tecnologias fossem criadas, entre elas as comunicações ópticas. Entretanto, inicialmente as fibras ópticas não foram desenvolvidas para utilização em telecomunicações, mas principalmente em aplicações na área de medicina na realização de endoscopia.

Em meados da década de 1960 as comunicações ópticas ainda não eram vistas como viáveis, principalmente pela alta perda das fibras existentes ( $\sim 1000\text{dB/km}$ ) devido à baixa qualidade dos vidros fabricados naquela época que possuíam alta taxa de impurezas. Desse modo, guias de onda utilizando tecnologia de microondas eram tidas como mais promissoras [1]. Foi então que em 1966, os pesquisadores K.C. Kao e G.A. Hockham publicaram um trabalho [2] onde se verificou a possibilidade em utilizar as fibras ópticas na transmissão de dados em longas distâncias, com altas taxas de dados e baixa atenuação. No trabalho,

determinou-se que as comunicações por fibras ópticas seriam viáveis caso a perda máxima fosse inferior a 20dB/km.

Outro fator importante que contribuiu para o desenvolvimento das comunicações ópticas foi a invenção do laser (*Ligth Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) em 1960. Os lasers são dispositivos fotônicos que amplificam a luz através do processo de emissão estimulada, produzindo luz coerente (fótons oscilam em fase), colimada (em uma única direção) e com alta intensidade.

Por volta de 1973, pesquisadores da empresa *Corning Glass Works* conseguiram diminuir ainda mais a atenuação das fibras ópticas através da utilização do método de fabricação CVD (*Chemical Vapor Deposition*) chegando assim a uma atenuação de 7dB/km. No mesmo ano, pesquisadores dos laboratórios *Bell* desenvolveram uma nova técnica para a fabricação de fibras ópticas (*Modified Chemical Vapor Deposition*) onde foi possível obter perdas da ordem de 2,5dB/km [1].

No final da década de 1970, as pesquisas nessa área se intensificaram e as perdas das fibras ópticas continuaram a cair chegando a 0,47dB/km. Atualmente, as perdas em fibras ópticas estão entre 0,3dB/km a 0,2dB/km.

Além de possuir baixas perdas, entre outras vantagens, as fibras ópticas possuem imunidade a ruído eletromagnético e alta largura de banda, características não encontradas em meios como os fios de cobre. Associado com o desenvolvimento de outros dispositivos fotônicos como amplificadores ópticos, lasers, receptores, multiplexadores, moduladores, etc, a utilização das fibras ópticas se tornou uma realidade para aplicações em telecomunicações de longa distância.

## 2.2 Estrutura de uma fibra óptica padrão

A estrutura de uma fibra óptica padrão de telecomunicações consiste em uma geometria cilíndrica, contendo três camadas concêntricas: um núcleo constituído de sílica dopada, uma casca em torno do núcleo constituída de sílica pura e uma jaqueta plástica ao redor da casca, conforme se observa na Figura 1.

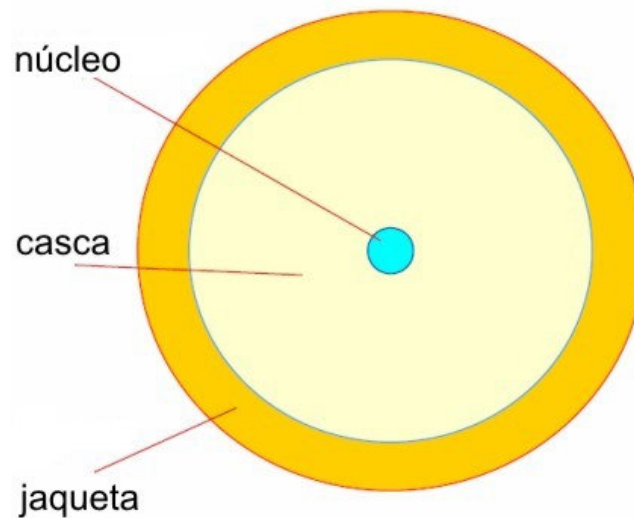


Figura 1 - Estrutura de uma fibra óptica padrão em telecomunicações [3].

Devido ao núcleo da fibra óptica ser constituído de sílica dopada geralmente com germânio, o seu índice de refração se torna maior do que o índice de refração da casca. Outra característica muito importante das fibras ópticas é referente ao número de modos propagados (que é abordado na seção 2.3). Com base nesta característica, as fibras podem ser classificadas como monomodo ou multimodo. Geralmente, as fibras ópticas com o diâmetro do núcleo entre  $12.5\ \mu\text{m}$  a  $100\ \mu\text{m}$  tendem a ser multimodo e as fibras com diâmetro do núcleo entre  $1\ \mu\text{m}$  a  $10\ \mu\text{m}$

tendem a ser monomodo [4]. A Figura 2 ilustra a diferença entre os diâmetros do núcleo das fibras monomodo e multimodo.

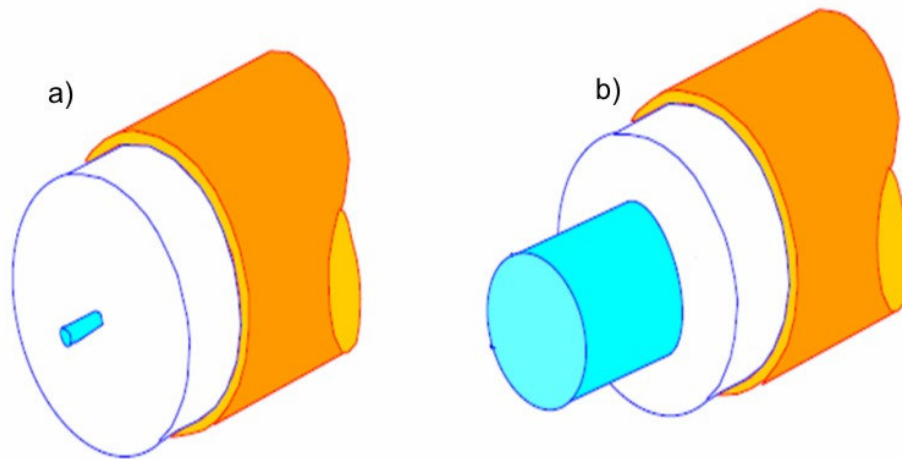


Figura 2 - a) fibra óptica monomodo b) fibra óptica multimodo [3].

Em se tratando de como acoplar, confinar e propagar a luz nas fibras ópticas alguns fatores devem ser observados, como a reflexão interna total, a atenuação, o ângulo crítico e a abertura numérica, conforme é abordado na seção 2.3.

### **2.3 Reflexão interna total e características de propagação em fibras ópticas**

O guiamento da luz em uma fibra óptica pode, de uma forma simplificada, ser entendido através da descrição da óptica de raios. Nesta, a luz pode refletir e/ou refratar ao atingir a interface casca-núcleo conforme pode ser observado na Figura 3.

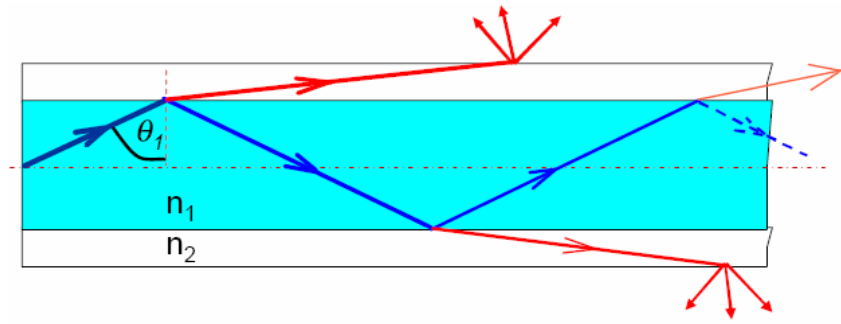


Figura 3 - Raio de luz no núcleo de uma fibra óptica sendo refratado (vermelho) e refletido (azul) [3].

A partir de um ângulo crítico ( $\theta_1 = \theta_c$ ), entretanto, a refração se extingue e a luz permanece confinada no núcleo da fibra devido a reflexão interna total. O ângulo crítico é obtido matematicamente através da *Lei de Snell*:

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

de onde obtêm-se:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \frac{n_2}{n_1} \quad (2)$$

onde  $n_1$  é o índice de refração do núcleo da fibra,  $n_2$  é o índice de refração da casca,  $\theta_1$  é o ângulo de incidência na interface e  $\theta_2$  é o ângulo de refração. Dessa maneira, se  $\theta_1$  for maior que  $\theta_c$ , a luz será totalmente refletida, conforme pode ser observado na Figura 4.



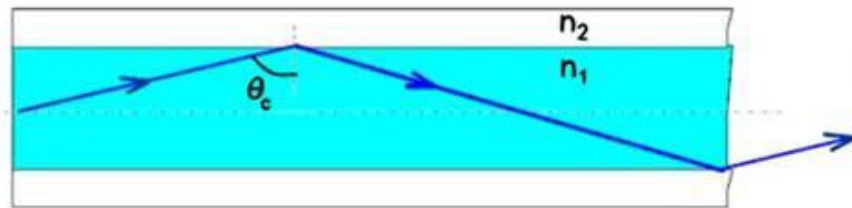


Figura 4– Raio de luz sofrendo reflexão interna total no núcleo de uma fibra óptica [3].

Esse é o princípio básico da reflexão interna total, que foi descoberto em 1870, muito tempo antes da invenção das fibras ópticas, pelo físico irlandês John Tyndall. Ele realizou um experimento baseado na óptica geométrica que demonstrava que a luz poderia ser confinada e se propagar ao longo de uma fina coluna de água devido a fatores como o índice de refração da água ser maior que o índice de refração do ar e a utilização do ângulo crítico [5]. A reflexão interna total não pode ocorrer para casos em que  $n_1 < n_2$ , pois o seno de um ângulo não pode ser maior do que 1, deste modo, quando a luz incidente está em um meio que possui um índice de refração menor, a luz tende a escapar desse meio para o meio que possui o índice de refração maior [6]. Como mencionado na seção 2.2, a abertura numérica (AN) é um fator importante quando se deseja acoplar luz em uma fibra óptica. Matematicamente, a AN é dada por:

$$AN = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} . \quad (3)$$

Fisicamente, a abertura numérica corresponde ao seno do ângulo  $\theta_0$  visto na Figura 5. Um raio incidindo sobre a entrada da fibra deve fazer um ângulo menor ou igual a  $\theta_0$  com a normal desta para que dentro da fibra possa ser satisfeita a

condição de reflexão interna total. Desta forma, quanto maior for a abertura numérica, maior será a quantidade de energia eletromagnética acoplada em uma fibra.

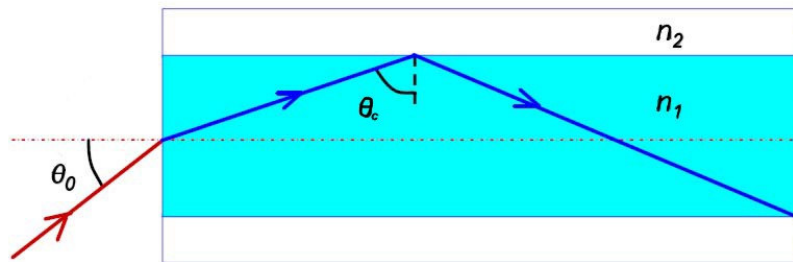


Figura 5 – Acoplamento da luz em uma fibra óptica [3].

Porém a óptica de raios não é válida para casos em que o diâmetro do núcleo da fibra se aproxima do comprimento de onda da luz. Nestas condições, quando se deseja descrever a propagação de ondas eletromagnéticas em guias de onda, é necessário, utilizando-se as condições de contorno adequadas, resolver as equações de Maxwell, que fornecem a fundamentação matemática necessária para se descrever o fluxo de energia em todos os tipos de estruturas de guiamento [7]:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Lei de Gauss elétrica}) \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Lei de Gauss magnética}) \quad (5)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Lei de Faraday}) \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{Lei de Ampère-Maxwell}) \quad (7)$$

Nestas equações,  $\vec{J}$  é a densidade de corrente,  $\rho$  é a densidade de carga,  $\vec{E}$  é o campo elétrico,  $\vec{B}$  é o campo magnético,  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo e  $\mu_0$  é a permissividade magnética do vácuo. De acordo com as equações de Maxwell, a luz se propaga em uma fibra óptica através de modos, que são distribuições dos campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  no plano transversal à direção de propagação (z), de maneira que as múltiplas reflexões que podem ocorrer no núcleo da fibra geram ondas transversalmente estacionárias. Longitudinalmente, cada modo é caracterizado por uma constante de propagação ( $\beta$ ), que corresponde à variação de fase por unidade de deslocamento e que é dado por:

$$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_0}. \quad (8)$$

onde  $n_{eff}$  é o índice de refração efetivo do modo propagado e  $\lambda_0$  é o comprimento de onda da luz no vácuo. A constante de propagação corresponde ao módulo da projeção do vetor de onda k, na direção do eixo da fibra [8].

Outro fator relevante na propagação da luz em uma fibra óptica é quantidade de modos que se propagam pela fibra, que pode ser determinada a partir do parâmetro V ou frequência normalizada, obtida através de:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{\omega a}{c} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (9)$$

onde  $a$  é o raio do núcleo,  $\lambda_0$  é o comprimento de onda e  $\omega$  é a frequência angular.

Se  $V \leq 2,405$  a fibra é monomodo, o que quer dizer que apenas o modo fundamental

sofre reflexão interna total. Se  $V > 2,405$  a fibra é multimodo, ou seja, vários modos podem se propagar pelo núcleo da fibra por reflexão interna total, de maneira que o número de modos cresce com  $V$ . Desta forma, quanto menor for o raio do núcleo e maior o comprimento de onda, menor é a quantidade de modos que podem ser acoplados no núcleo de uma fibra.

Ao se propagar em uma fibra óptica, a luz sofre perdas ou atenuação. A atenuação causa uma redução na potência do sinal óptico descrita matematicamente como:

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P. \quad (10)$$

onde  $\alpha$  o coeficiente de atenuação,  $P$  é a potência e  $z$  é o eixo de propagação da luz. Resolvendo essa equação, chega-se em:

$$P_T = P_0 e^{(-\alpha L)}. \quad (11)$$

onde  $P_T$  é a potência transmitida,  $P_0$  é a potência de entrada e  $L$  é o comprimento da fibra. Porém é comum expressar a atenuação em  $dB/km$ , neste caso, a expressão será:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right). \quad (12)$$

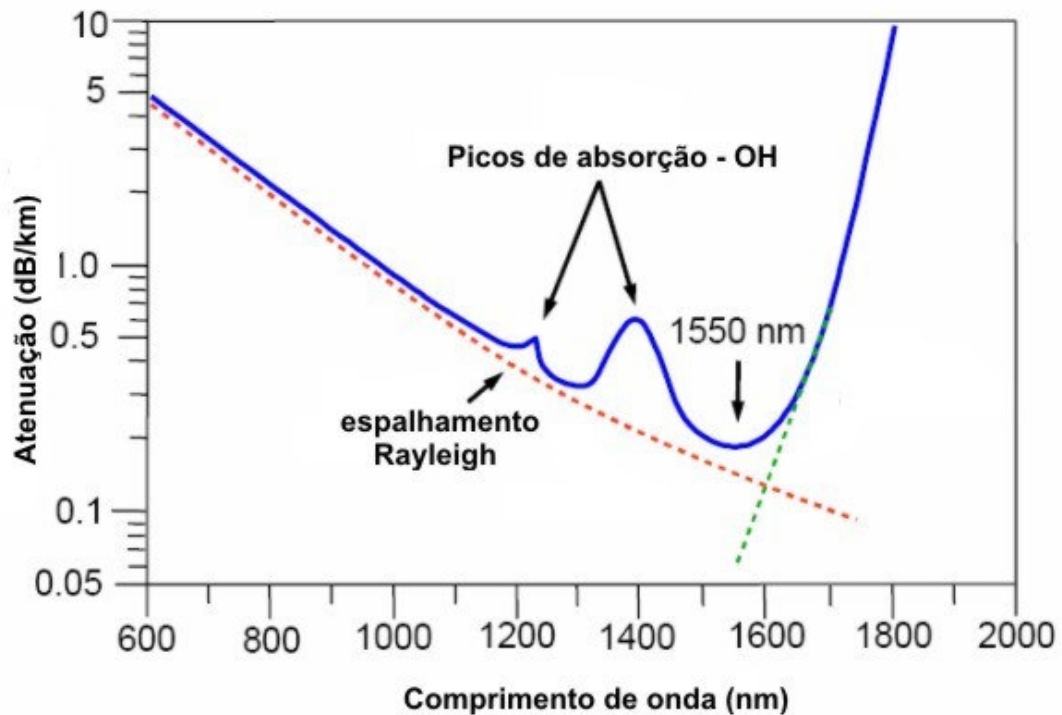


Figura 6 - Atenuação em dB/km em função do comprimento de onda em fibras ópticas padrão.

Como pode ser observado na Figura 6, existe um pico de absorção em torno de ~1380nm e outro em ~1240nm referentes a absorção de íons OH, sendo que o ponto de menor absorção nas fibras ópticas padrão ocorre em ~1550nm. Outro fator importante observado na Figura 6 é o espalhamento Rayleigh (linha tracejada vermelha) que ocorre principalmente devido a imperfeições no vidro causando variações no índice de refração da fibra. É interessante notar que o espalhamento Rayleigh diminui à medida que o comprimento de onda aumenta. Isto porque as perdas são proporcionais ao inverso da quarta potência do comprimento de onda ( $\lambda^{-4}$ ). A Figura 6 também mostra que a atenuação aumenta drasticamente a partir de ~1700nm (linha tracejada verde), devido à defeitos atômicos na ligação Si-O [9].

Todos os parâmetros descritos nesta seção são fundamentais para descrever o comportamento da propagação da luz tanto em fibras ópticas convencionais como nas fibras ópticas de cristal fotônico, que são abordadas na próxima seção.

## **2.4 Fibras ópticas de cristal fotônico**

Por volta da década de 1980, pesquisadores e engenheiros de diversos laboratórios começaram a estudar e desenvolver materiais que apresentam estruturas com variações regulares do índice de refração, com periodicidade similar ao comprimento de onda óptico e que poderiam ser utilizados no desenvolvimento de novos componentes. Esses materiais são os cristais fotônicos [10]. As variações periódicas no índice de refração permitem um controle interferométrico da propagação da luz, permitindo, entre outras coisas, desenvolverem-se novos guias de onda, dentre os quais estão as fibras de cristal fotônico [11].

Mas o que para os cientistas é uma tecnologia desenvolvida há apenas algumas décadas, na natureza já existe há mais de 500 milhões de anos. Diversos animais na natureza possuem estruturas periódicas, e as utilizam de diversas maneiras como para regular a temperatura de seus corpos ou mesmo para se camuflar. Dois animais que possuem essas estruturas podem ser destacados: borboletas da família *Nymphalidae* e o rato marinho [12-13], conforme se pode observar nas Figuras 7 e 8.

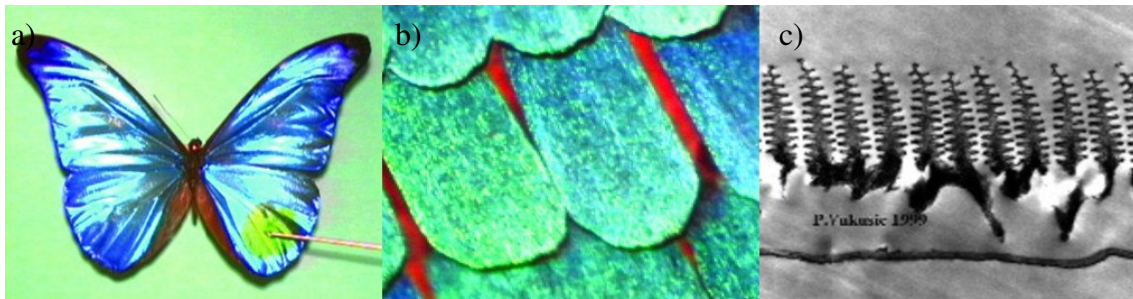


Figura 7 – a) borboleta Morpho Rhetenor b) detalhe da estrutura da asa c) imagem da asa feita por um microscópio eletrônico [14].

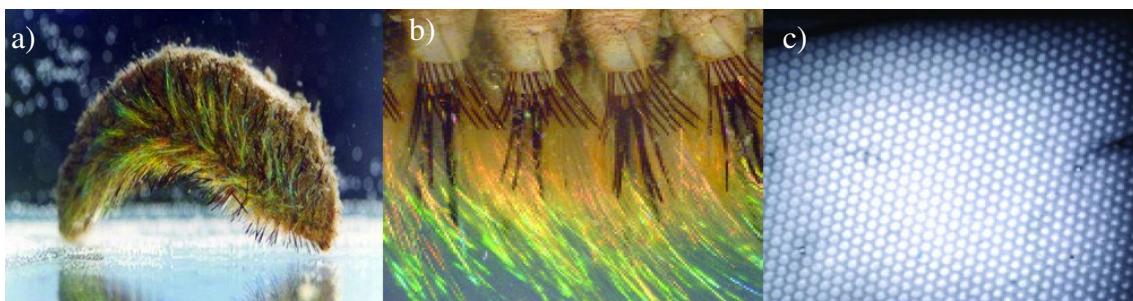


Figura 8 – a) rato marinho b) espinhos do rato c) sessão transversal dos espinhos [13].

Como se pode observar na Figura 7, a borboleta Morpho Rhetenor possui uma estrutura periódica em suas asas que pode ser visualizada por um microscópio eletrônico. Na Figura 8 podem ser visualizadas estruturas periódicas semelhantes nos pelos do rato marinho.

Alguns cientistas, estudando as propriedades dos cristais fotônicos, desenvolveram em 1996 um novo tipo de fibra óptica com características estruturais diferentes das fibras ópticas padrão em telecomunicações. Essas fibras são as fibras de cristal fotônico (*PCF*) [15]. Logo se percebeu o grande potencial dessas fibras e elas começaram a ser utilizadas em diversas áreas como sensoriamento, espectroscopia, medicina e telecomunicações [16]. Entre essas, pode-se destacar a

área de sensores devido a essas fibras possuírem orifícios que permitem a inserção de líquidos e gases.

Quanto à sua classificação, fibras ópticas de cristal fotônico podem ser separadas em duas categorias básicas que são as fibras de cristal fotônico com núcleo oco e as fibras de cristal fotônico com núcleo sólido.

## 2.5 Fibra de cristal fotônico de núcleo sólido

A PCF de núcleo sólido é composta geralmente de um núcleo de sílica com apenas alguns microns de diâmetro, envolto por uma casca com uma matriz de buracos periodicamente distribuídos que percorrem longitudinalmente todo o seu comprimento, conforme pode ser observado na Figura 9.

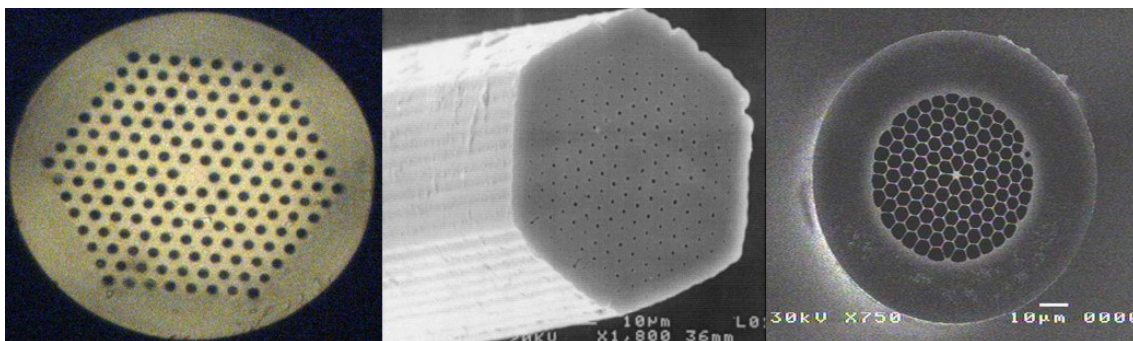


Figura 9 – Diferentes estruturas de PCF de núcleo sólido [17-19].

Devido aos buracos da casca microestruturada serem preenchidos por ar e o núcleo da fibra ser sólido e composto de sílica, a luz tende a se propagar nesse tipo de fibra geralmente por reflexão interna total. Isso ocorre porque a casca se



comporta como se apresentasse um índice de refração efetivo ( $n_{cl}$ ) correspondendo a uma média entre os índices de refração do ar e da sílica. Desse modo, é possível fabricar uma casca com uma alta fração de ar, que apresente um índice muito próximo de 1, fazendo com que se tenha uma grande diferença entre os índices do núcleo e da casca. Isto, em conjunto com a fabricação de um núcleo extremamente pequeno, irá levar a áreas modais igualmente pequenas e gerar efeitos não-lineares com alta eficiência [15].

Também é possível introduzir materiais como líquidos ou gases nos microburacos da casca de uma *PCF* de núcleo sólido. Se esses materiais induzirem um índice de refração efetivo de casca menor do que o índice de refração do núcleo, a luz se propaga por reflexão interna total. Porém, é possível se inserir um material com índice de refração maior do que o da sílica nos buracos da casca, podendo ocorrer nesses casos propagação *por Band gap fotônico*. Essa situação específica será abordada na seção 2.7.

Ao se introduzirem líquidos ou gases nos buracos, essas fibras podem operar como sensores de parâmetros físicos, químicos e biológicos, pois a luz ao se propagar pelo núcleo permite que seu campo evanescente interaja com o material depositado nos buracos da casca.

Em telecomunicações, as fibras *PCF* de núcleo sólido podem ser utilizadas como compensadores de dispersão devido à microestrutura da casca permitir alto grau de controle da dispersão cromática de guia de onda. Essas fibras podem ser empregadas também no desenvolvimento de fonte de luz de banda ultra-larga permitindo a obtenção de um grande número de canais para comunicação com multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM), substituindo assim a utilização de vários lasers. Outra possibilidade é o emprego dessas fibras como

amplificadores ópticos, onde o núcleo da fibra é dopado com um elemento terra-rara, como por exemplo, Érbio (Er), e a microestrutura permite a propagação multimodo do bombeamento e monomodo do sinal.

Mas uma das principais aplicações dessa fibra atualmente é na geração de supercontínuo. Como mencionado anteriormente, essas fibras podem possuir núcleos extremamente pequenos, que permitem confinar o modo eletromagnético nessa região, de maneira que a alta intensidade do modo resulte em alta eficiência de fenômenos não-lineares como auto-modulação de fase abordada no capítulo 3. A Figura 10 mostra dois exemplos da geração de supercontínuo utilizando fibras *PCF* de núcleo sólido.

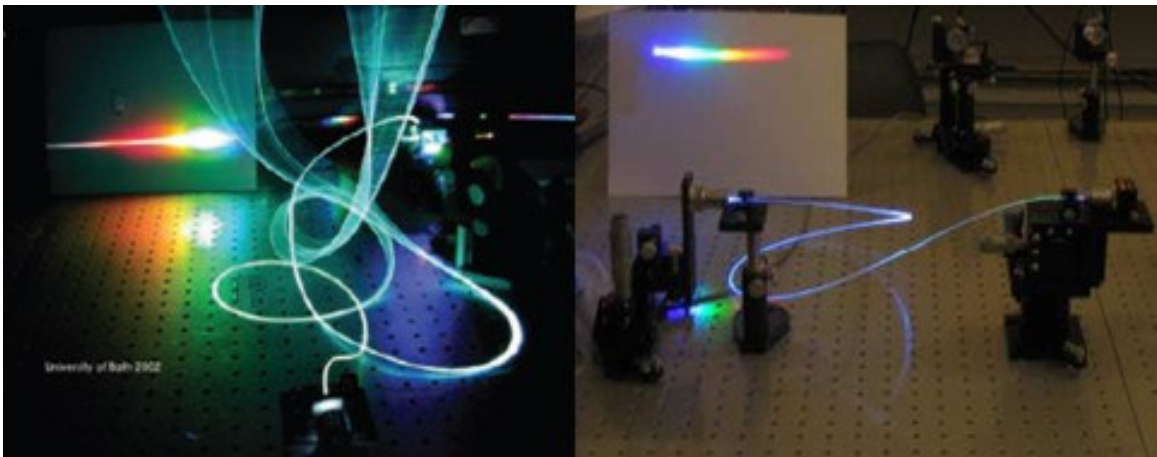


Figura 10 – Geração de supercontínuo em PCF's de núcleo sólido [20,21].

## 2.6 Fibra de cristal fotônico de núcleo oco

A *PCF* de núcleo oco é semelhante à *PCF* de núcleo sólido no que diz respeito a possuir uma casca constituída de uma matriz de micro-buracos. Entretanto, neste caso o núcleo é constituído de um buraco com dimensão maior do que a dos buracos da casca [16]. Por esse motivo, na *PCF* de núcleo oco é possível introduzir líquidos ou gases diretamente no núcleo. A Figura 11 mostra dois diferentes modelos de estruturas da *PCF* de núcleo oco.

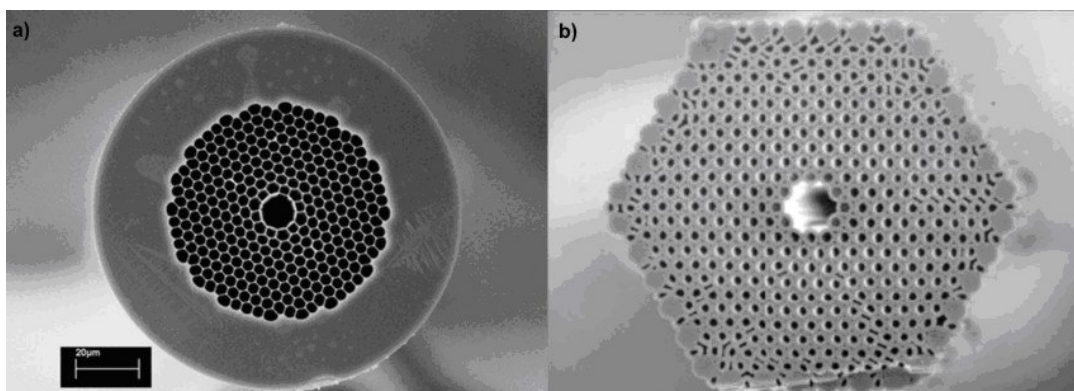


Figura 11 – a) *PCF* de núcleo oco comercializada pela Crystal-Fibre b) *PCF* de núcleo oco fabricada na Universidade de Bath. [19,20].

A propagação da luz nessas fibras pode ocorrer de duas maneiras: por reflexão interna total e por efeito de *Band gap fotônico*. A propagação da luz por reflexão interna total ocorre, entretanto apenas quando se introduz um material no núcleo da fibra que possui um índice de refração maior do que o índice efetivo da casca microestruturada. A reflexão interna total pode também ocorrer quando se inserem dois líquidos diferentes nos buracos da fibra de núcleo oco: um com índice de refração maior inserido no buraco do núcleo e o outro com o índice de refração

menor inserido nos buracos da casca microestruturada [22-25]. Porém, como mencionado anteriormente, a luz também pode se propagar tanto na *PCF* de núcleo oco quanto na *PCF* de núcleo sólido através do efeito de *Band gap fotônico*. Este efeito será descrito na próxima seção.

Assim como as fibras de núcleo sólido, as fibras de núcleo oco possuem diversas aplicações a partir da inserção de materiais como gases, sendo possível, por exemplo, a geração de harmônicos de alta ordem, onde raios-x são gerados a partir da interação da luz acoplada na fibra com gases nobres inseridos em seu núcleo e também transparência eletromagnética induzida com a inserção de vapor de acetileno, gerando uma transparência de até 70%. Além disso, essas fibras podem atuar como sensores de líquidos, como Etanol através, por exemplo, do processo de espalhamento Raman estimulado [15]

## **2.7 Efeito de *Band Gap* fotônico**

*PCF's*, especialmente as de núcleo oco, podem guiar pelo efeito de *Band gap* fotônico, que impede que a luz se propague pela casca microestruturada, confinando-a ao núcleo. Através da óptica de raios, o efeito de *Band gap fotônico* pode ser explicado da seguinte forma: devido ao núcleo da *PCF* de núcleo oco ser formado por ar (índice de refração=1) e a casca microestruturada possuir um índice efetivo (média entre a sílica e ar) maior do que 1, não há nessas fibras a ocorrência de reflexão interna total, de modo que a luz lançada no núcleo tende rapidamente a se perder para a casca [23]. Porém, devido ao formato das *PCF's*, a luz que é

inicialmente acoplada ao núcleo atinge múltiplas interfaces (vidro-ar) na casca microestruturada sofrendo em cada interface reflexão parcial e refração.

A condição de *Band Gap fotônico* corresponde aos múltiplos raios refletidos de volta ao núcleo sofrerem atrasos tais que a interferência é construtiva, e os raios se afastando do núcleo sofrerem atrasos tais que a interferência é destrutiva. Para isto, deve existir uma relação específica entre o comprimento de onda do sinal,  $\lambda$ , e a periodicidade da estrutura. Na Figura 12 pode ser visualizada uma ilustração do efeito de *Band gap fotônico* ocorrendo em uma *PCF*.

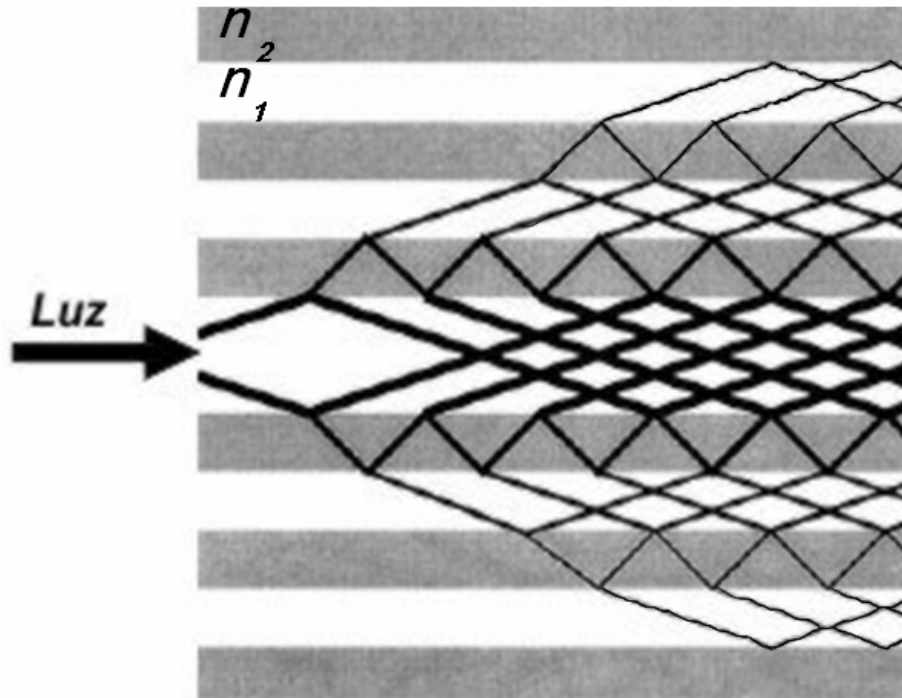


Figura 12 – Ilustração da luz se propagando no núcleo de uma fibra de Band Gap fotônico [23].

Como mencionado na seção 2.5, essa mesma explicação se aplica ao guiamento da luz por *Band Gap fotônico* nas fibras *PCF* de núcleo sólido quando,

por exemplo, insere-se um líquido com índice de refração maior do que o da sílica na casca microestruturada, tornando o índice efetivo de casca maior do que o índice do núcleo de sílica.

Devido a todas as características mencionadas e outras sendo investigadas atualmente é que se pode verificar a importância das fibras ópticas microestruturadas para desenvolvimentos experimentais como o desse trabalho. No capítulo 3 são abordados alguns efeitos lineares e não-lineares que são importantes na fundamentação teórica da geração de supercontínuo obtida na *PCF* com núcleo de água.

# Capítulo 3

## Estudo de alguns efeitos lineares e não-lineares em fibras ópticas

Neste capítulo são abordados alguns efeitos lineares e não-lineares decorrentes da propagação em fibras como a dispersão, auto-modulação de fase, formação de sóliton e espalhamento Raman estimulado que são importantes na geração de supercontínuo.

### 3.1 Dependência do índice de refração com a frequência da luz

De acordo com a teoria de Maxwell, a matéria pode ser considerada como um contínuo e a resposta do meio aos campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  é dada através das constantes  $\epsilon$  e  $\mu$  [26]. Em vista disso, quando se deseja estudar a propagação da luz em um meio material é preciso também estudar a natureza atômica da matéria. Uma análise teórica revela que o índice de refração de um meio é totalmente dependente da frequência do campo eletromagnético. Com essa idéia em mente, o físico H. A. Lorentz (1853-1928) sugeriu que quando meios dielétricos, como por exemplo o vidro, estão sujeitos a um campo elétrico incidente, esse campo irá distorcer a distribuição interna de cargas do meio fazendo com que dipolos elétricos sejam gerados. A partir disso, define-se o momento dipolar por unidade de volume como sendo a polarização elétrica  $\vec{P}$ . Para campos elétricos muito menores do que os

campos elétricos atômicos e moleculares,  $\vec{P}$  e  $\vec{E}$  estão relacionados pela seguinte expressão:

$$(\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E} = \vec{P}. \quad (13)$$

$\vec{P}$  também pode ser escrito como [26]:

$$\vec{P} = \frac{q_e^2 N \vec{E} / m_e}{(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (14)$$

onde  $q_e$  é a carga do elétron,  $\omega_0$  é a frequência de ressonância relativa às transições de nível eletrônico,  $N$  é o número de elétrons por unidade de volume e  $m_e$  é a massa do elétron. Desse modo, a partir da equação 14, os termos da equação 13 podem ser escritos da seguinte forma:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{P(t)}{E(t)} = \varepsilon_0 + \frac{q_e^2 N / m_e}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (15)$$

Como:

$$n^2 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (16)$$

observa-se que o índice de refração depende da frequência em qualquer meio que apresente frequências de ressonância:



$$n^2(\omega) = 1 + \frac{Nq_e^2}{\epsilon_0 m_e} \left( \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \right). \quad (17)$$

De uma maneira geral, um meio material terá diversas ressonâncias de forma que a expressão 17 possui termos adicionais que dependem da frequência. A expressão 17 explica em parte o que ocorre com todos os tipos de materiais. Como é visto adiante, a dependência do índice de refração com a frequência leva ao fenômeno de dispersão da velocidade de grupo ou simplesmente GVD (do inglês *Group velocity dispersion*).

### 3.2 Dispersão em um material

De acordo com o que foi estudado anteriormente, o índice de refração de meios materiais depende da frequência da luz. Isto faz com que diferentes comprimentos de onda viajem com diferentes velocidades de grupo em um meio, causando, como será visto, a dispersão da velocidade de grupo, também conhecida como dispersão cromática.

Para descrever esta dispersão é necessário definir a velocidade de grupo ( $V_g$ ), que é a velocidade de propagação da envoltória da amplitude de um pulso óptico, ou seja a própria velocidade do pulso [27], e que é dada por:

$$V_g = \frac{1}{dk/d\omega}. \quad (18)$$

Utilizando a definição de  $k=2\pi n/\lambda_0$ , obtêm-se:

$$\frac{1}{Vg} = \frac{1}{c} \left[ n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega} \right]. \quad (19)$$

Também é possível expressar a  $Vg$  em termos do comprimento de onda da luz no vácuo ( $\lambda_0$ ). Partindo-se de:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}. \quad (20)$$

Conclui-se que:

$$\omega \frac{dn}{d\omega} = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \left[ \frac{dn}{d\lambda_0} \left( -\frac{2\pi c}{\omega^2} \right) \right] = -\lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0}, \quad (21)$$

de forma que a equação 19, pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{Vg} = \frac{1}{c} \left[ n(\lambda_0) - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0} \right]. \quad (22)$$

A partir disso, pode-se então analisar o tempo necessário para um pulso viajar através do comprimento  $L$  de um meio material como:

$$\tau(\lambda_0) = \frac{L}{Vg} = \frac{L}{c} \left[ n(\lambda_0) - \lambda_0 \frac{dn}{d\lambda_0} \right]. \quad (23)$$

Como já mencionado anteriormente, se cada comprimento de onda viaja com uma velocidade diferente e se uma fonte de luz é caracterizada por uma largura

espectral  $\Delta\lambda_0$ , então o resultado será um alargamento temporal do pulso expresso como:

$$\Delta\tau = -\frac{L}{c} \left( \lambda_0^2 \frac{d^2n}{d\lambda_0^2} \right) \left( \frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} \right). \quad (24)$$

Pode-se então definir um parâmetro para caracterizar a dispersão de um pulso no meio, como sendo o alargamento temporal observado por unidade de comprimento e pela largura espectral, definida como:

$$D = \frac{\Delta\tau}{L\Delta\lambda_0} = -\frac{\lambda_0}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2}. \quad (25)$$

Pode-se verificar a partir daí que este parâmetro corresponde a uma medida da variação de  $Vg$  com o comprimento de onda, dada por:

$$D = \frac{d(1/Vg)}{d\lambda}. \quad (26)$$

### 3.3 Dispersão em um guia de onda

Quando a luz se propaga em um guia de onda, o parâmetro relevante para descrever o acúmulo de fase com a propagação passa a ser a constante de propagação  $\beta$ , que foi definida na seção 2.3. Deste, modo  $Vg$  é definida como:

$$Vg = \left( \frac{d\beta}{d\omega} \right)^{-1}. \quad (27)$$

Pode-se observar em geral que qualquer dependência não-linear de  $n_{eff}$  (ver equação 8) com  $\omega$  irá gerar dispersão. Além do fato de os índices de núcleo e casca dependerem de  $\omega$ , pode ser observado que o próprio guia de onda induz uma dependência de  $n_{eff}$  com  $\omega$ . Considerando então uma fibra monomodo, pode-se reescrever a constante de propagação como a constante de propagação normalizada  $b$ , definida como:

$$b = \frac{\frac{\beta^2}{k_0^2} - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (28)$$

onde  $k_0$  é o número de onda no vácuo. Pode-se mostrar também que  $b$  depende do parâmetro  $V$  (equação 9) e que assumindo que o índice de refração de  $n_1$  é muito próximo de  $n_2$ , a relação entre  $\beta$  e  $b$  é dada por:

$$\beta = \frac{\omega}{c} [n_2 + (n_1 - n_2)b(V)]. \quad (29)$$

Dessa maneira, pode-se observar que mesmo que  $n_1$  e  $n_2$  forem independentes do comprimento de onda,  $d\beta/d\omega$  será em geral dependente da frequência através de  $V$ . De fato, como  $d\beta/d\omega$  representa o inverso da velocidade de grupo, então a velocidade de grupo é dependente de  $\omega$ , mesmo na ausência da

dispersão do material. Essa é a origem da dispersão do guia de onda, que pode ser obtida através de:

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} [n_2 + (n_1 - n_2)b(V)] + \frac{\omega}{c} (n_1 - n_2) \frac{db}{dV} \frac{dV}{d\omega}. \quad (30)$$

Como:

$$\frac{dV}{d\omega} = \frac{V}{\omega} \quad (31)$$

pode-se reescrever 30 como:

$$\frac{1}{Vg} = \frac{1}{c} [n_2 + (n_1 - n_2)b(V)] + \frac{1}{c} (n_1 - n_2) V \frac{db}{dV}. \quad (32)$$

Simplificando:

$$\frac{1}{Vg} = \frac{n_2}{c} + \frac{n_1 - n_2}{c} \left[ \frac{d}{dV} (bV) \right] \quad (33)$$

Desprezando a dispersão do material, o tempo de propagação de um pulso que viaja através do comprimento  $L$  de uma fibra óptica, pode então ser escrito como:

$$\tau = \frac{L}{Vg} = \frac{L}{c} n_2 \left[ 1 + \Delta \frac{d}{dV} (bV) \right] \quad (34)$$

onde:

$$\Delta \equiv \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2}. \quad (35)$$

De forma análoga ao caso de dispersão do material, pode-se definir agora o alargamento temporal de um pulso decorrente da dispersão do guia de onda como:

$$\Delta \tau_w \cong -\frac{L}{c} n_2 \Delta \left( \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \right) \left( V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \right) \quad (36)$$

Neste caso, o parâmetro  $D$  é dado por:

$$D = -\frac{-n_2}{c} \frac{\Delta}{\lambda_0} V \frac{d^2(bV)}{dV^2}. \quad (37)$$

Desse modo, através da análise da dispersão do material e da dispersão do guia de onda pode-se ter um entendimento melhor do que ocorre com um pulso eletromagnético ao se propagar em uma fibra óptica.

A transmissão de informações em uma fibra normalmente ocorre quando se envia uma seqüência de pulsos pelo seu núcleo. No entanto, como um pulso é invariavelmente formado por uma faixa de comprimentos de onda, ele se alarga devido às propriedades dispersivas da fibra, de forma que este alargamento induz uma varredura em freqüência, conhecida também como *Chirp*, conforme mostrado na Figura13.

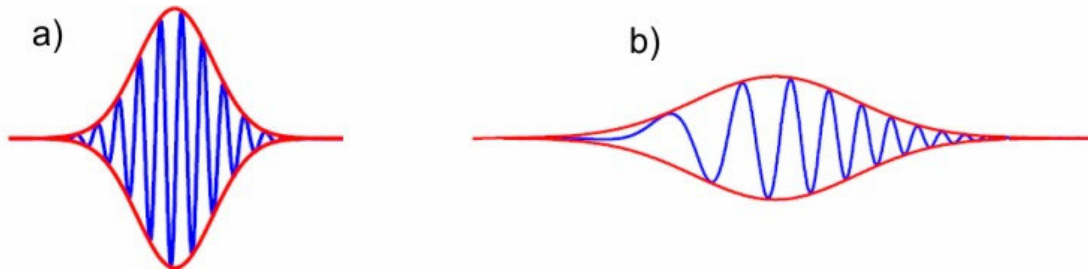


Figura 13 – a) Pulso antes da propagação na fibra, b) pulso depois de se propagar na fibra [3].

A dispersão da velocidade de grupo também pode ser classificada, no que diz respeito ao seu sinal, em dispersão normal e a dispersão anômala. Quando  $D < 0$ , o regime de dispersão é normal e as frequências maiores são mais lentas que as frequências menores. Quando  $D > 0$  o regime de dispersão é anômalo, no qual as frequências menores são mais lentas. De uma forma geral, a dispersão total, incluindo a dispersão do material e do guia de onda, pode ser expressa através do parâmetro  $D$  e do índice de refração modal [28]:

$$D = \frac{-\lambda_0}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} = \frac{d(1/V_g)}{d\lambda}. \quad (38)$$

É importante mencionar que tanto  $V_g$  quando  $D$  podem ser diretamente relacionados com a constante de propagação  $\beta$ , através de:

$$\frac{1}{V_g} = \beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}. \quad (39)$$

e

$$\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D. \quad (40)$$

De modo que  $\beta_2$  dá uma medida alternativa para quantificar a dispersão cromática de segunda ordem. Também é possível quantificar numericamente a dispersão cromática de terceira ordem ( $\beta_3$ ) através da seguinte expressão:

$$\beta_3 = \frac{\partial^3 \beta}{\partial \omega^3} = \frac{\lambda^2}{(2\pi c)} (\lambda^2 D_{slope} + 2\lambda D), \quad (41)$$

onde  $D_{slope}$  é a derivada de  $D$  com relação ao comprimento de onda.

### 3.5 Auto-modulação de fase

A auto-modulação de fase (SPM, do inglês self-phase modulation) é um efeito não-linear muito importante quando se trata de pulsos curtos com alta intensidade de potência [28,29]. Esse efeito causa uma mudança de fase em um pulso óptico devido à não-linearidade no índice de refração do meio. Como o índice de refração é dependente da intensidade instantânea, esse fenômeno pode causar um alargamento espectral do pulso óptico como será mostrado adiante.

De uma forma geral, quando um pulso com perfil temporal de intensidade dado por  $I(t)$  se propaga por um meio, o índice de refração do meio, incluindo efeitos não-lineares, e expresso como:



$$n(t) = n_0 + n_2 I(t), \quad (42)$$

onde  $n_0$  é o índice de refração linear do meio e  $n_2$  é o índice de refração não-linear.

Em uma fibra, pode-se definir um coeficiente de não-linearidade,  $\gamma$ , que leva em conta não só  $n_2$ , mas também a área efetiva ( $A_{eff}$ ) do modo propagado:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}}. \quad (43)$$

Assumindo que o campo elétrico de um pulso em função da direção de propagação  $z$  e do tempo  $t$  é dado por [29]:

$$E(z, t) = A(z, t) e^{i(\beta z - \omega_0 t)}, \quad (44)$$

é possível mostrar que a equação que descreve a evolução da envoltória do pulso ao longo da fibra, levando-se em conta SPM, dispersão e atenuação, é dada por:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma |A|^2 A = 0. \quad (45)$$

Esta equação é conhecida como equação não-linear de *Schrödinger (NLSE)* e deve ser resolvida para se obter a expressão de  $E(z, t)$  ao longo da fibra, assim como o espectro do pulso dado pela transformada de Fourier de  $E(z, t)$ .

Entretanto, uma análise simplificada da evolução do pulso pode ser obtida definindo os comprimentos típicos necessários para a observação significativa dos efeitos de dispersão ( $L_D$ ) e efeitos não-lineares ( $L_{NL}$ ), dados por:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (46); \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (47)$$

onde  $T_0$  duração do pulso e  $P_0$  é a potência de pico. Em uma fibra de comprimento  $L$ , podem ocorrer 4 situações:

$$L \ll L_{NL} \text{ e } L \ll L_D; \quad L \ll L_{NL} \text{ mas } L \sim L_D; \quad L \sim L_{NL} \text{ mas } L \ll L_D; \quad L \sim L_D \sim L_{NL}.$$

Quando o comprimento da fibra é muito menor que  $L_{NL}$  e também muito menor que  $L_D$ , tanto os efeitos de dispersão quanto os efeitos não-lineares são desprezíveis durante a propagação do pulso. Quando  $L \ll L_{NL}$ , mas  $L \sim L_D$ , a não-linearidade se torna insignificante se comparada à dispersão. Quando  $L \sim L_{NL}$ , mas  $L \ll L_D$ , os efeitos da dispersão são insignificantes se comparados aos efeitos não-lineares. E por fim, se  $L \sim L_D \sim L_{NL}$ , ambos os efeitos de dispersão e não-linearidade são importantes para propagação [28].

Aqui a GVD será desprezada em primeira análise, o que é válido para  $L_D \gg L \sim L_{NL}$ . Neste caso, pode-se mostrar que o acúmulo de fase gerado pela contribuição não-linear do índice de refração é dado por:

$$\phi_{NL}(t) = -n_2 I(t) \omega_0 L / c. \quad (48)$$

Observa-se, portanto que há variação de fase com o tempo, o que significa que há em cada instante ao longo do pulso uma frequência  $\omega(t)$  que difere da frequência original  $\omega_0$ . O conteúdo espectral de um pulso transmitido pode ser então descrito através do conceito da frequência instantânea, expressa como:

$$\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t), \quad (49)$$

onde  $\delta\omega(t)$  é a variação da frequência instantânea dada por:

$$\delta\omega(t) = \frac{d}{dt} \phi_{NL}(t). \quad (50)$$

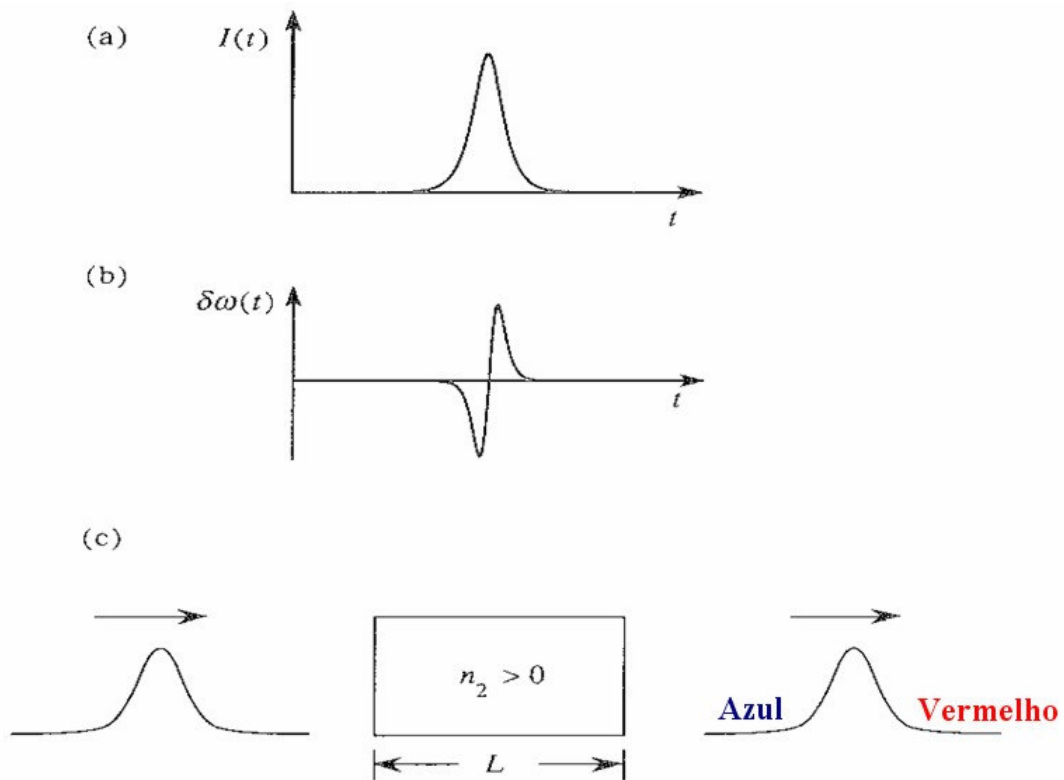


Figura 14 – a) Perfil temporal do pulso incidente, b) mudança da frequência instantânea do pulso transmitido, c) Pulso atravessando um meio material com índice de refração não-linear positivo [29].

Para se visualizar o que está ocorrendo, tome como exemplo a Figura 14. O pulso da Figura 14 (a) é dado pela expressão:

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2(t/\tau_0). \quad (51)$$

Aplicando o deslocamento de fase não-linear que foi expresso em 48, chega-se em:

$$\phi_{NL} = -n_2 \frac{\omega_0}{c} LI \operatorname{sech}^2(t/\tau_0). \quad (52)$$

A variação da frequência instantânea será então dada por:

$$\delta\omega(t) = 2n_2 \frac{\omega_0}{c\tau_0} LI_0 \operatorname{sech}^2(t/\tau_0) \tanh(t/\tau_0). \quad (53)$$

que é ilustrada na Figura 14 (b), onde se observa que o pulso é alargado tanto para baixas frequências (deslocamento para o vermelho) quanto para altas frequências (deslocamento para o azul). Finalmente, a Figura 14 (c) mostra esquematicamente que o deslocamento para o vermelho ocorre na parte inicial do pulso e o deslocamento para o azul ocorre na parte final do pulso. O valor máximo para o deslocamento da frequência é expresso como:

$$\delta\omega_{\max} \cong \frac{\Delta\phi_{NL\max}}{\tau_0}. \quad (54)$$

onde

$$\Delta\phi_{NL\max} \cong n_2 \frac{\omega_0}{c} I_0 L. \quad (55)$$

Agora a GVD não será mais desprezada. Isto em geral ocorre para pulsos com  $T_0 < 100\text{ps}$ . Neste caso os efeitos da GVD e da SPM estarão interligados. De modo que será necessário considerar duas situações:  $\beta_2 > 0$  e  $\beta_2 < 0$ . A Figura 15 representa graficamente a evolução do pulso nas duas condições.

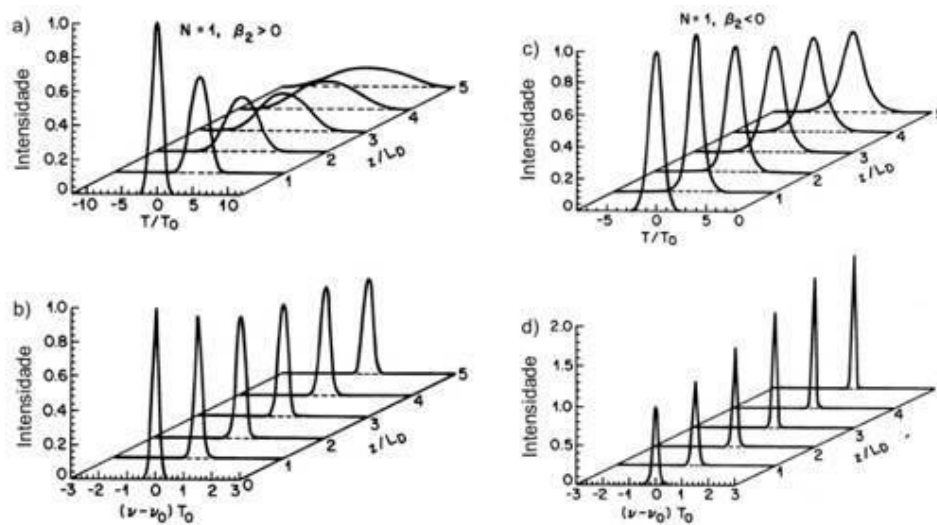


Figura 15 – (a) Evolução da forma do pulso e (b) evolução do espectro óptico no regime de dispersão normal. (c) Evolução da forma do pulso e (d) evolução do espectro óptico no regime de dispersão anômala [28].

Observando a Figura 15 (a), pode-se notar que ocorre um alargamento temporal do pulso. Este alargamento é maior do que aquele observado na ausência de SPM devido à geração de novas componentes da freqüência (Figura 15 b). Como para esse caso a dispersão é normal, então as componentes vermelhas criadas por

SPM na frente do pulso viajam mais rapidamente que as componentes azuis criadas no fim do pulso. Já no regime de dispersão anômala, o efeito é diferente conforme pode ser observado na Figura 15 (c). Neste caso, as freqüências criadas na frente do pulso são mais lentas do que as freqüências criadas no final do pulso. Isso possibilita que as freqüências se redistribuam ao longo da propagação podendo inclusive ocasionar uma compressão do pulso. Na figura 15 (c) embora o pulso se alargue, isso ocorre em uma taxa mais baixa comparando-se ao que se esperava na ausência da SPM. Nota-se na Figura 15 (d) que a propagação causa, neste caso, um estreitamento espectral.

### 3.6 Sólitons

Sólitons são pulsos ópticos que correspondem a soluções estáveis da equação não-linear de Schrödinger e são formados pela interação de efeitos dispersivos e não-lineares em uma fibra óptica. Eles se propagam sem alteração em seus perfis temporal e espectral (soliton fundamental) ou sofrendo alterações temporais e espectrais que apresentam uma periodicidade espacial (sólitons de alta ordem) [28]. A ordem de um sóliton é dada através da seguinte equação:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\mathcal{P}_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (56)$$

Para os casos em que  $N < 1$ , os efeitos da dispersão irão dominar a propagação do pulso impedindo a formação de sólitons. Quando  $N \gg 1$ , são os efeitos da SPM que irão inicialmente dominar a propagação do pulso

desencadeando a evolução de sólitons de ordem superior. Finalmente, para valores de  $N \sim 1$ , ambos os efeitos são igualmente importantes durante a evolução do pulso. Para  $N=1$  o pulso se propaga sem alterar a duração e o espectro (sóliton fundamental), como pode ser observado na Figura 16. É importante ressaltar que o equilíbrio entre a dispersão e a SPM ocorre somente no regime de dispersão anômala. Isto porque, como mostrado na seção anterior, é este tipo de dispersão que equilibra a varredura em frequência gerada pela SPM.

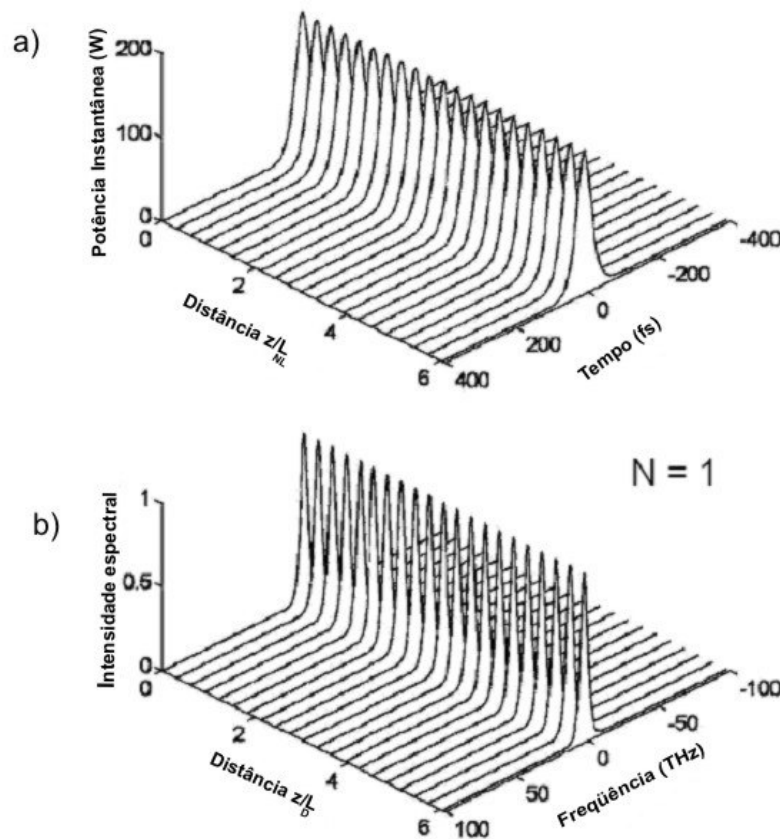


Figura 16 – a) Propagação de um pulso solitônico de ordem 1 no domínio do tempo, b) propagação de um pulso solitônico de ordem 1 no domínio da frequência [35].

Para casos em que  $N > 1$  e também inteiro, o pulso se altera tanto na duração quanto no espectro, mas esta alteração é periódica. Neste caso, tanto o espectro quanto o perfil temporal possuem uma periodicidade espacial, com o período do sóliton  $z_{sol}$ . A propagação de um sóliton de ordem 3 ( $N=3$ ) pode ser visualizado pela Figura 17.

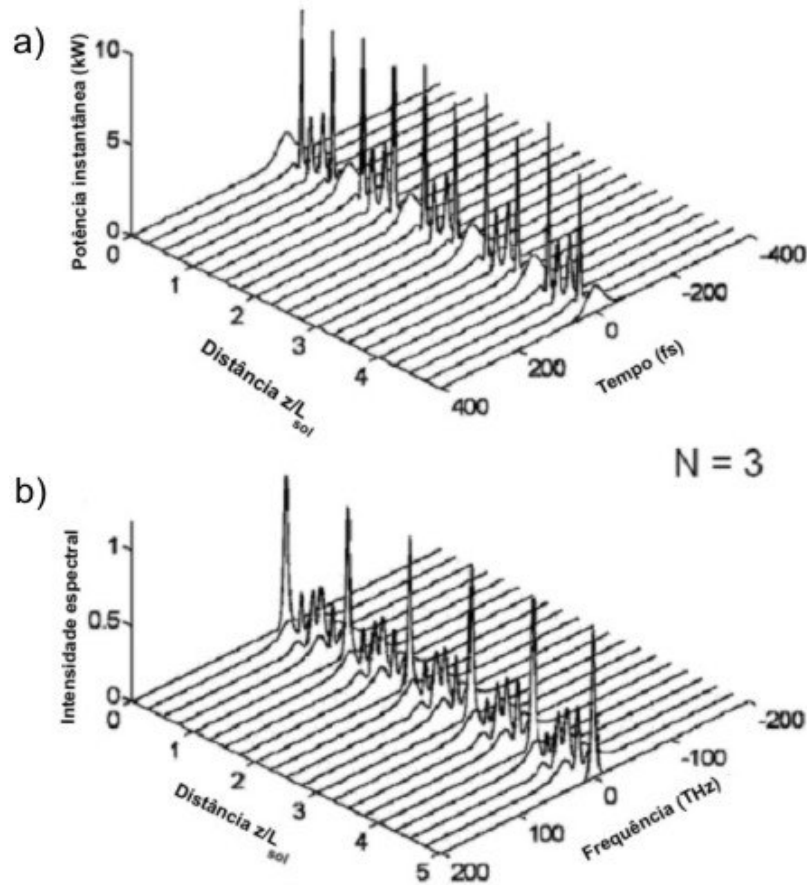


Figura 17 – a) Propagação de um pulso solitônico de ordem 3 no domínio do tempo, b) propagação de um pulso solitônico de ordem 3 no domínio da frequência [35].



### 3.7 Espalhamento Raman estimulado

Em qualquer meio molecular, o espalhamento Raman estimulado (SRS do inglês Stimulated Raman Scattering) pode transferir uma parcela de potência de um campo óptico a outro, de acordo com a frequência das vibrações moleculares do meio [26]. Em outras palavras, parte da energia  $h\nu$  do fóton incidente no material é absorvida por uma molécula, fazendo-a vibrar e emitir um fônon de energia  $h\nu_{\text{fônon}}$ . A energia restante dá origem a um fóton espalhado com frequência menor do que a frequência inicial, satisfazendo:

$$h\nu' = h\nu - h\nu_{\text{fônon}}. \quad (57)$$

este processo é conhecido como processo Stokes. Por exemplo, quando se irradia com um feixe de laser com comprimento de onda de  $\lambda=694,3\text{nm}$  uma molécula de nitrobenzeno, o comprimento de onda resultante após a interação com essa molécula será de  $\lambda=766\text{nm}$ . Essa variação de frequência de 40THz é característica de um dos modos vibracionais da molécula de nitrobenzeno.

Já no processo anti-Stokes, um fóton de energia  $h\nu$  incidente, ao interagir com um material que já possui um momento vibratório, irá receber energia dessa molécula ( $h\nu_{\text{fônon}}$ ), de maneira que o fóton resultante possuirá uma frequência maior:

$$h\nu' = h\nu + h\nu_{\text{fônon}}, \quad (58)$$

de modo que a molécula possuirá um momento vibratório menor do que o inicial.

O SRS pode ocorrer não só nos líquidos, mas também nos sólidos e gases, desde que submetidos a impulsos laser de altas energias. Além disso, se o espectro de um laser pulsado é suficientemente largo, ele pode conter componentes espectrais cuja diferença de frequência é da ordem de  $\nu_{\text{f\u00f3non}}$ . Quando isto ocorre, pode haver uma transferência de energia entre estas componentes que efetivamente faz com que o espectro do pulso se desloque para frequ\u00eancias menores \u00e0 medida que este se propaga ao longo da fibra. Este efeito \u00e9 conhecido como espalhamento Raman intra-pulso e \u00e9 especificamente eficiente em pulsos solit\u00f4nicos.

### **3.9 Gera\u00e7\u00e3o de supercont\u00ednuo em amostras volum\u00e9tricas**

Os efeitos n\u00e3o-lineares descritos anteriormente podem levar a um fen\u00f4meno conhecido como gera\u00e7\u00e3o de supercont\u00ednuo. De maneira geral, esta gera\u00e7\u00e3o ocorre quando pulsos com alta intensidade de pico incidem em um material, sofrendo um extremo alargamento espectral n\u00e3o-linear que produz quase sempre luz branca e/ou radia\u00e7\u00e3o infravermelho de banda larga. Esse fen\u00f4meno foi descoberto no in\u00edcio da d\u00e9cada de 1970 por Alfano e Shapiro [30]. Na verdade, esses dois pesquisadores estavam estudando o alargamento da frequ\u00eancia em cristais para sua utiliza\u00e7\u00e3o como portas \u00f3pticas ultra-r\u00e1pidas, e quase que por acaso obtiveram a gera\u00e7\u00e3o do supercont\u00ednuo. Em seu experimento eles utilizaram uma amostra volum\u00e9trica (*bulk*) e um comprimento de onda ( $\lambda$ ) de bombeio centrado em 530nm com pulsos de picossegundos e aproximadamente 5mJ de energia. O alargamento espectral resultante cobria toda a regi\u00e3o vis\u00edvel (400 a 700nm).

Atualmente, a geração de supercontínuo em amostras volumétricas é muito explorada para diversas finalidades e utilizando diversos materiais como, por exemplo, a água. Uma publicação recente [31] descreve a geração de supercontínuo em água com a utilização de um laser de Ti:Safira com pulsos de 150fs e  $\lambda=775\text{nm}$ , com 0,8mJ de energia a uma taxa de repetição de 1kHz. O alargamento espectral resultante desse experimento pode ser visualizado na Figura 18, e foi utilizado para medir diretamente o espectro de absorção não-linear de soluções químicas através do método *Z-scan*.

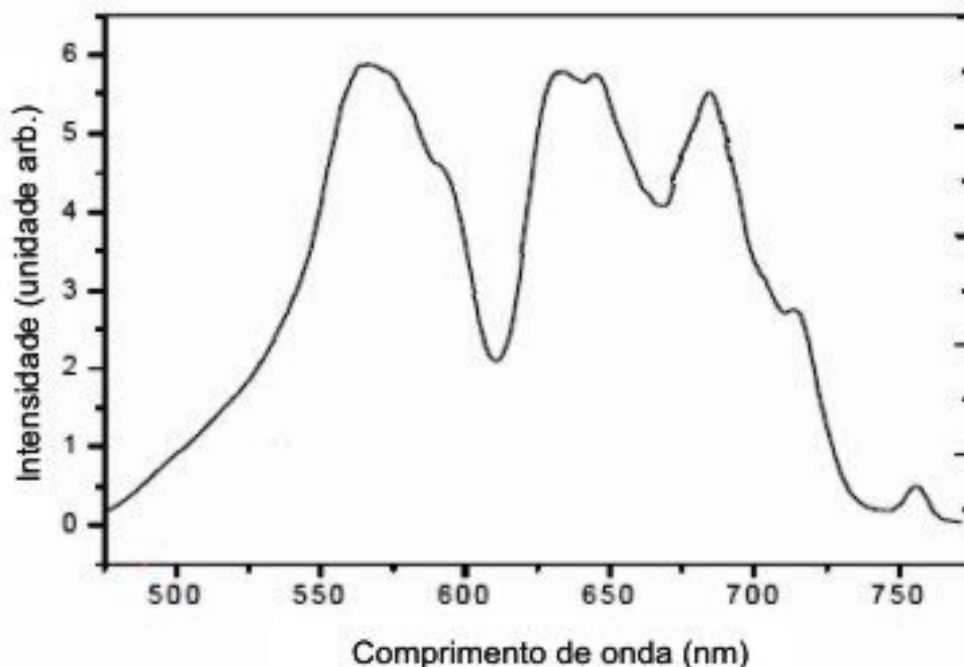


Figura 18 – Alargamento espectral obtido em amostra volumétrica de água [31].

Um experimento similar de geração de supercontínuo em amostra volumétrica de água foi realizado durante o trabalho que resultou na presente dissertação. O experimento foi realizado no laboratório multiusuário *Nanofentolab* localizado na Universidade Federal de Pernambuco com uma montagem típica utilizada na geração de supercontínuo. Um laser Ti:Safira amplificado COHERENT® modelo

Libra com pulsos de 80fs,  $\lambda=800\text{nm}$ , potência de pico de 12,9GW e potência média de 1,1W com uma taxa de repetição de 1kHz foi utilizado como bombeio. Para atenuar o feixe na entrada da cubeta foram utilizados uma lâmina de meia-onda e um prisma *Glan Thompson*. Na saída do experimento foi utilizada uma fibra multimodo de  $\sim 2\text{m}$  que captava o sinal e o enviava a um analisador de espectro óptico onde os dados eram visualizados. A montagem experimental utilizada pode ser visualizada esquematicamente na Figura 19.

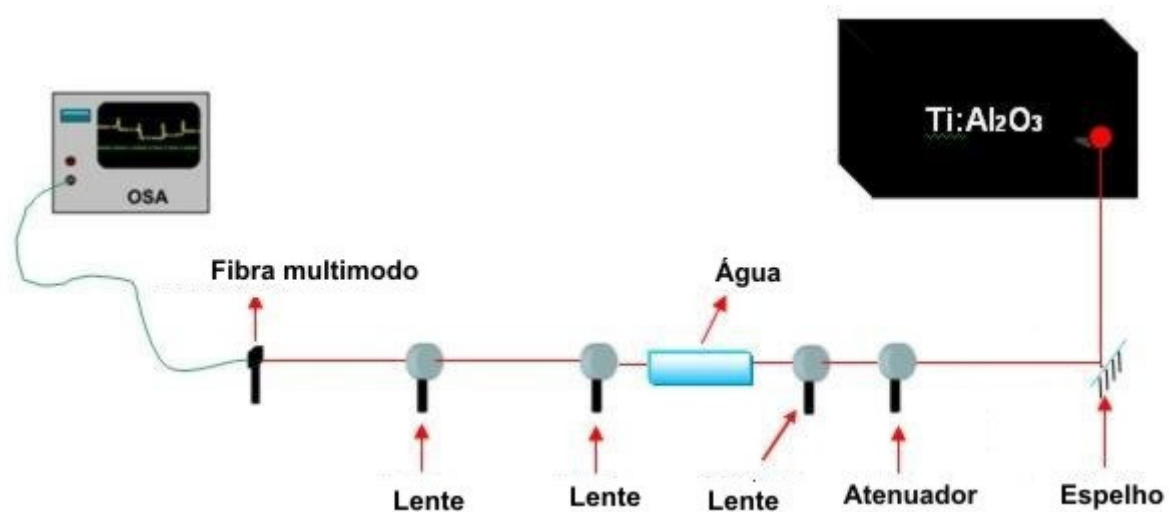


Figura 19 – Montagem experimental para geração de supercontínuo em amostra volumétrica de água.

A luz proveniente do feixe, após passar pelo atenuador, atravessava uma lente com a distância focal de 10cm e era focalizado em uma cubeta (Figura 20 a) com 5cm de comprimento preenchida com água destilada. Na saída da cubeta haviam duas lentes, a primeira com a distância focal de 18cm e a segunda com a distância focal de 25cm, que colimavam e direcionavam a luz para a fibra multimodo. Na Figura 20 (b), é possível ver o contínuo que se estendia do visível até o infravermelho próximo decomposto com uma grade de difração.

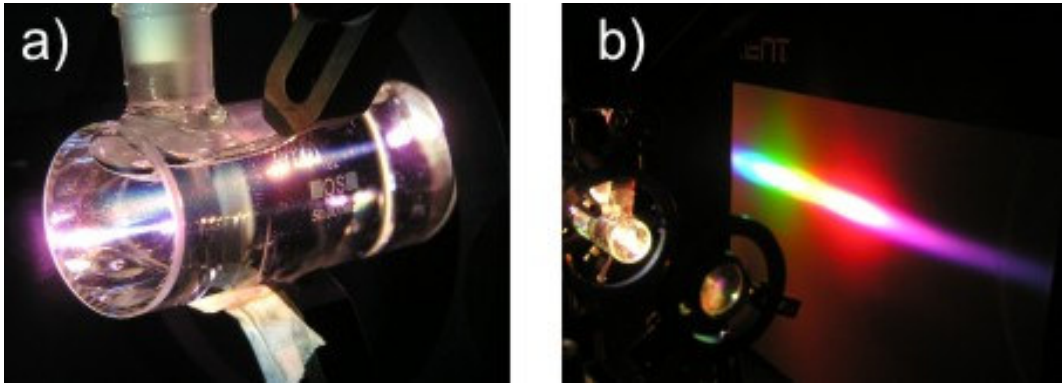


Figura 20 – a) Luz branca sendo gerada na água dentro da cubeta. b) Contínuo cobrindo toda a região visível do espectro na saída da cubeta.

A potência de entrada na cubeta era variada ajustando-se o atenuador. A Figura 21 mostra a seqüência de medidas com potências médias entre 5mW e 625mW. O maior alargamento espectral obtido através desse experimento foi de 685nm (481nm à 1166nm) medidos a -20dB do pico do espectro, utilizando uma potência média de 625mW. A utilização de uma potência média de 5mw resultou em um alargamento de 103nm (747nm à 850nm) medido a -20dB.

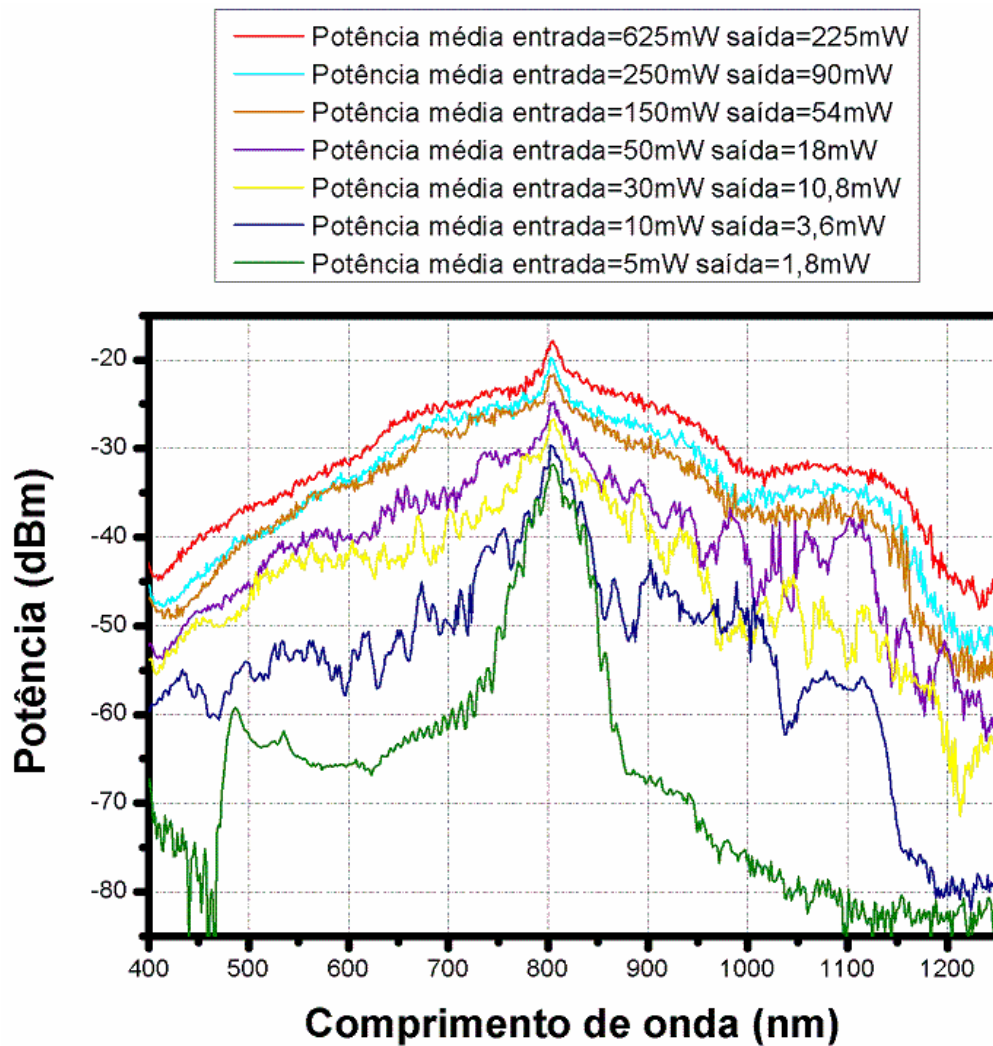


Figura 21 – Espectro da geração de luz branca em bulk (água) para diferentes potências.

Uma área muito ativa atualmente é referente ao estudo dos efeitos físicos mais importantes envolvidos na geração do supercontínuo. Alguns trabalhos publicados nos últimos anos apontam como os principais efeitos envolvidos na geração de supercontínuo com pulsos de femtossegundos a auto-focalização e a SPM. Entretanto, em um trabalho publicado no ano de 1999 [36], alguns pesquisadores ao investigarem a geração do supercontínuo em regime de femtossegundos descobriram que a largura espectral gerada através desse fenômeno físico é totalmente dependente da magnitude do Band Gap eletrônico da

amostra dielétrica utilizada. O estudo também demonstrou que o alargamento não necessariamente cresce com o valor de  $n_2$ , pois a água se mostrou um eficiente material para a geração do supercontínuo, como mostrado no experimento anterior, embora possua uma baixa não-linearidade ( $n_2 = 1,6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 / \text{W}$ ), que é 10x menor que a do  $\text{CS}_2$  ( $n_2 = 2,2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 / \text{W}$ ) [40]. O estudo realizado em [36] mostra que a auto-focalização inicia o processo de alargamento espectral gerando elétrons livres através de excitação multifóton. A SPM envolvendo estes elétrons constitui, então, o mecanismo principal de geração de supercontínuo. Portanto, a modificação do  $n_2$  de um material sem alteração de seu *band gap* não deverá acarretar em aumento do alargamento espectral obtido. Um exemplo típico é o fato de o *band gap* da água não se alterar ao misturá-la com outros materiais como, por exemplo, nanopartículas metálicas, que possuem um alto índice de refração não-linear [45]. Desta maneira, o aumento do  $n_2$  da mistura nesses casos causa uma influência insignificante no resultado final como se pôde observar em experimentos realizados no *Nanofentolab*.

### 3.10 Geração de supercontínuo em fibra

Um alargamento espectral extremo de pulsos ocasionado por efeitos não-lineares também pode ocorrer em fibras ópticas e também recebe o nome de geração de supercontínuo. Entretanto, esta seção mostra que os mecanismos envolvidos são totalmente diferentes daqueles responsáveis pelo fenômeno em amostras volumétricas. Como é verificado mais adiante, o maior comprimento de interação faz com que a dispersão tenha importância fundamental e as menores

potências usadas fazem com que o  $n_2$  seja o principal responsável pelo alargamento espectral.

O primeiro experimento de geração de supercontínuo em fibras foi realizado no ano de 1976 [32]. Nesse experimento foi utilizada uma fibra óptica monomodo padrão de 19,5 metros, diâmetro do núcleo de  $7\mu\text{m}$  e zero de dispersão em torno de  $\sim 1300\text{nm}$  e também um laser de corante com pulsos de  $\sim 10\text{ns}$  e potência de pico de  $\sim 20\text{kW}$  e  $\lambda$  na região do visível. Um contínuo de  $200\text{THz}$  foi gerado próximo ao comprimento de onda de bombeio. Recentemente, no ano de 2007 um alargamento espectral de  $1750\text{nm}$  ( $\sim 218\text{THz}$ ) foi obtido com uma fibra óptica monomodo convencional utilizando pulsos de  $2\text{ns}$  de um laser de diodo com  $\lambda=1553\text{nm}$ , amplificado até uma potência média de  $5,3\text{W}$  e com taxa de repetição de  $1\text{MHz}$  [33]. O contínuo gerado em uma fibra padrão seguido de uma fibra altamente não-linear pode ser visualizado na Figura 22.

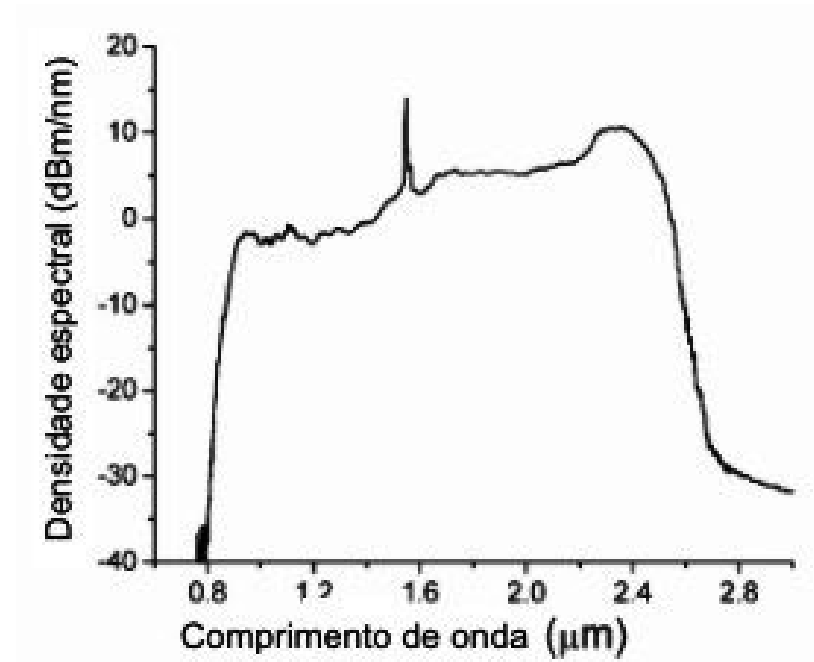


Figura 22 – Alargamento espectral obtido com fibras ópticas convencionais [33].



Em 1996, como já mencionado na seção 2.5, foram criadas as fibras ópticas de cristal fotônico de núcleo sólido. Essas fibras podem possuir um núcleo extremamente pequeno ( $\sim 1\mu\text{m}$ ), capaz de confinar o modo eletromagnético de maneira que a alta intensidade desse modo resulte em efeitos não-lineares que são responsáveis pela geração eficiente do supercontínuo. Além disso, essas fibras possuem altos valores de dispersão de guia de onda, que podem deslocar significativamente a dispersão total. Sendo assim, é possível deslocar o zero de dispersão desse guia de onda para comprimentos de onda onde existam lasers pulsados de alta potência, inclusive para comprimentos de onda menores que  $1270\text{nm}$ , o que não é possível em fibras convencionais. Baseado em todas essas características, no ano de 2000 Ranka e outros pesquisadores [34] realizaram um experimento utilizando uma PCF de núcleo sólido com diâmetro de  $1,7\mu\text{m}$ , diâmetro médio dos buracos da casca de  $1,3\mu\text{m}$  e  $75\text{cm}$  de comprimento, bombeada por um laser Ti:Safira com  $\lambda$  em  $770\text{nm}$  (linha tracejada na Figura 23), e potência de pico de  $1,6\text{kW}$  com pulsos de  $100\text{fs}$ . Ranka *et. al.* conseguiram obter uma largura de banda de  $550\text{THz}$  e um alargamento espectral que se estendia de  $400$  à  $1500\text{nm}$ .

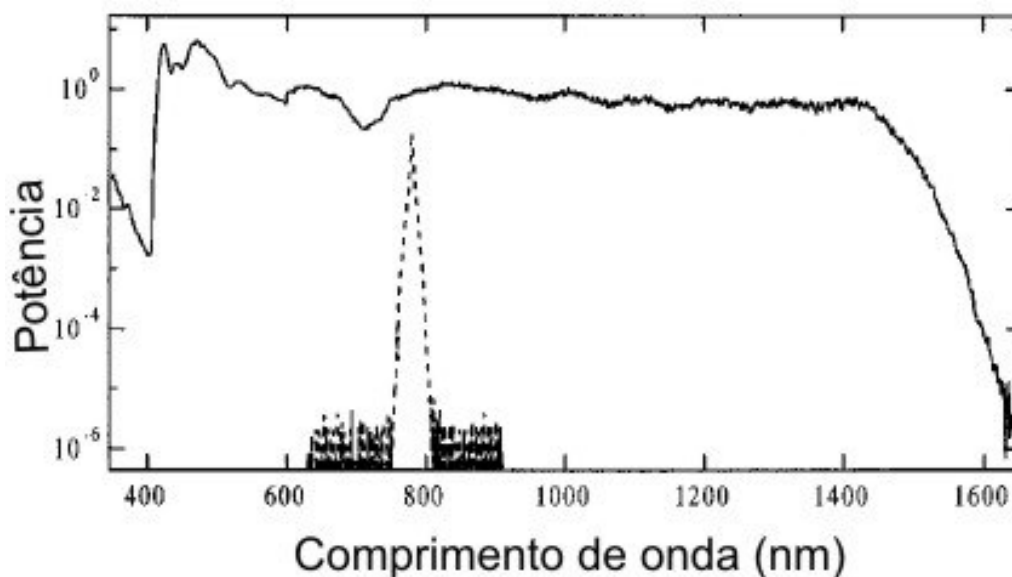


Figura 23 – Espectro do primeiro supercontínuo gerado com uma PCF de núcleo sólido [34].

Esse experimento teve grande repercussão principalmente devido à utilização de pulsos com energia de 0,16nJ, muito inferior a de experimentos anteriores utilizando outros meios de propagação como as fibras ópticas convencionais, onde pulsos com energias entre alguns  $\mu\text{J}$  à mJ eram necessários. Logo após esses resultados, uma nova aplicação foi sugerida da geração do supercontínuo em metrologia de frequência, onde um pente de frequências correspondendo a pulsos de um laser de fs era alargado e poderia ser utilizado para calibrar frequências ópticas com precisão igual à disponível para calibração de radio frequências.

Como já mencionado, o fato de a luz em fibras ópticas ser guiada e permanecer confinada por longas distâncias faz com que a geração de supercontínuo tenha uma origem totalmente diferente da geração em amostras volumétricas. Neste caso, os efeitos da SPM, espalhamento Raman e da dispersão são apontados como sendo os principais responsáveis pelo fenômeno.

Recentemente foi publicado um artigo de revisão sobre esse assunto [35]. Esse artigo separa os processos que produzem o alargamento espectral em termos da duração dos pulsos e do regime de dispersão (anômala ou normal). Os autores mostram que em regime de femtossegundos e com dispersão normal próxima ao zero de dispersão o alargamento espectral é dominado pelo efeito de SPM. Porém, na medida em que o espectro se alarga em direção à região de dispersão anômala o processo muda para a formação de sólitons.

Por outro lado, quando se está na região de dispersão anômala, obtêm-se inicialmente um sóliton de alta ordem, que rapidamente se fissiona gerando diversos sólitons fundamentais, além de pulsos dispersivos. Isso ocorre devido a perturbações sofridas nos sólitons pelos efeitos de Raman intra-pulso e os termos de dispersão de mais alta ordem. Como no trabalho descrito nessa dissertação o

regime utilizado para realização dos experimentos foi em femtossegundos, então uma ênfase maior será dada aos fenômenos envolvidos nesse regime.

A Figura 24 mostra através de uma simulação numérica como o alargamento espectral é totalmente dependente do comprimento de onda do bombeio, de forma que a posição inicial do bombeio em relação ao zero de dispersão da fibra é crítico para que se tenha um aumento da eficiência dos efeitos não-lineares. Nessa simulação foram utilizados os parâmetros de uma *PCF* de núcleo sólido de  $1,7\mu\text{m}$  de diâmetro, 15 centímetros de comprimento e zero de dispersão em 780nm. O laser de bombeio simulado emite pulsos com potência de pico de 10kW e duração de 50fs. Inicialmente, o bombeio está sintonizado em 600nm, fazendo com que o espectro se alargue pouco e somente na região de dispersão normal devido ao efeito de SPM.

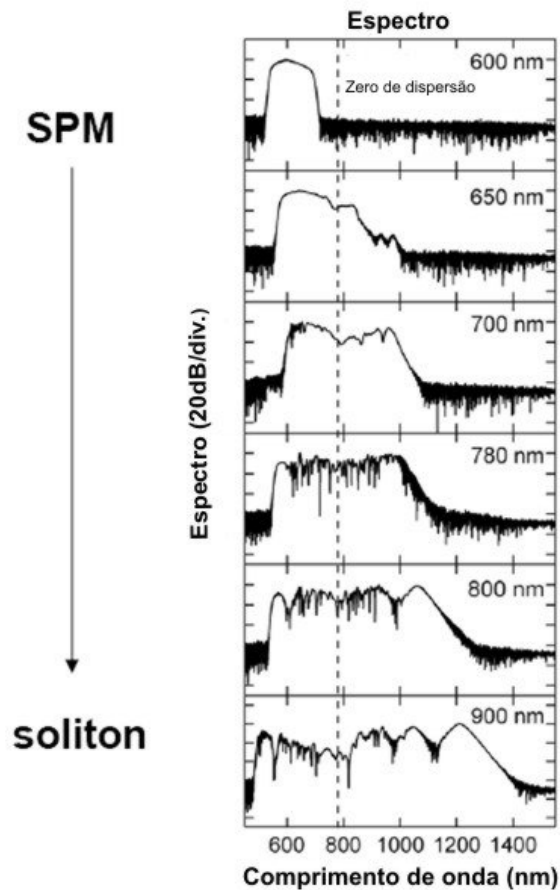


Figura 24 – Simulação numérica da geração de supercontínuo em PCF de núcleo sólido [35].

À medida que o bombeio se desloca em direção ao zero de dispersão é possível notar que parte do espectro alargado cruza o comprimento de onda de dispersão nula (linha tracejada) e sofre um alargamento maior na região de dispersão anômala devido à formação de sólitons. Quando o bombeio está em 780nm o perfil espectral do contínuo se altera notavelmente e torna-se mais largo devido à transição de regime de dispersão. Com o bombeio na região de dispersão anômala, além de um espectro ainda mais largo é possível identificar picos espectrais individuais que correspondem a sólitons fundamentais. Estes sólitons são gerados quando o efeito Raman intra-pulso e os termos de dispersão de mais alta ordem induzem uma fissão de sólitons de ordem superior e se deslocam para comprimentos de onda maiores devido ao efeito Raman intra-pulso.

# Capítulo 4

## **Geração de supercontínuo em PCF com núcleo de água e em amostra volumétrica.**

Neste capítulo são descritos os experimentos da geração de supercontínuo utilizando as fibras ópticas de cristal fotônico com núcleo de água. Os resultados são então comparados com os da geração de supercontínuo em amostras voluméticas.

### **4.1 Montagem experimental, inserção seletiva de materiais em PCF e considerações sobre o experimento.**

A Figura 25 mostra esquematicamente a montagem do experimento que resultou na geração do supercontínuo em PCF com núcleo de água. Foi utilizado como fonte de pulsos ultra-curtos um oscilador paramétrico sintonizável O.P.A. (do inglês *Optical Parametric Amplifier*) COHERENT<sup>®</sup> modelo OPerA, com pulsos de 60fs e taxa de repetição de 1kHz, cobrindo toda a região do visível (400-700nm) e infravermelho próximo até ~2600nm. Como guia de onda foi utilizada a PCF de núcleo oco ilustrada na Figura 26, com 5cm de comprimento, 10,7 $\mu$ m de diâmetro de núcleo, período (pitch) de ~2,2 $\mu$ m, diâmetro médio dos buracos da casca de ~1,9 $\mu$ m e fração de ar na casca de ~68%. Essa fibra foi fabricada nos laboratórios da Universidade de Bath na Inglaterra pelo Prof. Cristiano M. B. Cordeiro da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP).

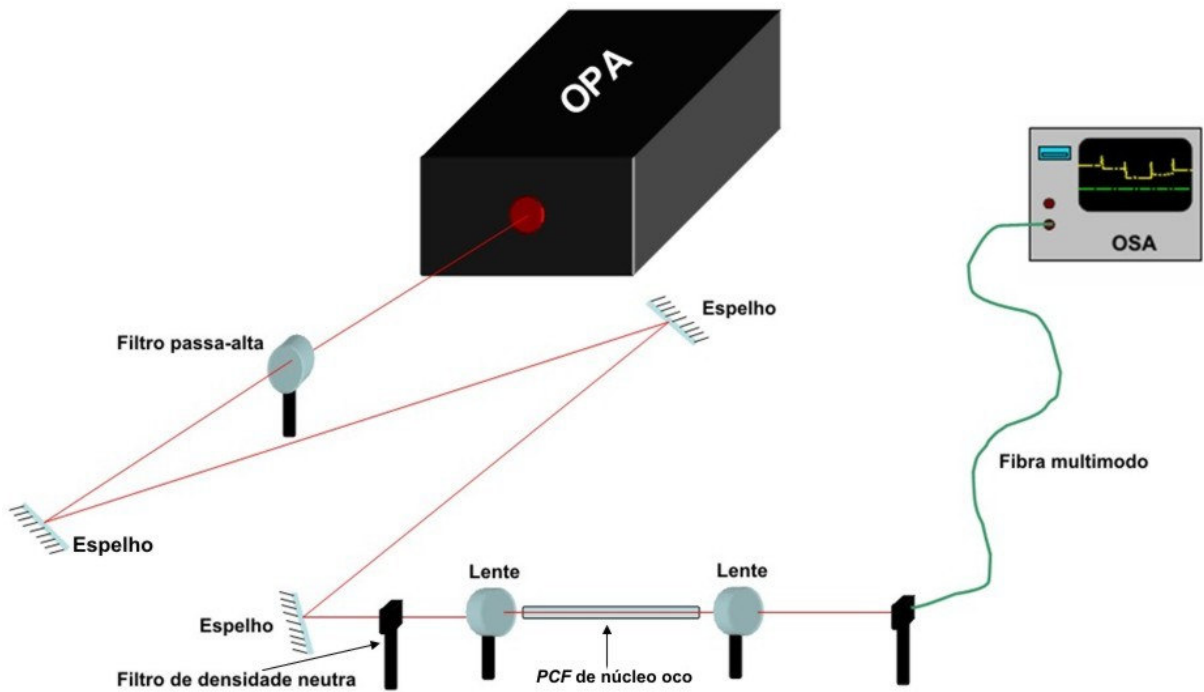


Figura 25 – Montagem experimental da geração de supercontínuo em PCF com núcleo de água.

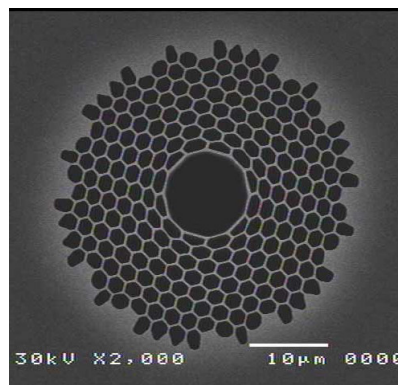


Figura 26 – PCF de núcleo oco utilizada nos experimentos de geração de supercontínuo.

O feixe de luz proveniente do O.P.A. passava inicialmente por um filtro passa-longo (RG830) que corta os comprimentos de onda abaixo de 830nm. A luz então refletia em 3 espelhos metálicos (ouro) que ajustavam a altura do feixe em relação

ao suporte da fibra. Depois disso o feixe incidente passava por um filtro de densidade neutra que regulava a potência de entrada na fibra. Para o acoplamento da luz na fibra foi utilizada uma lente objetiva de 20x. Foi utilizado também um suporte para a fibra com ajuste micrométrico, e na saída, uma lente objetiva de 40x que direcionava a luz para uma fibra multimodo, que por sua vez guiava o sinal a um analisador de espectro óptico (OSA) onde os dados eram recolhidos.

Como já mencionado, uma das vantagens em se utilizar uma *PCF* de núcleo oco nesse tipo de experimento é a possibilidade de inserir materiais (líquidos ou gases) em seu núcleo através dos processos de inserção seletiva [19, 37, 38]. O processo de inserção seletiva pode ser realizado de diversas maneiras. Nesse trabalho, o método constituiu-se em aplicar inicialmente um arco-voltáico na ponta da fibra utilizando uma máquina de emendas de fibra óptica que colapsa os buracos da casca microestruturada deixando somente o núcleo da fibra aberto conforme pode ser observado na Figura 27.

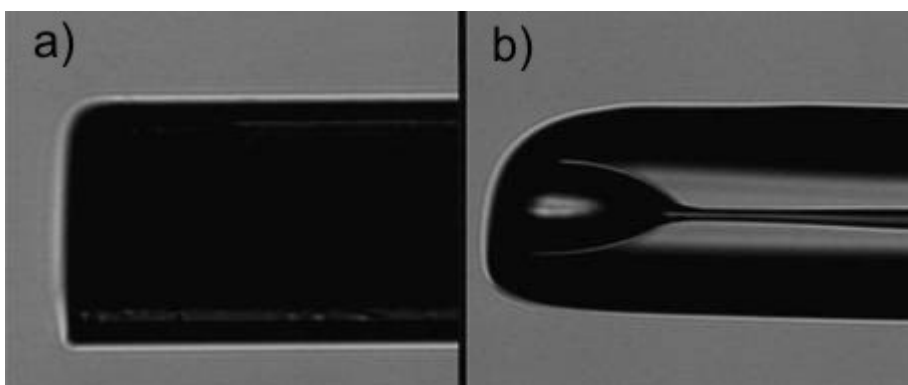


Figura 27 – Imagens feitas por um microscópio da ponta de uma PCF de núcleo oco antes (a) e após (b) ser aplicado um arco-voltáico que fecha os buracos da casca.

Na Figura 27 (a) pode-se ver através da imagem de um microscópio a ponta da *PCF* de núcleo oco antes da aplicação do arco-voltáico. Já na Figura 27 (b) pode-se observar que após a aplicação do arco-voltáico houve um colapsamento da casca microestruturada fazendo com que somente o núcleo da fibra ficasse aberto, possibilitando o processo de inserção seletiva de água destilada neste. Após o fechamento dos buracos da casca, uma ponta da fibra era inserida em uma seringa e colada à agulha desta com o objetivo de vedar a passagem de ar ou líquidos por fora da *PCF*. Na colagem era utilizada uma cola de secagem rápida. Após esse processo, a água destilada era inserida na seringa e aplicava-se uma pressão no êmbolo com a montagem visualizada na Figura 28 (a). A formação de uma gota na ponta da fibra (Figura 28 b) era observada após alguns segundos e indicava que a mesma podia ser retirada e clivada para utilização no experimento. Dessa maneira, após o preenchimento, a fibra que originalmente guiava a luz através de *band gap* fotônico passava a guiar através de reflexão interna total.





Figura 28 – a) Inserção seletiva da água no núcleo da PCF de núcleo oco através de pressão. b) Formação de uma gota de água na ponta da fibra.

Justamente, aproveitando essa possibilidade de inserção seletiva de materiais na *PCF* de núcleo oco, no ano de 2006 foi reportado um trabalho de simulação numérica que obteve como resultado um contínuo que se estendia de 700nm a 2500nm [39]. Para obter esse alargamento espectral foram utilizados pulsos de 100fs com potência de pico de 10kW e uma fibra de 5cm com núcleo de dissulfeto de carbono ( $\text{CS}_2$ ). A estrutura da fibra, aliada à dispersão do  $\text{CS}_2$  fazia com que o zero de dispersão da fibra estivesse próximo ao  $\lambda$  de bombeio (1550nm). O espectro desse alargamento pode ser visualizado na Figura 29.

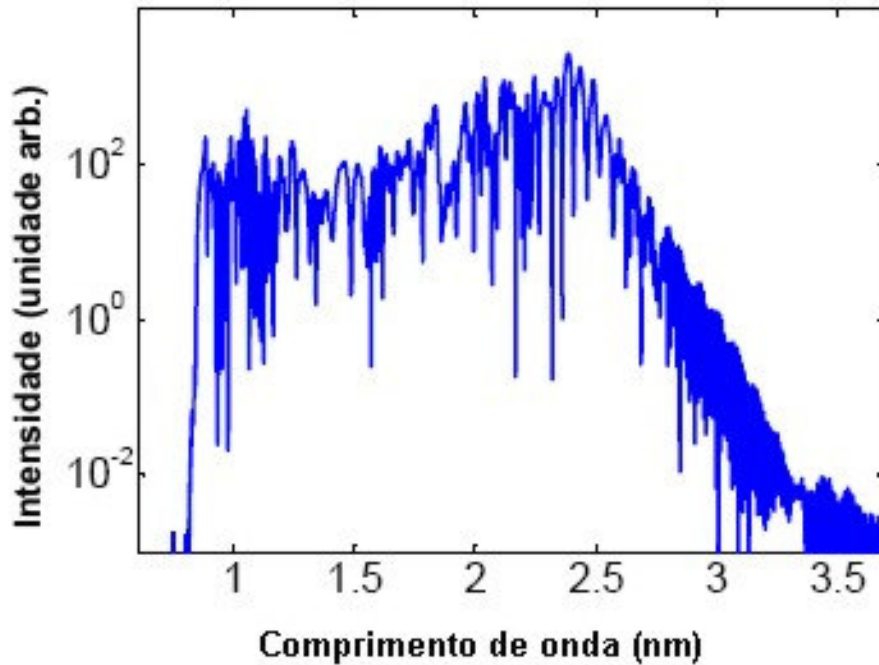


Figura 29 – Simulação numérica da geração de supercontínuo utilizando uma PCF com núcleo de disulfeto de carbono [39].

De um modo geral, a escolha do disulfeto de carbono nas simulações se deve ao fato de que esse líquido possui um dos maiores índices de refração não-linear conhecidos entre os demais ( $n_2 = 2,2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 / \text{W}$ ), podendo assim contribuir para a obtenção do alargamento espectral<sup>1</sup>. Experimentalmente, a utilização do CS<sub>2</sub> na geração do supercontínuo utilizando fibras *PCF*'s apresenta uma série de desvantagens em relação à água. A água, por exemplo, é 30 vezes menos volátil que o CS<sub>2</sub> (temperatura ambiente), de fácil manuseio, é encontrada em abundância na natureza e, principalmente, possui um zero de dispersão em  $\sim 1 \mu\text{m}$  conforme pode ser observado na Figura 30 [41]. Este último fator facilita a utilização de diversos lasers pulsados operando próximos a esse comprimento de onda sem a

<sup>1</sup> Vale ressaltar que em [39] um valor de  $n_2$  de  $6,3 \times 10^{-14} \text{ cm}^2 / \text{W}$  válido para pulsos de nanossegundos é erroneamente utilizado. Como mostrado em [40], o valor correto para pulsos de femtossegundos é de  $2,2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 / \text{W}$ .

necessidade de se utilizar uma *PCF* com perfil não convencional (como a utilizada em [38]) para o ajuste de dispersão.

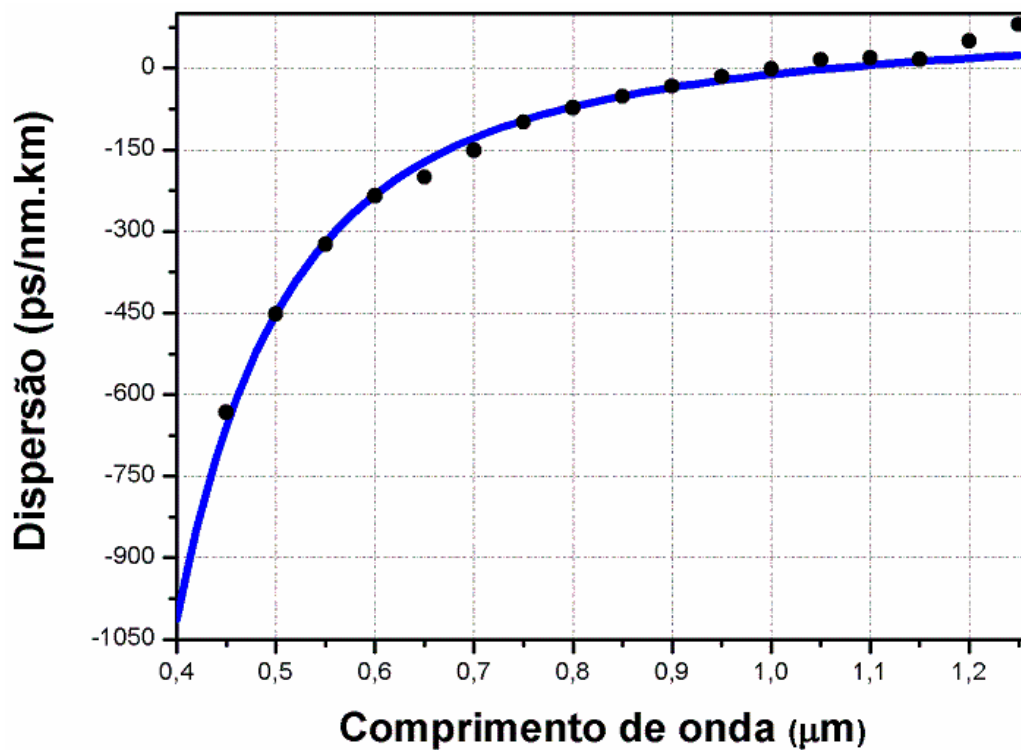


Figura 30 – Curva teórica (azul) e experimental (pontos) da dispersão cromática da água em função do comprimento de onda [41].

Uma característica da água que deve ser notada é a sua absorção em função comprimento de onda (Figura 31). Em  $\sim 480\text{nm}$  a água possui seu valor mais baixo de absorção ( $1,86 \times 10^{-4} \text{cm}^{-1}$ ). No infravermelho próximo o aumento da absorção com o comprimento de onda é bastante acentuado, sendo que em  $1,0\mu\text{m}$  o coeficiente de absorção é de  $0,416 \text{cm}^{-1}$  [42]. Porém, em  $\sim 976\text{nm}$  a água apresenta um pico de absorção ( $0,51 \text{cm}^{-1}$ ). Este espectro de absorção foi um fator limitante na obtenção do alargamento espectral obtido dos resultados apresentados na seção 4.2, visto

que um dos bombeios usados se localizava exatamente nessa faixa de comprimento de onda.

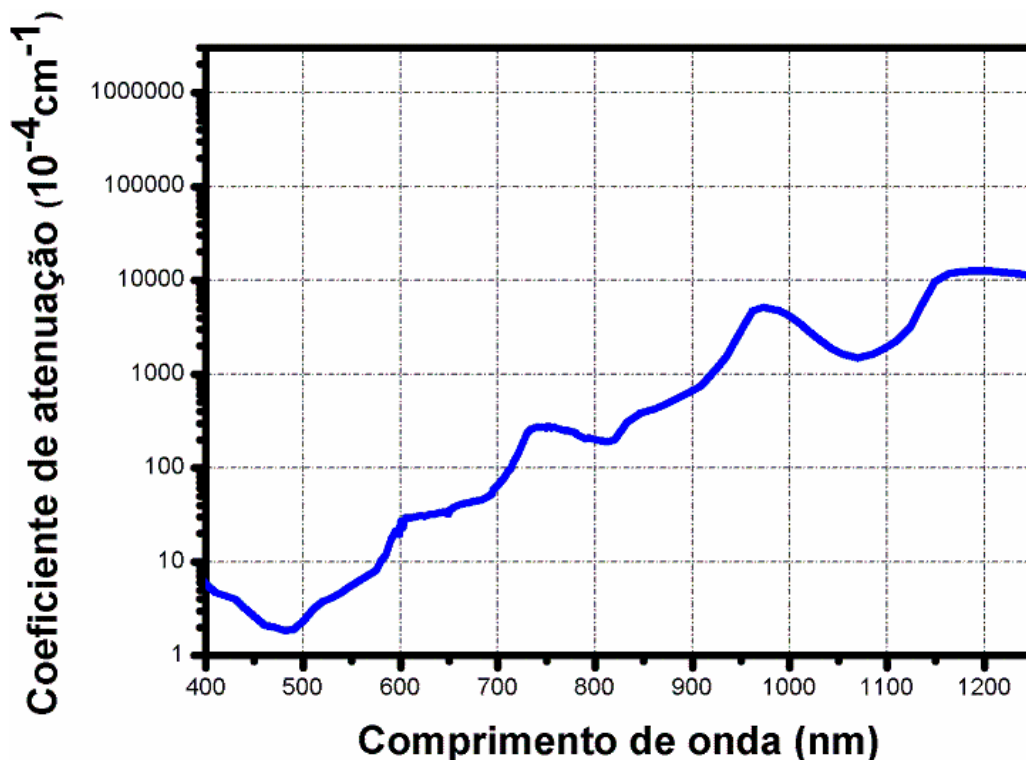


Figura 31 – Gráfico da atenuação da água em função do comprimento de onda [42]

Quanto ao comprimento das *PCF's* utilizadas nos experimentos, por razões práticas, foram utilizadas fibras com o comprimento fixado em 5cm. É importante caracterizar a influência dos efeitos de dispersão, não-linearidade e atenuação na propagação dos pulsos ao longo deste comprimento. Isto foi feito comparando-o com os parâmetros  $L_D$ ,  $L_{NL}$  e  $L_{eff}$  que determinam a partir de qual comprimento de fibra se tornam relevantes os efeitos de dispersão, não-linearidade e atenuação, respectivamente, como foi visto na seção 3.5. Este último comprimento é definido como:

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{(-\alpha L)}}{\alpha} \quad (59)$$

onde  $L$  é comprimento da fibra. Para efeito de análise, utilizou-se uma potência média de  $60\mu\text{W}$  (potência de pico de  $0,94\text{MW}$ ). A Tabela 1 mostra uma comparação de  $\lambda=800\text{nm}$  e  $\lambda=976\text{nm}$  no que diz respeito a todos os parâmetros relevantes.

Tabela 1 – Comparação entre parâmetros relevantes em  $\lambda=800\text{nm}$  e  $\lambda=976\text{nm}$ .

	$\beta_2(\text{ps}^2/\text{km})$	$\gamma (\text{w}^{-1}/\text{m})$	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$L_D(\text{cm})$	$L_{NL}(\text{mm})$	$L_{eff}(\text{cm})$
$\lambda=800\text{nm}$	24.07	0.0013	$2.03 \times 10^{-2}$	41.44	0.73	4.75
$\lambda=976\text{nm}$	9.09	0.0011	0.51	109.7	0.60	1.81

A comparação dos  $L_{eff}$  indica que em  $800\text{nm}$  os efeitos de atenuação são desprezíveis enquanto que em  $976\text{nm}$  apenas o primeiro terço de fibra estará sujeito a potência de bombeio considerável. O fato de que  $L_{NL} < L < L_D$  em ambas as fibras indica que o efeito de não-linearidade ocasionará um alargamento considerável que não será impedido pela dispersão. Entretanto é importante notar que à medida que o espectro alarga o efeito de dispersão se tornará cada vez mais importante, especialmente para  $\lambda=800\text{nm}$ . Isto não é previsto pela análise simplificada aqui utilizada.

## 4.2 Resultados experimentais e discussão

Levando-se em conta os espectros de dispersão e atenuação da água, experimentos foram realizados com o O.P.A. sintonizado em  $\lambda=800\text{nm}$  e em  $\lambda=976\text{nm}$  para a geração do supercontínuo em *PCF* com núcleo de água. Enquanto

que o primeiro comprimento de onda escolhido corresponde ao bombeio tipicamente usado para a geração de supercontínuo em água volumétrica, o segundo foi escolhido principalmente por estar próximo do zero de dispersão da água ( $D=0$  em  $1,066\mu\text{m}$ ).

#### 4.2.1 Resultados com bombeio em 800nm e PCF com núcleo de água

Com  $\lambda=800\text{nm}$  inicialmente incidiu-se uma potência média de  $84\mu\text{W}$  na PCF com núcleo de água destilada. Medindo-se uma potência média na saída de  $5,2\mu\text{W}$  e levando-se em conta a atenuação da água, estima-se uma potência média de  $5,8\mu\text{W}$  acoplada à fibra (eficiência de acoplamento de  $\sim 7\%$ ). A Figura 32 mostra a distribuição da luz na saída da fibra, onde a intensidade da luz é identificada pela cor branca. A partir dessa figura pode-se observar que há bastante luz sendo acoplada no núcleo da fibra, embora também haja um pouco de luz acoplada na casca microestruturada.

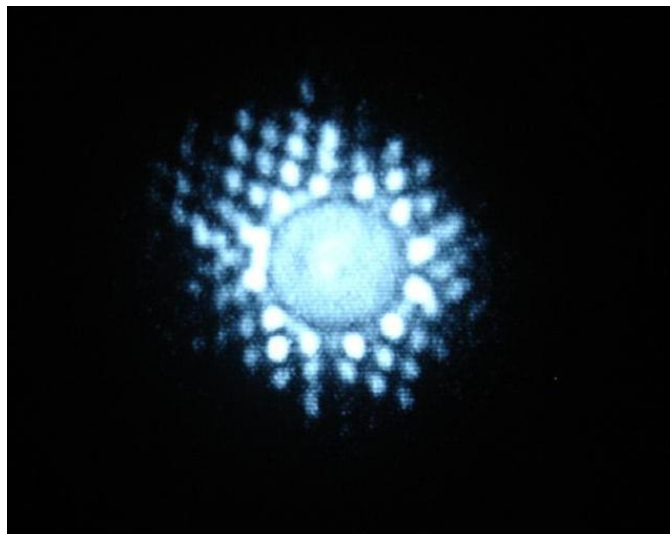


Figura 32 – Imagem da saída da PCF com núcleo de água no início da série de medidas para  $\lambda=800\text{nm}$  e potência média acoplada de  $5,8\mu\text{W}$ .

A potência média acoplada à fibra foi então aumentada gradativamente de 5,8 $\mu$ W até 62  $\mu$ W e os espectros de saída registrados como mostra a Figura 33. Um alargamento espectral máximo (linha verde) de 140nm (739nm a 879nm) medidos a -20dB foi observado. Ao final da série de medidas foi verificado que a eficiência no acoplamento estimada se manteve estável em ~7%, mostrando que não houve evaporação significativa da água no núcleo da fibra. Como o bombeamento neste experimento encontra-se na região de dispersão normal, acredita-se que a SPM seja o principal mecanismo de alargamento espectral, como indicado em [35] para PCF's de núcleo sólido. O alto valor de dispersão no comprimento de onda utilizado (800nm) possivelmente explica o pequeno alargamento observado (larguras espectrais menores que 200nm). A evolução do espectro obtido mostra também que o alargamento parece saturar a partir de potências médias na entrada de ~50 $\mu$ W, o que pode ser atribuído à dispersão que alarga temporalmente os pulsos, baixando a potência de pico.

A potência média na entrada da fibra foi então aumentada novamente para ~1mW e foi verificado que a água no núcleo da fibra evaporou rapidamente conforme pode ser observado na Figura 34. Os pontos brancos na imagem mostram que a luz está acoplada em alguns anéis da casca microestruturada e pode-se notar que a mancha branca no núcleo da fibra sumiu indicando que houve evaporação da água, pois essa fibra não possui *band gap* fotônico em  $\lambda=800$ nm.

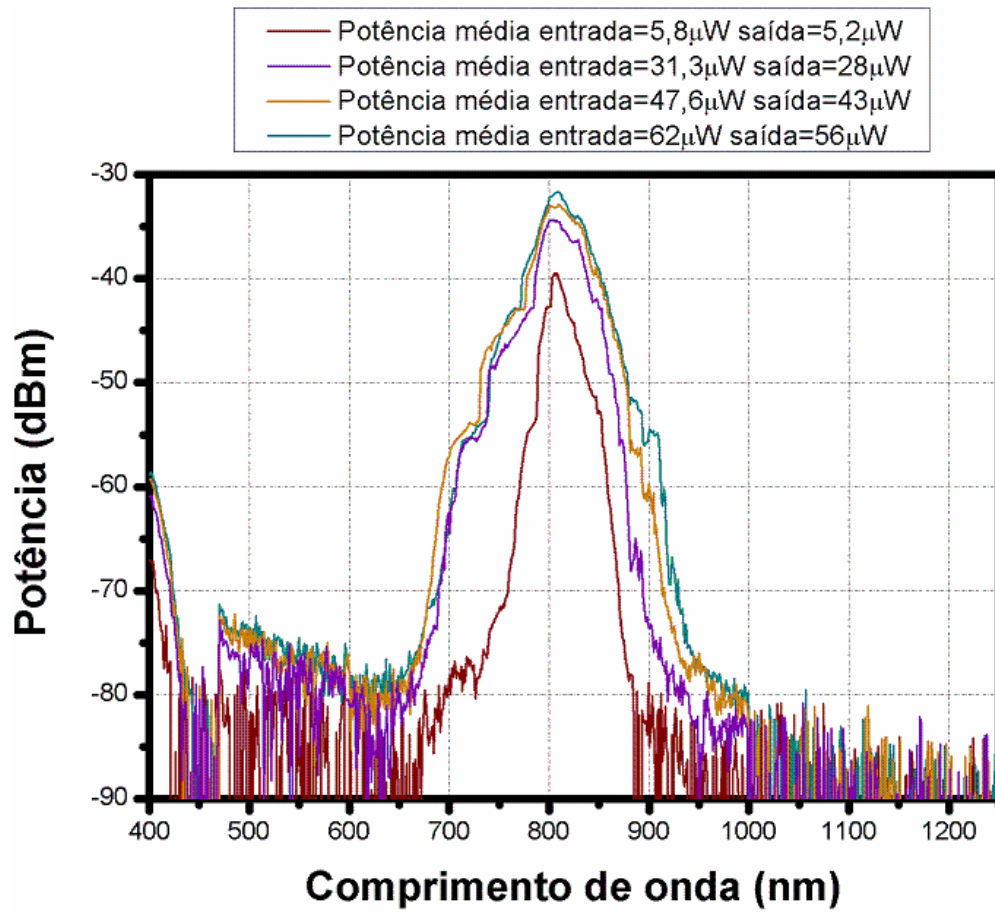


Figura 33 – Alargamento espectral obtido para  $\lambda=800\text{nm}$  utilizando uma PCF com núcleo de água.

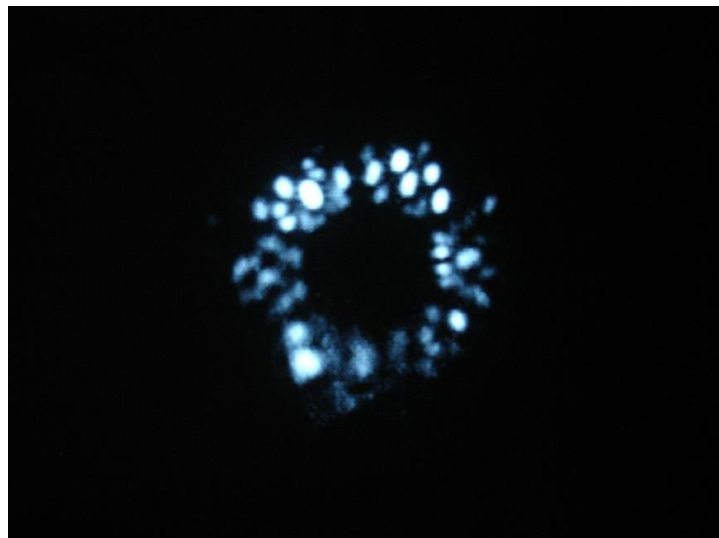


Figura 34 – Imagem da saída da PCF após a série de medidas.



#### 4.2.2 Resultados com bombeio em 976nm e PCF com núcleo de água

No experimento a seguir o comprimento de onda de bombeio foi sintonizado para  $\lambda=976\text{nm}$  e uma nova fibra com 5cm de comprimento com água em seu núcleo foi utilizada. A série de medidas foi realizada utilizando as seguintes potências acopladas à fibra:  $5,67\mu\text{W}$ ,  $11,3\mu\text{W}$ ,  $34,3\mu\text{W}$ ,  $59,7\mu\text{W}$  e  $92,5\mu\text{W}$ . A eficiência no acoplamento inicial foi de  $\sim 11\%$  e ao fim da série de medidas foi de  $\sim 10\%$  indicando que houve uma pequena queda no acoplamento.

Os resultados obtidos podem ser visualizados na Figura 35, onde se observa neste caso, um alargamento bem maior se comparado ao obtido com  $\lambda=800\text{nm}$  devido ao fato de o bombeio encontrar-se próximo do zero de dispersão da água. Outro fato interessante é que mesmo o bombeio se situando em um pico de atenuação em 976nm, a proximidade do zero de dispersão da água promove um alargamento substancial. Como no caso as *PCF's* de núcleo sólido [35] com bombeio na região de baixa dispersão normal, acredita-se que a SPM é o mecanismo de alargamento inicial que é seguido de efeitos solitônicos e a geração de ondas dispersivas. A largura espectral máxima obtida nesse caso (linha roxa) foi de 503nm (638nm a 1141nm) medidos a -20dB do pico.

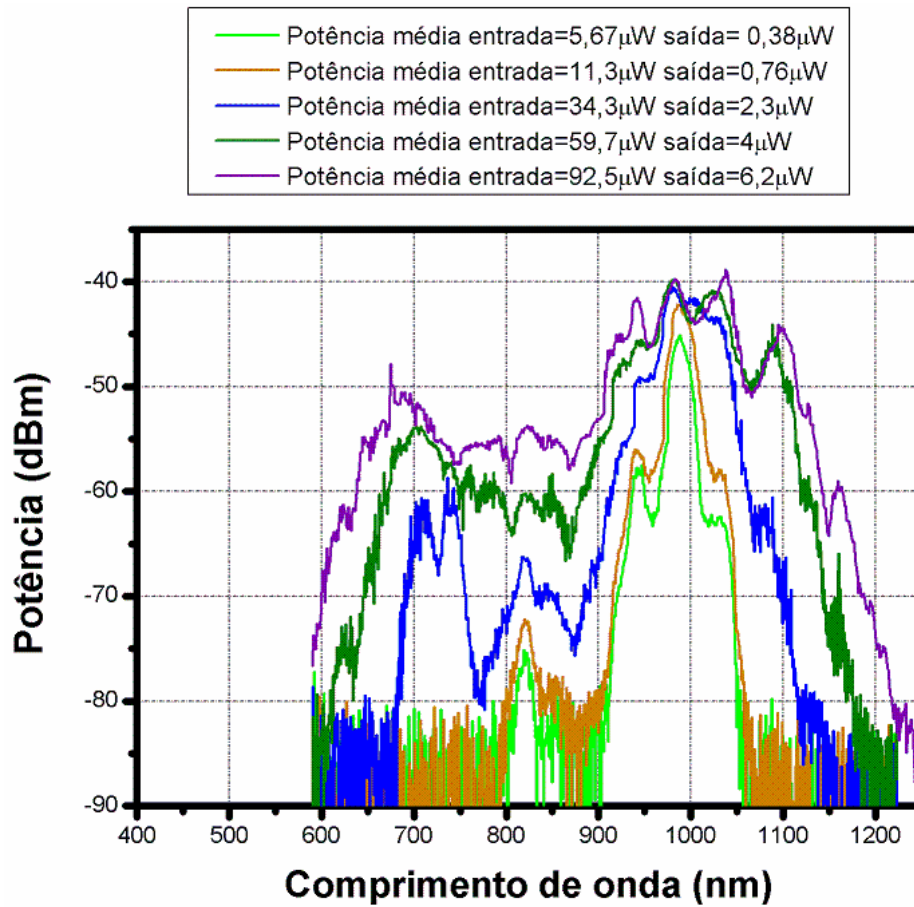


Figura 35 – Alargamento espectral obtido com  $\lambda=976\text{nm}$  utilizando PCF com núcleo de água.

Devido ao espectro de atenuação da luz na água, o alargamento espectral observado fica comprometido a partir de aproximadamente 1150nm, conforme pode ser visto na Figura 36.

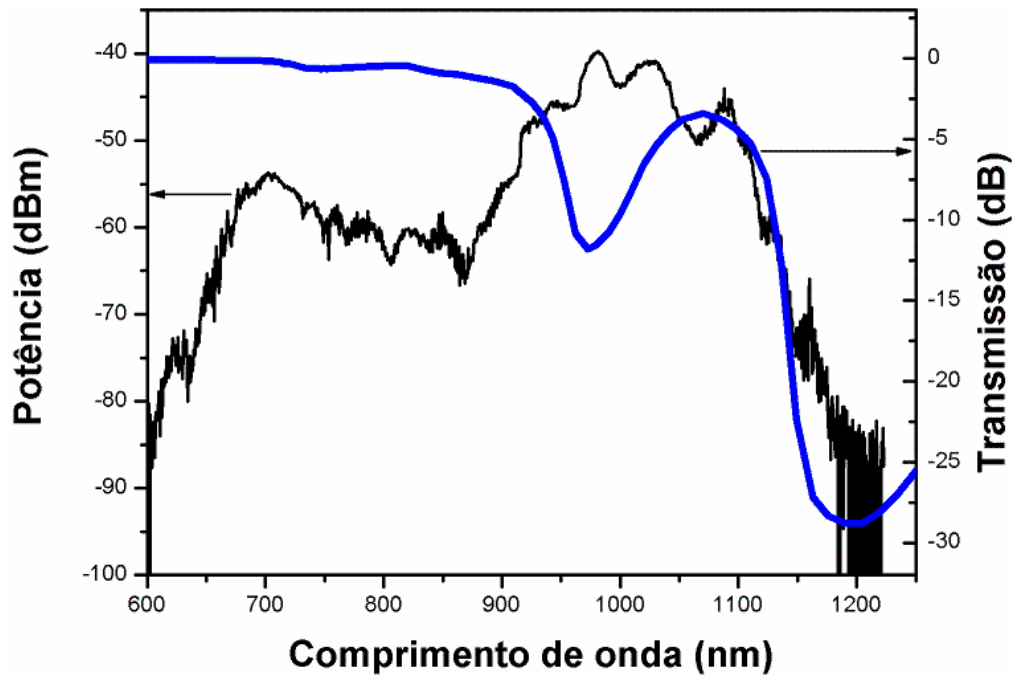


Figura 36 – Comparação entre o espectro obtido com  $\lambda=976\text{nm}$  e  $59,7\mu\text{W}$  de potência média e espectro de transmissão ao longo de uma coluna de água de comprimento igual ao da fibra utilizada.

A Figura 36 mostra o espectro obtido com uma potência média de  $59,7\mu\text{W}$  superposto com a transmissão calculada em 5cm de água. Vê-se que a queda do espectro supercontínuo coincide com a queda da transmissão, limitando o alargamento para os comprimentos de onda maiores.

#### 4.2.3 Comparação entre o uso de $\lambda=800\text{nm}$ e $\lambda=976\text{nm}$ com PCF com núcleo de água

A Figura 37 mostra o resultado da comparação referente ao alargamento espectral obtido com  $\lambda=800\text{nm}$  e  $\lambda=976\text{nm}$ , utilizando uma potência média aproximada nos dois casos de  $60\mu\text{W}$ . Para  $\lambda=976\text{nm}$ , o alargamento foi de 230nm (889nm à 1119nm) medidos a -20dB, e para  $\lambda=800\text{nm}$  o alargamento espectral

obtido foi de 140nm (739nm à 879nm) também medidos a -20dB, ou seja, 60% menor que o obtido em 976nm. Entretanto, quando leva-se em conta que para  $\lambda=976\text{nm}$  a amplitude do espectro torna a subir para comprimentos de onda menores que 800nm, pode-se medir uma largura total a -20dB de ~460nm (três vezes maior que para  $\lambda=800\text{nm}$ ). Esta comparação reafirma a conclusão de que uma dispersão baixa é significativamente mais importante que uma atenuação baixa para a geração do supercontínuo.

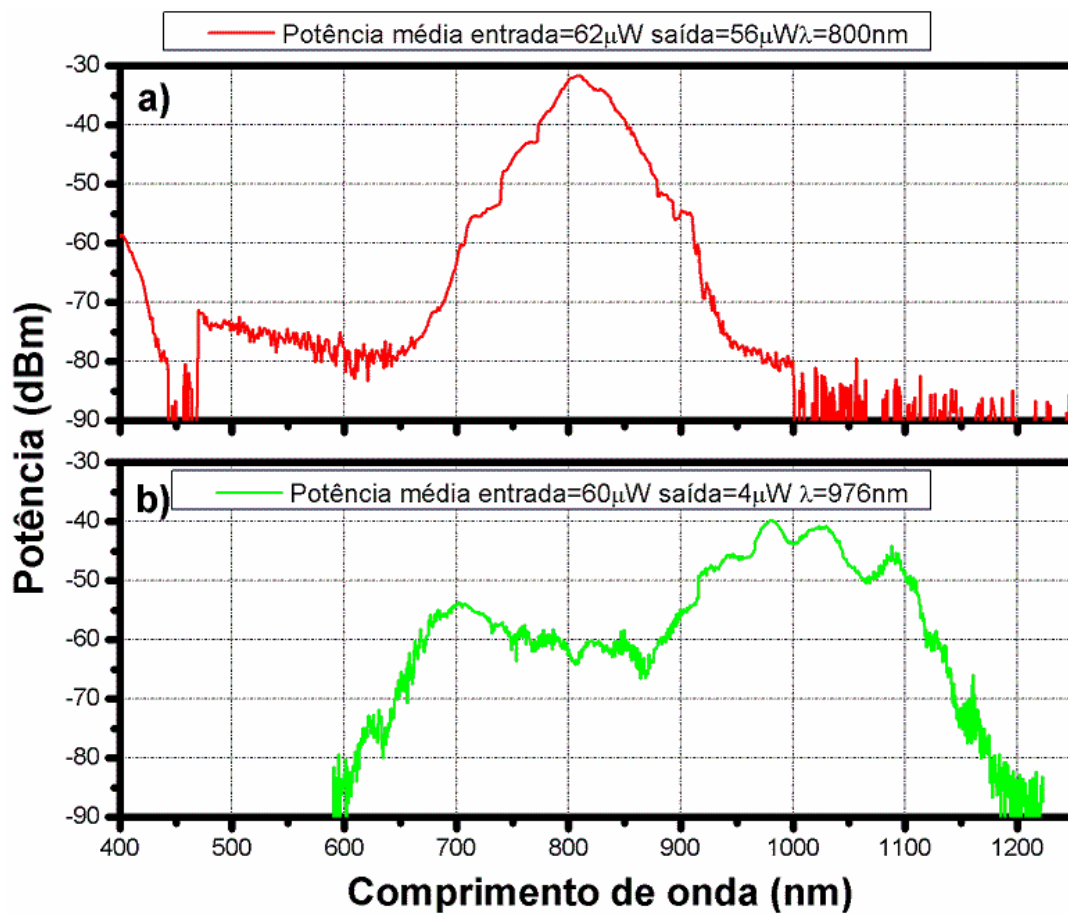


Figura 37 – Comparação entre o alargamento espectral obtido com  $\lambda=800\text{nm}$  (a) e  $\lambda=976\text{nm}$  (b) com uma potência média de  $\sim 60\mu\text{W}$ .

#### 4.2.4 Comparação entre o espectro obtido com PCF com núcleo de água e núcleo de ar

A fim de comprovar que o resultado obtido da geração do supercontínuo com a PCF se deve ao alargamento no núcleo de água e não na casca microestruturada, foi realizado um experimento de controle em que se utilizava uma amostra similar de PCF, porém sem água em seu núcleo (núcleo de ar). Para isso foi utilizado  $\lambda=1\mu\text{m}$  e uma potência média antes da entrada da fibra de  $500\mu\text{W}$  igual à usada no experimento com  $\lambda=976\text{nm}$  e núcleo de água quando a potência acoplada era de  $60\mu\text{W}$ . O resultado pode ser visto na Figura 38, e indica que a influência da água é de fundamental importância para se obter um maior alargamento espectral. O alargamento obtido quando a fibra possuía água em seu núcleo foi de  $460\text{nm}$ , enquanto que na fibra sem água obteve-se um alargamento espectral de  $147\text{nm}$ .

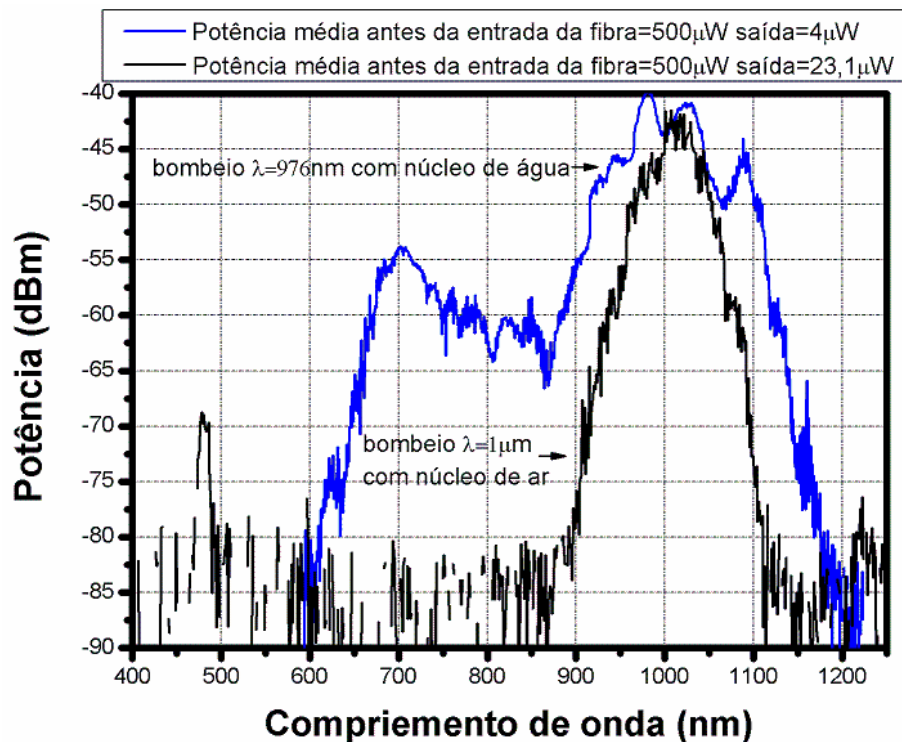


Figura 38 – Comparação do alargamento espectral gerado com uma PCF de núcleo oco com e sem água em seu núcleo.

A Figura 39 mostra a distribuição da luz no primeiro anel da casca microestruturada na saída da fibra com núcleo de ar, onde as cores brancas indicam maior intensidade de luz e azul menor intensidade. Observe que não há luz no núcleo da fibra, indicando também que essa fibra não possui band gap fotônico para  $\lambda=1\mu\text{m}$

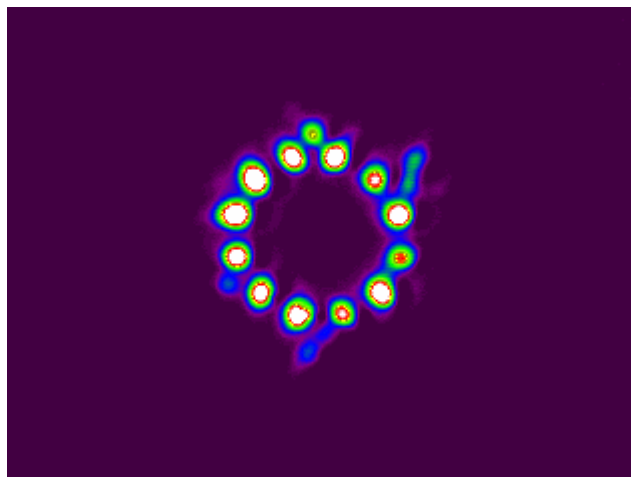


Figura 39 – Imagem da saída da PCF com núcleo de ar.

#### **4.2.5 Experimentos com amostras volumétricas de água com $\lambda=800\text{nm}$ e $\lambda=976\text{nm}$**

Para comparar a eficiência da geração do supercontínuo obtido nos experimentos utilizando as *PCF's* com núcleo de água, foram realizados experimentos em condições semelhantes, mas com amostras volumétricas de água. O O.P.A. foi sintonizado inicialmente em  $\lambda=800\text{nm}$ . Foi utilizada uma cubeta de vidro com 7,8cm de comprimento e 2,5cm de largura preenchida com água. Uma lente de distância focal de 10cm acoplava a luz na entrada da cubeta e outra de 15cm

colimava-a na saída da cubeta. Uma seqüência de medidas foi iniciada com a potência média na entrada de  $60\mu\text{W}$  sendo aumentada até  $900\mu\text{W}$ . O alargamento espectral obtido pode ser observado através da Figura 40. Pode-se observar que o maior alargamento espectral foi de  $162\text{nm}$  ( $721\text{nm}$  a  $883\text{nm}$ ) a  $-20\text{dB}$ , obtido ao acoplar a potência média de  $900\mu\text{W}$  na cubeta (linha verde na Figura 40). Note, entretanto, que esta potência é 15 vezes maior do que a maior potência acoplada na *PCF* com núcleo de água.

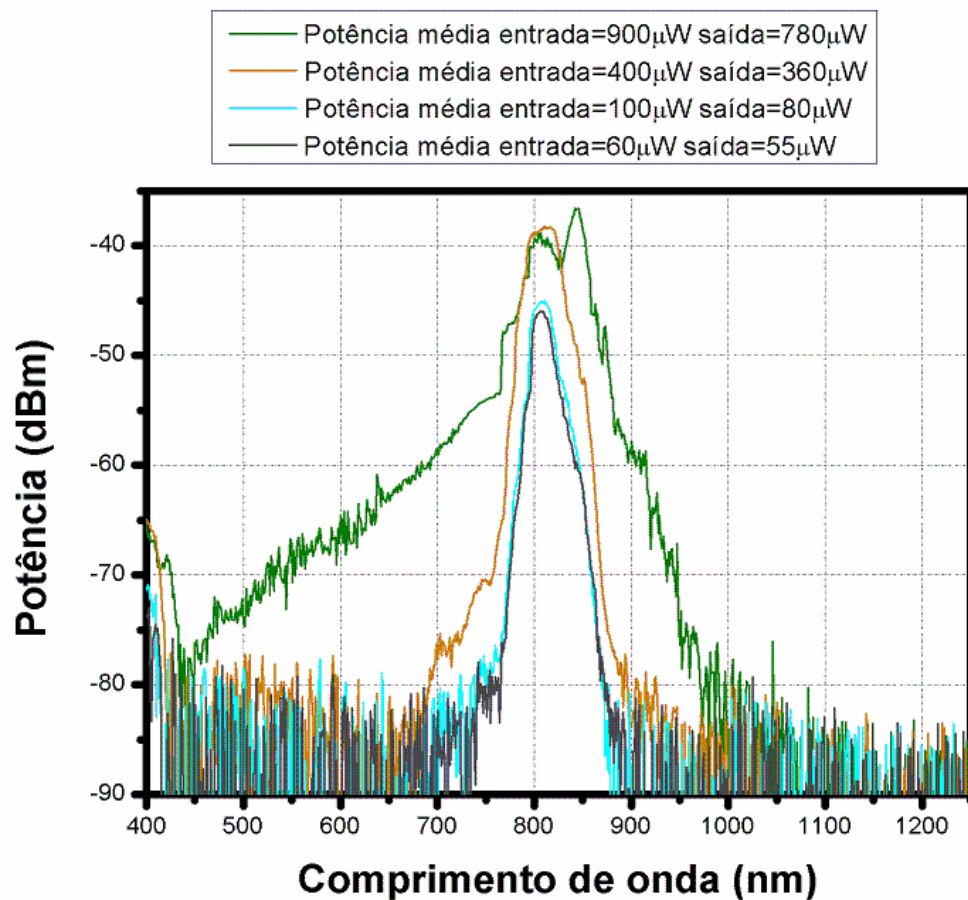


Figura 40 – Alargamento espectral obtido em amostra volumétrica de água para  $\lambda=800\text{nm}$ .

Outra série de medidas em amostra volumétrica foi realizada alterando o comprimento de onda do bombeio para  $976\text{nm}$ . A seqüência foi iniciada com a

potência média de  $52\mu\text{W}$  e finalizada também em  $900\mu\text{W}$ . O maior alargamento espectral (linha rosa da Figura 41) foi de  $181\text{nm}$  ( $883\text{nm}$  à  $1064\text{nm}$ ) medidos a  $-20\text{dB}$ , com potência 10 vezes maior do que a acoplada na *PCF*.

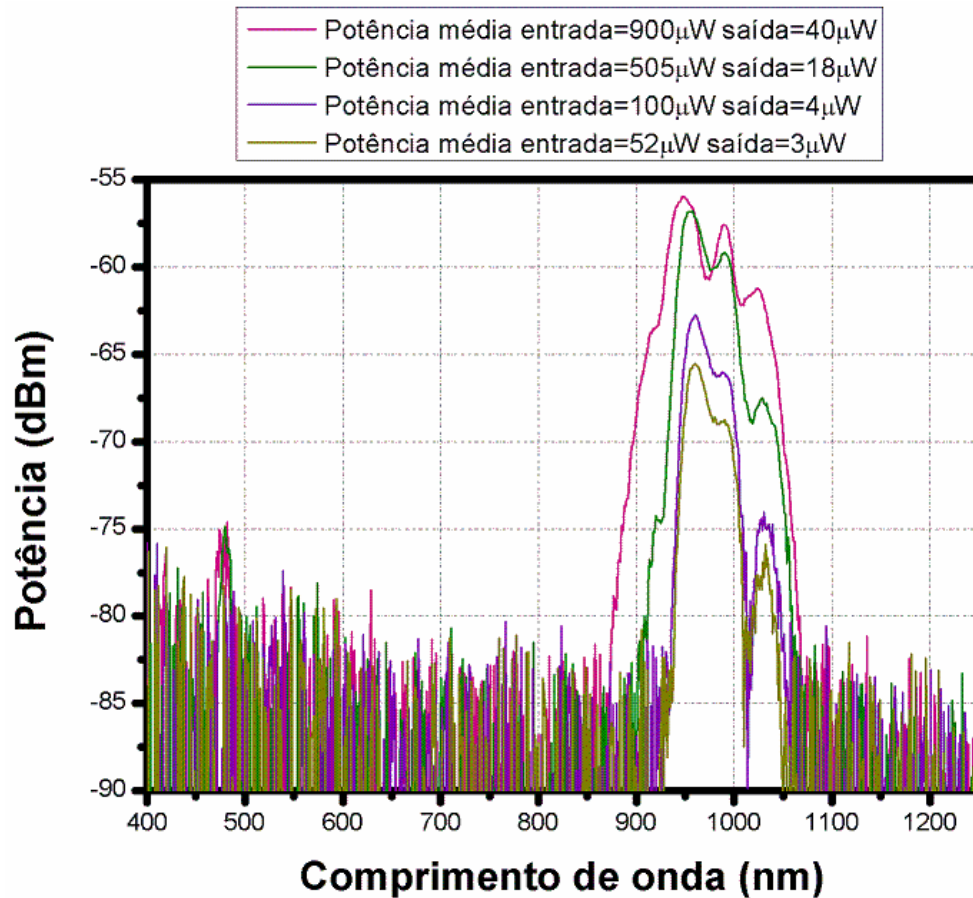


Figura 41 – Alargamento espectral obtido em amostra volumétrica de água para  $\lambda=976\text{nm}$ .

#### 4.2.6 Comparação entre *PCF*'s com núcleo de água e amostras volumétricas

A partir desses resultados, comparou-se a eficiência da geração do supercontínuo nas *PCF*'s com núcleo de água e a geração do supercontínuo em amostras volumétricas com comprimento de onda e potências acopladas



semelhantes. A Figura 42 mostra a comparação para  $\lambda=800\text{nm}$  e uma potência média acoplada de  $\sim 60\mu\text{W}$ .

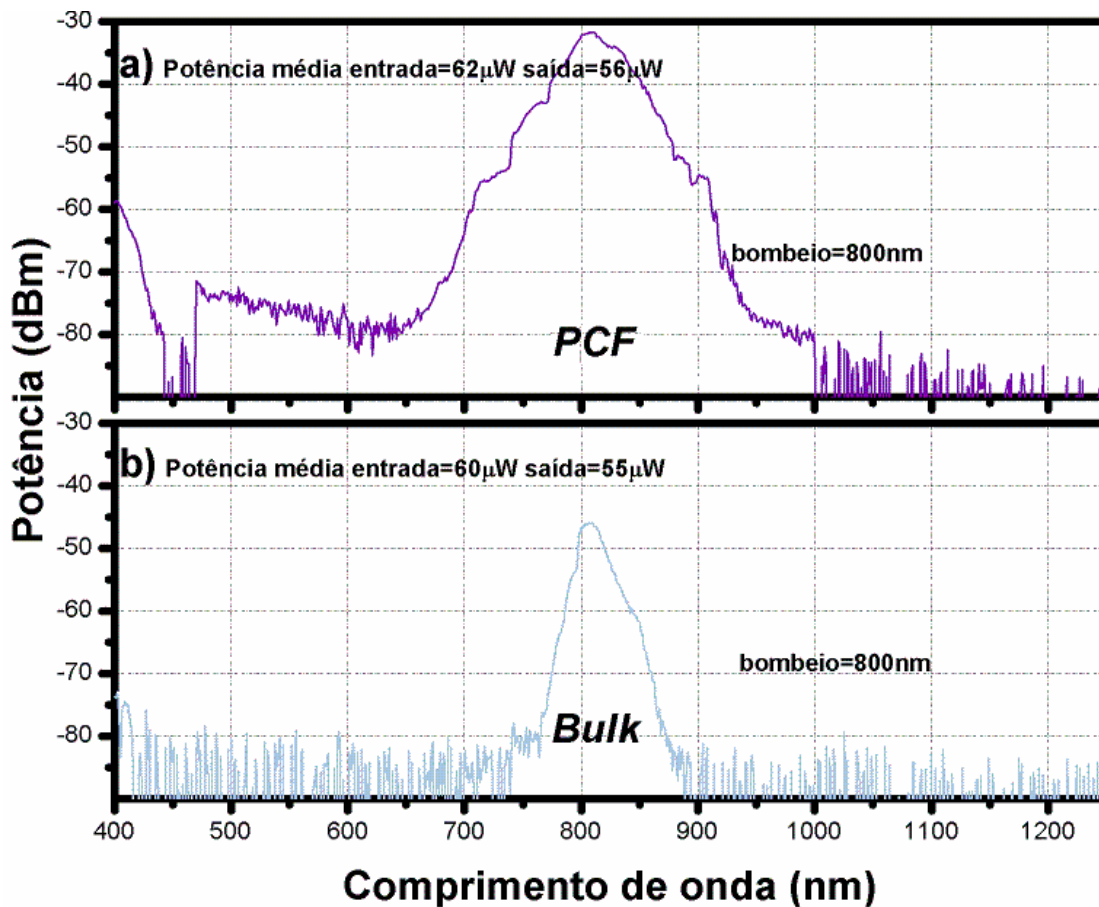


Figura 42 – a) Alargamento espectral obtido utilizando PCF com núcleo de água (a) e amostra volumétrica de água (b) com  $\lambda=800\text{nm}$ .

O alargamento espectral obtido na Figura 42 a com a geração do contínuo em fibra foi de 140nm (739nm a 879nm) medido a -20dB, enquanto que o espectro gerado em amostra volumétrica (bulk) na Figura 42 b foi de 75nm (778nm à 853nm), ou seja, aproximadamente 50% menor. Isto mostra a importante contribuição do guia de onda para o alargamento espectral. Na amostra volumétrica, a geração do supercontínuo está limitada à região de maior focalização da luz (comprimento focal)

dentro da cubeta, enquanto que na fibra a luz acoplada se mantém colimada por toda a extensão da *PCF*, o que auxilia no acúmulo de efeitos não-lineares, contribuindo dessa maneira para a eficiência do alargamento.

A comparação entre os resultados obtidos da geração do supercontínuo com  $\lambda=976\text{nm}$  e potência média acoplada de  $\sim 100\mu\text{W}$  pode ser visualizada na Figura 43. Neste caso, o alargamento espectral na fibra foi de  $503\text{nm}$  ( $638\text{nm}$  a  $1140\text{nm}$ ) medido a  $-20\text{dB}$ , enquanto que na amostra volumétrica o alargamento espectral foi de  $79\text{nm}$  ( $934\text{nm}$  a  $1013\text{nm}$ ), indicando uma eficiência  $\sim 6$  vezes menor que o alargamento espectral obtido na fibra.

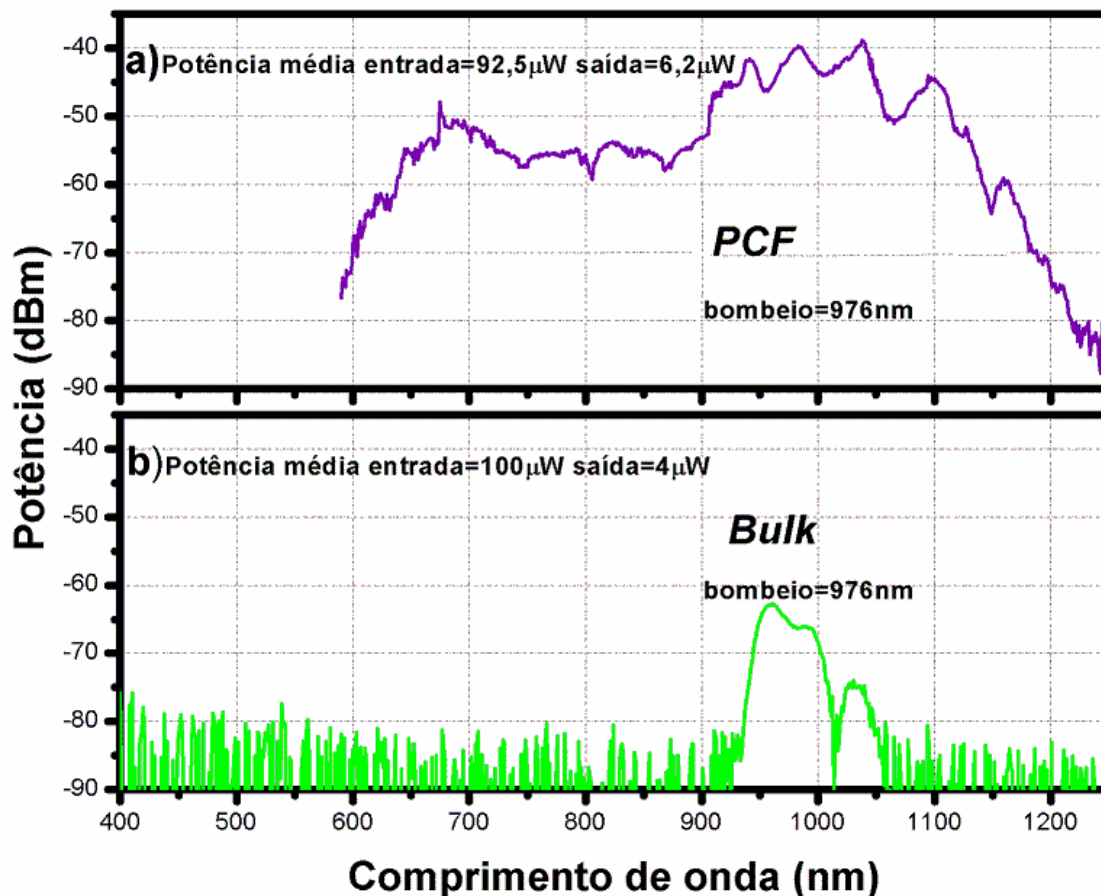


Figura 43 – a) Alargamento espectral obtido utilizando fibra microestruturada com núcleo de água

#### 4.2.7 Considerações finais sobre os experimentos

Após a realização dos experimentos e as comparações entre a geração do supercontínuo em *PCF*'s e em amostras volumétricas, pode-se destacar as seguintes observações:

- O guiamento obtido em *PCF* contribui significativamente para o alargamento espectral já que o espectro obtido nesta é mais largo do que o obtido em amostras volumétricas.
- Em *PCF*'s, a baixa dispersão também contribui significativamente para o alargamento espectral já que o espectro obtido com  $\lambda=976\text{nm}$  é maior do que o obtido com  $\lambda=800\text{nm}$ .
- A comparação entre os dois comprimentos de onda de bombeio também indica que é mais importante se ter uma dispersão baixa do que uma atenuação baixa para a geração de supercontínuo.
- O maior alargamento espectral foi obtido quando o comprimento de onda de bombeio estava sintonizado em  $\lambda=976\text{nm}$ , próximo ao zero de dispersão da água ( $\sim 1066\text{nm}$ ), resultando numa largura espectral de  $503\text{nm}$  a  $-20\text{dB}$ .

# Capítulo 5

## Métodos e resultados numéricos

Este capítulo descreve a utilização de dois métodos numéricos que complementam e expandem a análise experimental realizada no capítulo anterior.

### 5.1 Simulação numérica da propagação de pulsos utilizando o método Split-Step Fourier

Com o propósito de comparar os resultados obtidos experimentalmente da geração de supercontínuo em *PCF's* com núcleo de água destilada, e entender melhor os efeitos lineares e não-lineares envolvidos no processo, foi realizada uma simulação numérica baseada no método de *Split Step Fourier* [28]. Esse método pode ser empregado para resolver diversos problemas como a propagação de uma onda na atmosfera, acopladores de guia de onda e também para analisar a propagação da luz em fibras ópticas, sendo que para essa finalidade o método foi utilizado pela primeira vez no ano de 1973. O método de *Split Step Fourier* é uma eficiente técnica de resolução da equação não-linear de *Schrödinger (NLSE)*, e consiste em dividir uma fibra óptica em vários segmentos, separando nestes os efeitos lineares e não-lineares em cada segmento decorrente da propagação da luz, como mostra a Figura 44.

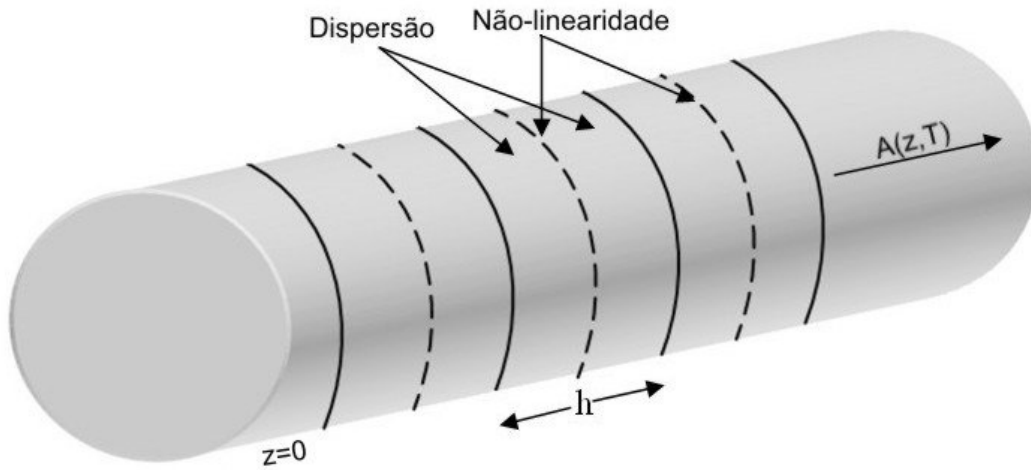


Figura 44 – Ilustração do método Split-Step Fourier em uma fibra óptica.

Assim, o método obtém uma solução aproximada da propagação do campo óptico sobre uma pequena distância  $h$ , onde os efeitos dispersivos e não-lineares atuam independentemente, e são representados por dois operadores diferenciais: o de dispersão ( $\hat{D}$ ) e o de não-linearidade ( $\hat{N}$ ), ou seja, em cada posição  $z$  da fibra propaga-se o pulso óptico de  $z$  a  $z+h$  em 2 passos. No primeiro passo, o operador diferencial da dispersão é zerado ( $\hat{D} = 0$ ) e somente o operador diferencial de não-linearidade  $\hat{N}$  irá atuar. Já no segundo passo,  $\hat{N} = 0$  e somente o termo de dispersão  $\hat{D}$  irá atuar. A equação que descreve a propagação do pulso óptico é dada por:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A. \quad (60)$$

e a função que descreve o pulso em cada segmento é dada por:

$$A(z+h, T) \approx e^{\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)} e^{\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right)} e^{\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)} A(z, T).. \quad (61)$$

Os operadores  $\hat{D}$  e  $\hat{N}$  são obtidos através dos termos de dispersão e atenuação e dos termos de não-linearidade, respectivamente, presentes na equação não-linear de Schroedinger. Assim,  $\hat{D}$  é dado por:

$$\hat{D} = i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2}. \quad (62)$$

e  $\hat{N}$  é dado por:

$$\hat{N} = i\gamma \left( |A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right). \quad (63)$$

onde  $T$  é um parâmetro de tempo normalizado,  $T_R$  é a resposta Raman,  $A$  é a amplitude complexa do campo óptico. Da forma escrita acima,  $\hat{D}$  inclui efeitos de dispersão de segunda ( $\beta_2$ ) e terceira ( $\beta_3$ ) ordem e os termos de  $\hat{N}$  referem-se aos efeitos de SPM, self-steepening e Raman intra-pulso, respectivamente. As formas utilizadas para  $\hat{D}$  e  $\hat{N}$  incluem uma série de simplificações de modo que uma concordância quantitativa entre simulação e experimento não é esperada. Em primeiro lugar, desprezam-se termos de dispersão com ordem maior do que 3, enquanto que o largo espectro obtido em geração de supercontínuo geralmente requer termos de até quinta ordem. A equação 63 apresenta também simplificações com relação ao fenômeno de self-steepening, que são válidas apenas para pulsos com duração superior a  $\sim 50$ fs [28]. Além disso, nas simulações o parâmetro  $T_R$  foi igualado a zero. Esta aproximação justifica-se pelo fato de os picos mais intensos do espectro Raman da água corresponderem a um deslocamento em frequência

( $>3000\text{cm}^{-1}$ ) substancialmente maior do que o observado em sílica ( $440\text{cm}^{-1}$ ) [42]. Assim, o efeito Raman intra-pulso só deve ocorrer em água a partir de larguras espectrais muito maiores ( $>300\text{nm}$ ). Finalmente, a implementação do método *Split-Step Fourier* utilizado para a simulação não permite introduzir uma variação da atenuação ( $\alpha$ ) com comprimento de onda, o que é claramente necessário no caso da água (ver Figura 31). Utilizou-se, portanto, sempre o valor de  $\alpha$  no comprimento de onda do bombeio.

Para as simulações aqui descritas utilizou-se a implementação disponibilizada por Murphy executada a partir do programa MATLAB<sup>®</sup> com o código reproduzido no anexo A [47]. Os primeiros resultados foram obtidos configurando o bombeio em  $\lambda=800\text{nm}$  e utilizando os mesmos parâmetros ( $\beta_2$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $P_0$  e duração do pulso) utilizados nos experimentos da geração do supercontínuo. Como dispersão da fibra foi utilizada a dispersão de material (água). O  $\beta_3$  foi calculado a partir dos dados da Figura 30 e tem um valor de  $0,040\text{ps}^3/\text{km}$ .

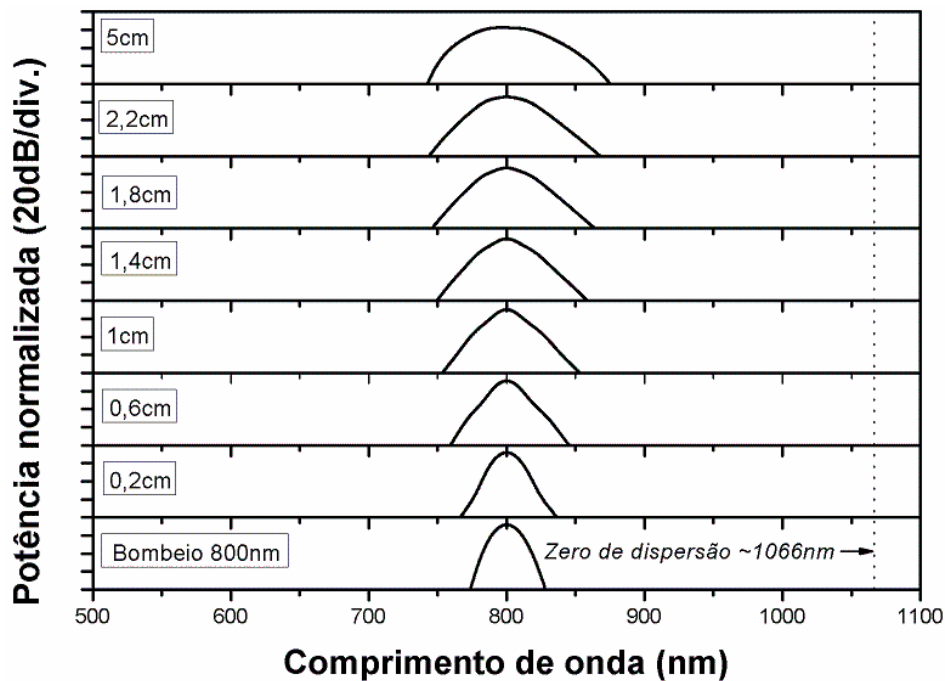


Figura 45 – Evolução espectral com comprimento de fibra da simulação numérica da geração do supercontínuo para  $\lambda=800\text{nm}$  e potência de pico de  $0,97 \times 10^6\text{W}$ .

A Figura 45 mostra a evolução do espectro obtido com o comprimento de fibra. Devido ao zero de dispersão da água (~1066nm) estar muito longe do bombeio, observa-se que ocorre um pequeno alargamento espectral (80nm medidos a -20dB) no final da propagação (5cm) causado principalmente pela SPM. Isso mostra, assim como o experimento, que apesar de a atenuação ser muito menor do que em 976nm, ela não induz um alargamento significativo, deixando claro a grande influência da dispersão, que para 800nm é ~2,7 vezes maior do que em 976nm.

Também é possível constatar que a maior parte do alargamento ocorre nos primeiros 2cm de fibra, o que concorda qualitativamente com o fato de que  $L_{NL}$  é menor do que o comprimento da fibra (ver capítulo 4).

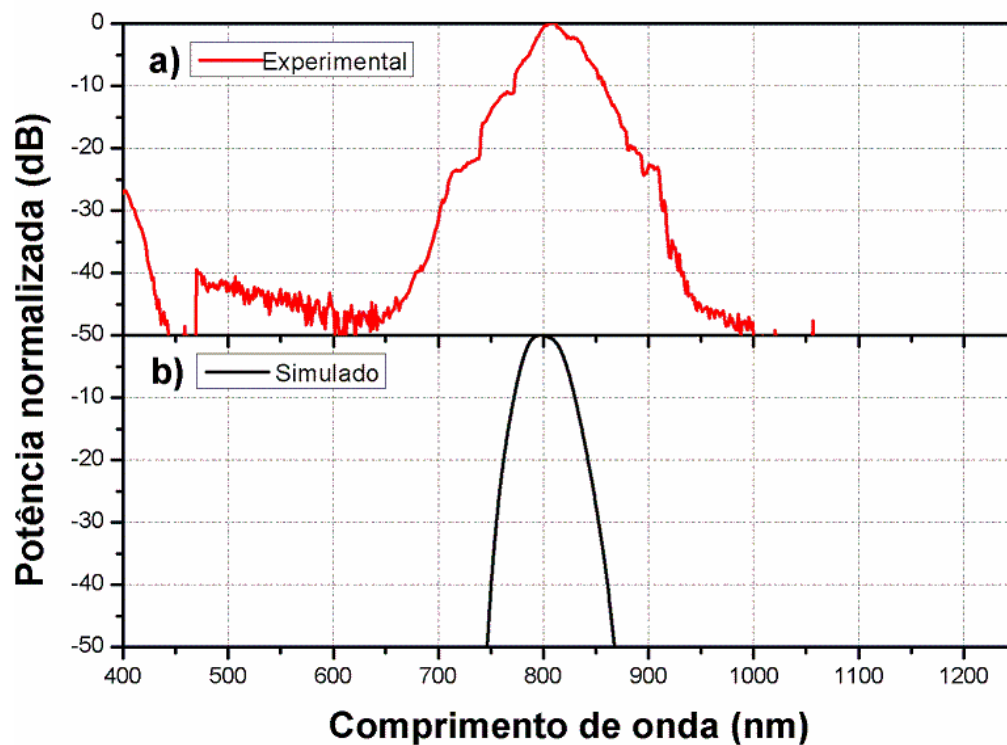


Figura 46 – a) Supercontínuo gerado experimentalmente com bombeio de  $\lambda=800\text{nm}$  em uma fibra de cristal fotônico com núcleo de água b) Simulação da geração do supercontínuo utilizando o método Split-Step Fourier para  $\lambda=800\text{nm}$ .



A Figura 46 mostra a comparação entre os espectros resultantes da geração de supercontínuo experimental e simulado para  $\lambda=800\text{nm}$ . Observa-se que o alargamento espectral obtido experimentalmente (140nm) foi maior do que o obtido através das simulações (80nm), indicando que uma aproximação numérica mais detalhada deve ser elaborada para se entender melhor os mecanismos de alargamento envolvidos nas simulações.

Outra simulação foi realizada, alterando o bombeio para  $\lambda=976\text{nm}$  repetindo os parâmetros utilizados nos experimentos ( $\beta$ ,  $\alpha$ ,  $\gamma$ ,  $P_0$  e duração do pulso). Aqui também se utilizou como dispersão da fibra a dispersão de material da água. Neste caso,  $\beta_3$  possuía um valor de  $0,051 \text{ ps}^3/\text{km}$ . A evolução do alargamento espectral em função do comprimento da fibra pode ser observada na Figura 47. Neste caso, os resultados mostram que no início da propagação (até  $\sim 0,2\text{cm}$ ) ocorre um pequeno alargamento espectral causado pela SPM. A partir de então, pode se notar que o espectro se alarga para além do zero de dispersão da água, atingindo a região de dispersão anômala. Nesta região, um maior alargamento é observado, causado principalmente pela criação de sólitons que também induzem um alargamento para comprimentos de onda menores. O espectro em vários comprimentos de fibra apresenta um mínimo, justamente no ponto de zero de dispersão, o que é comum na geração de supercontínuo. Novamente, o alargamento observado ocorre predominantemente nos  $\sim 2\text{cm}$  iniciais.

Após 5cm, um alargamento espectral total de  $\sim 300\text{nm}$  medidos a  $-20\text{dB}$  é observado, que também é menor do que o espectro obtido pelos dos experimentos (503nm), como pode-se comprovar com a comparação feita na Figura 48. No entanto, nota-se que o limite inferior do espectro aproximadamente coincide para os casos experimental e simulado. Na Figura 48 b, é importante mencionar que se

subtraiu a perda esperada de água em 5cm (Figura 36) do espectro resultante da simulação, para compensar o fato de que esta não inclui a variação da atenuação com comprimento de onda.

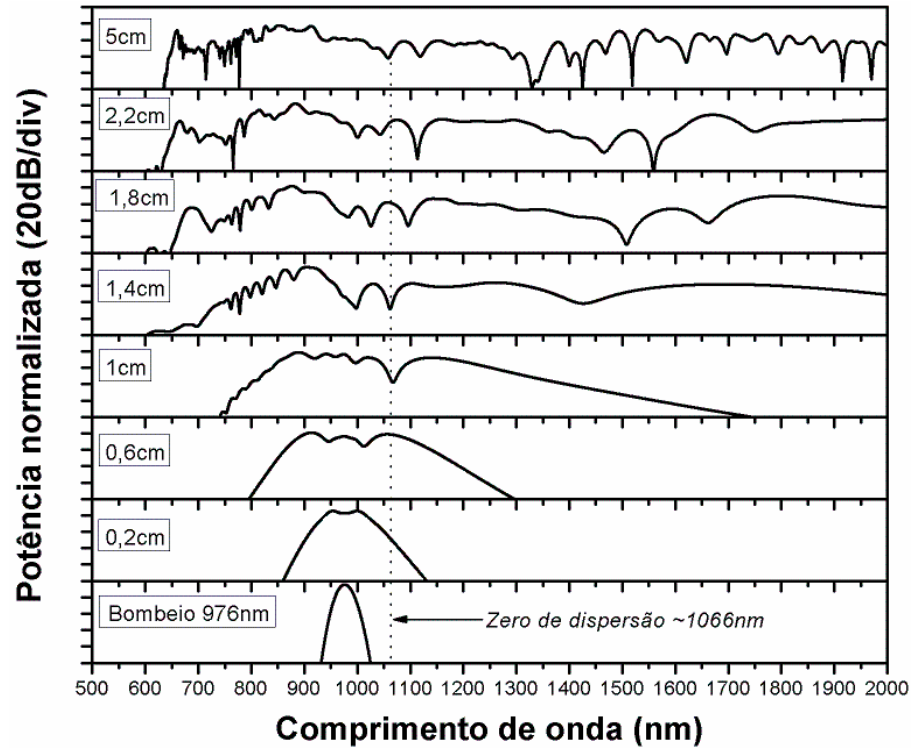


Figura 47 – Evolução espectral com comprimento de fibra da simulação numérica da geração do supercontínuo para  $\lambda=976\text{nm}$  e potência de pico de  $1,45 \times 10^6\text{W}$ .

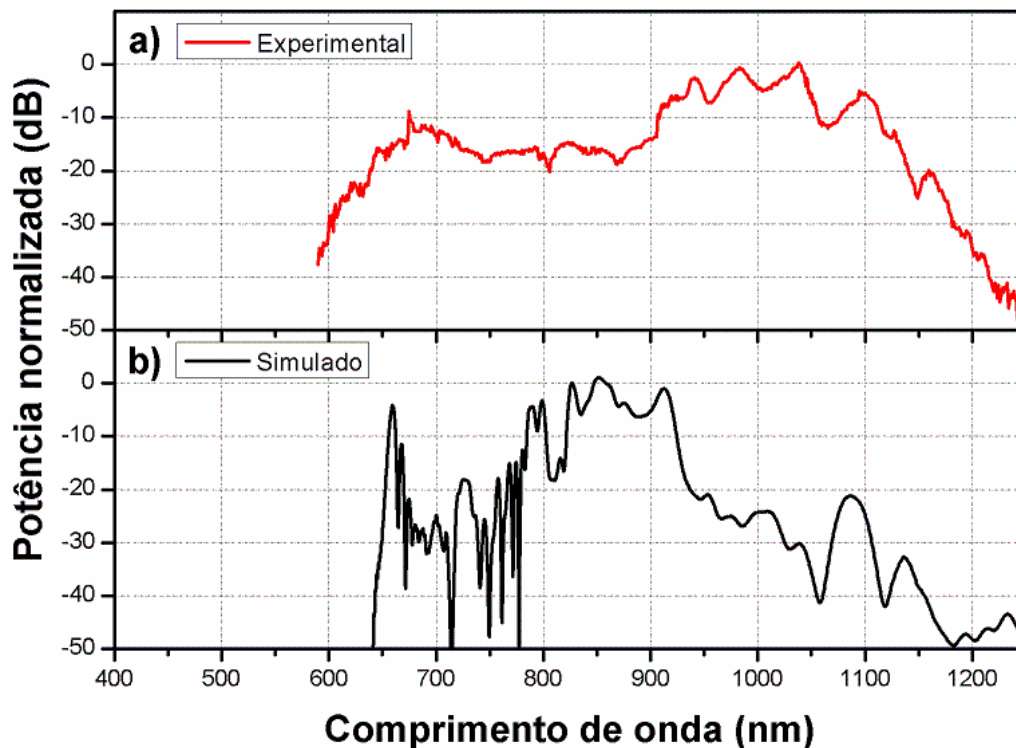


Figura 48 – a) Supercontínuo gerado com bombeio de  $\lambda=976\text{nm}$  em uma fibra de cristal fotônico com núcleo de água b) Simulação da geração do supercontínuo utilizando o método Split-Step Fourier para  $\lambda=976\text{nm}$ .

## 5.2 Cálculo da dispersão de *PCF's* utilizando um método totalmente vetorial para determinação do índice efetivo de casca

Para se complementar o estudo de geração de supercontínuo desta dissertação, determinou-se teoricamente a dispersão total (dispersão de material somada à dispersão de guia de onda) de diversos modelos de *PCF's* com núcleo de água. Para isto, utilizou-se o método descrito em [43] que consiste em primeiramente determinar o índice efetivo da casca microestruturada ( $n_{cl}$ ) em função do comprimento de onda, e em seguida assumir que a casca é sólida e possui o

mesmo índice  $n_{cl}$ . A partir daí, calcula-se a constante de propagação ( $\beta$ ) do modo fundamental e obtém-se sua segunda derivada com relação à frequência angular ( $\omega$ ), que corresponde à  $\beta_2$ . O valor de  $\beta$  é obtido resolvendo-se a equação transcendental de autovalores [39, 43, 44], dada por:

$$\left[ \frac{J'_1(\kappa r_{core})}{\kappa J_1(\kappa r_{core})} + \frac{K'_1(\gamma r_{core})}{\gamma K_1(\gamma r_{core})} \right] \left[ \frac{J'_1(\kappa r_{core})}{\kappa J_1(\kappa r_{core})} + \frac{n_{eff}^2 K'_1(\gamma r_{core})}{n_{core}^2 \gamma K_1(\gamma r_{core})} \right] = \left[ \frac{\beta k_0 (n_{core}^2 - n_{cl}^2)}{r_{core} \kappa^2 \gamma^2 n_{core}} \right]^2 \quad (64)$$

onde  $\kappa^2 = n_{core}^2 k_0^2 - \beta^2$ ,  $\gamma^2 = \beta^2 - n_{cl}^2 k_0^2$ ,  $n_{core}$  e  $n_{cl}$  são os índices efetivos do núcleo e da casca respectivamente,  $r_{core}$  é o raio do núcleo,  $J_1$  e  $K_1$  são funções de Bessel de primeira ordem e  $J'_1$  e  $K'_1$  são suas derivadas. Para se chegar à equação (64) deve-se primeiramente encontrar o índice efetivo da casca através da expressão:

$$\frac{I_2(w)}{I_1(w)} = -\frac{1}{w} - \frac{w}{2} \left( 1 + \frac{n_2^2}{n_1^2} \right) P - w \sqrt{\frac{1}{4} \left( 1 - \frac{n_2^2}{n_1^2} \right)^2 P^2 + \frac{\left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left( \frac{n_1^2}{w^2} + \frac{n_2^2}{u^2} \right)}{n_1^2}} \quad (65)$$

onde  $n_1$  é o índice do ar,  $n_2$  é o índice da sílica,  $a$  é o raio do buraco,  $u^2 = k_0^2 (n_2^2 - n_{cl}^2) a^2$ ,  $w^2 = k_0^2 (n_{cl}^2 - n_1^2) a^2$ , e  $P$  é dado por:

$$P = \frac{Y_1(uR/a) J'_1(\xi) \Big|_{\xi=u} - J_1(uR/a) Y'_1(\xi) \Big|_{\xi=u}}{u (J_1(u) Y_1(uR/a) - Y_1(u) J_1(uR/a))} \quad (66)$$

onde  $R$  é a metade da periodicidade da matriz hexagonal de buracos de casca e  $J_1$  e  $Y_1$  são funções de Bessel de primeira ordem. Esquemáticamente, a determinação do

índice efetivo da casca consiste em separar os buracos da casca da *PCF* (Figura 49 a) em elementos individuais como células unitárias hexagonais (Figura 49 b) de raio  $R$ , formadas de sílica e possuindo um buraco de ar de raio  $a$ . Determina-se então o modo fundamental desta estrutura e iguala-se o seu índice modal ao  $n_{cl}$ .

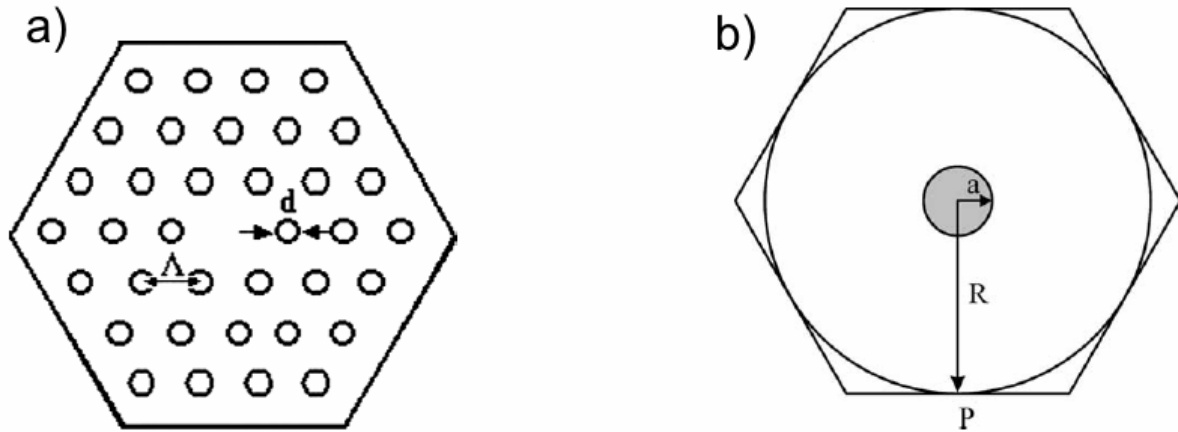


Figura 49 – a) Sessão transversal de uma PCF b) célula hexagonal unitária da casca da *PCF* [43].

Neste trabalho, foi encontrada a dispersão da fibra de cristal fotônico com núcleo de água utilizada nos experimentos (Fibra Unicamp) bem como a de outros modelos de fibras da empresa Crystal-Fibre® [46]. A partir de um código (vide anexo B) gentilmente cedido por John Travers do *Imperial College*, Inglaterra, para resolução das equações acima, foram simuladas as diferentes características (diâmetro do núcleo, pitch, diâmetro médio dos buracos da casca) dessas fibras, e os resultados mostram que com o preenchimento de água do núcleo destas é possível deslocar o zero de dispersão para comprimentos de onda menores do que o zero de dispersão da água. Na Tabela 2 são dadas as características dessas fibras de cristal fotônico, assim como os comprimentos de onda de dispersão nula encontrados.

Vale mencionar que os cálculos para a fibra utilizada no experimento indicavam que a fibra deixaria de guiar para comprimentos de onda abaixo de 800nm, enquanto que observou-se guiamento até pelo menos  $\lambda=633\text{nm}$ . A curva de dispersão calculada para esta fibra é bastante afetada pelo fim do guiamento e, portanto não é confiável. Por este motivo, nas simulações da seção anterior decidiu-se em utilizar a dispersão de material da água ao invés da dispersão aqui determinada.

Tabela 2 – Características de diferentes modelos de fibras de cristal fotônico de núcleo oco.

Modelo	Diâmetro do núcleo	Pitch	Diâmetro médio dos buracos da casca	Fração de ar nos buracos da casca	Zero de dispersão do guia de onda com núcleo de água
HC-440-01	4.9 $\mu\text{m}$	1.44 $\mu\text{m}$	1.43 $\mu\text{m}$	>90%	885nm
HC-580-01	4.9 $\mu\text{m}$	1.64 $\mu\text{m}$	1.63 $\mu\text{m}$	>90%	885nm
HC-633-01	5.1 $\mu\text{m}$	1.77 $\mu\text{m}$	1.76 $\mu\text{m}$	>90%	893nm
HC-800-01	9.5 $\mu\text{m}$	2.3 $\mu\text{m}$	2.2 $\mu\text{m}$	>90%	992nm
HC-1060-02	9.7 $\mu\text{m}$	2.75 $\mu\text{m}$	2.74 $\mu\text{m}$	>90%	992nm
Fibra Unicamp	10.7 $\mu\text{m}$	2.2 $\mu\text{m}$	1.9 $\mu\text{m}$	~70%	1025nm
HC-1550-02	10.9 $\mu\text{m}$	3.8 $\mu\text{m}$	3.7 $\mu\text{m}$	>90%	1004nm
HC-1550-01	20 $\mu\text{m}$	3.9 $\mu\text{m}$	3.8 $\mu\text{m}$	>90%	1044nm

A Figura 50 mostra as curvas de dispersão obtidas. Vê-se que as diferentes fibras efetivamente trasladam o espectro de dispersão sem afetar consideravelmente o seu perfil. O zero de dispersão pôde ser sintonizado numa faixa de ~160nm. Isso é bastante interessante, pois é possível dessa maneira utilizar diferentes comprimentos de onda de bombeio para obter a geração do supercontínuo.

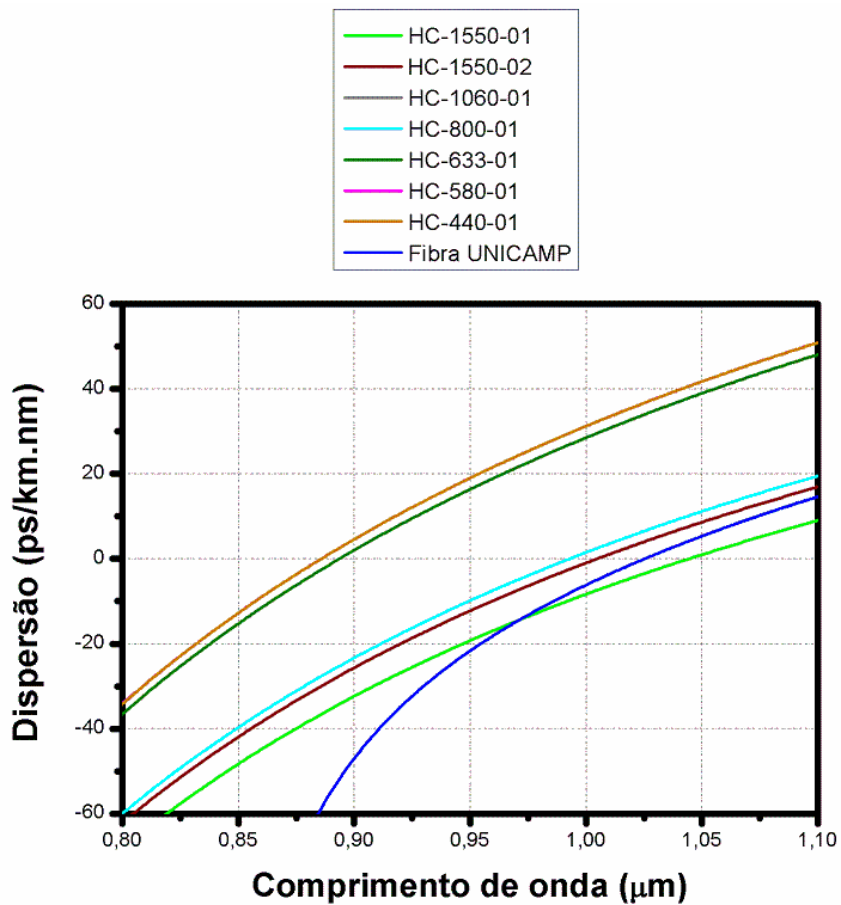


Figura 50 – Características de dispersão de várias fibras de cristal fotônico com núcleo de água.

É interessante notar que à medida que o diâmetro do núcleo aumenta a dispersão de guia de onda diminui, deslocando o zero de dispersão para comprimentos de onda maiores, que tende a 1066nm (zero da dispersão de material da água). A Figura 51 mostra o zero de dispersão em função da variação do diâmetro do núcleo.

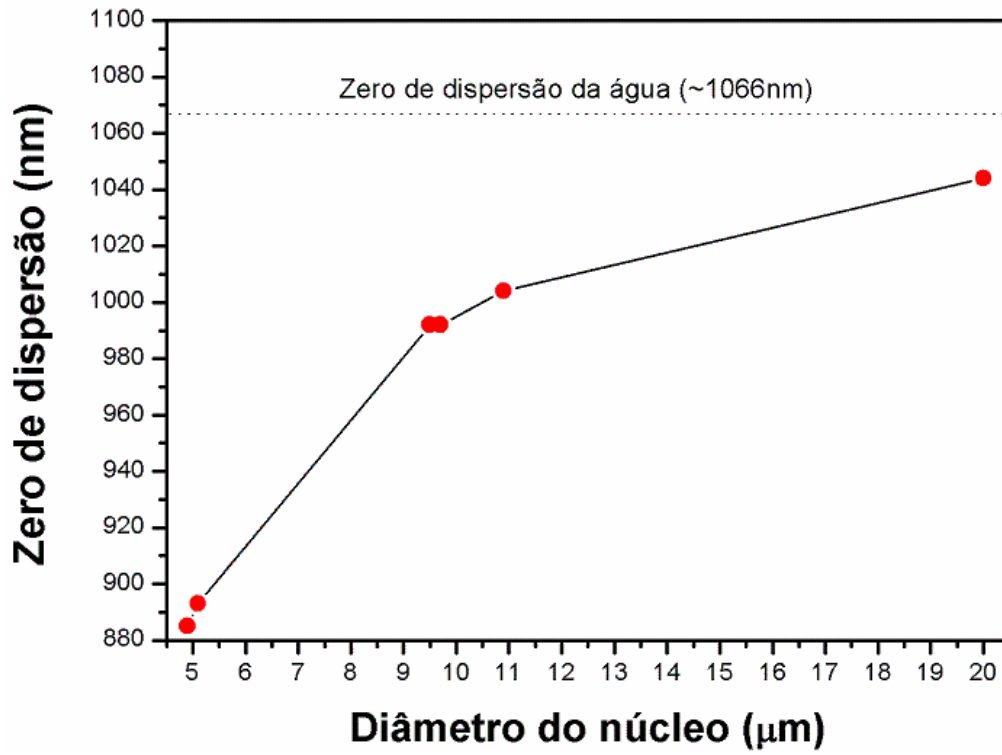


Figura 51 – Zero de dispersão em função do diâmetro do núcleo para diferentes modelos de fibras de cristal fotônico da Crystal-Fibre® com núcleo preenchido com água.



# Conclusões e perspectivas

Esta dissertação descreveu o estudo de supercontínuo em fibras de cristal fotônico com núcleo preenchido com água. Os resultados obtidos experimentalmente indicaram que existem muitas vantagens em se utilizar esta fibra óptica na geração de supercontínuo, pois a mesma contribui significativamente para o alargamento espectral. Além disso, este tipo de fibra pode ser fabricada com diferentes dimensões estruturais que, acrescidas do preenchimento seletivo de materiais, auxiliam no deslocamento do zero de dispersão, possibilitando assim a utilização de lasers pulsados em vários comprimentos de onda com a finalidade de gerar efeitos não-lineares.

A dispersão foi um fator de fundamental importância na obtenção de espectros largos sendo substancialmente mais relevante que a atenuação, pois quando o bombeio se situava em regiões de baixa atenuação ( $\lambda=800\text{nm}$ ), mas com alta dispersão ( $\beta_2=24,07 \text{ ps}^2/\text{km}$ ), o alargamento espectral obtido era consideravelmente menor do que quando o bombeio estava na região de alta atenuação ( $\lambda=976\text{nm}$ ), mas com baixa dispersão ( $\beta_2=9,09 \text{ ps}^2/\text{km}$ ).

A geração de supercontínuo em água em *PCF's* apresentou também vantagens sobre amostras volumétricas de água, já que nas últimas, a geração do supercontínuo envolve processos altamente complexos incluindo efeitos espaciais e temporais, enquanto que em fibras ópticas a geração de supercontínuo envolve somente processos temporais. Além disso, os resultados experimentais mostraram que ao se utilizarem as mesmas potências para a geração do supercontínuo em fibras ópticas de cristal fotônico e em amostras volumétricas, o alargamento

resultante em fibras é aproximadamente 6 vezes maior (503nm medido a -20dB para  $\lambda=976\text{nm}$ ) do que com as amostras volumétricas (79nm medido a -20dB).

A comparação entre os resultados obtidos experimentalmente e as simulações numéricas se mostrou satisfatória apresentando comportamentos qualitativamente similares. Entretanto, um modelamento mais detalhado seria necessário para se obter uma análise completa dos principais mecanismos de alargamento e uma concordância quantitativa com os experimentos.

Por fim, como trabalho futuro deseja-se analisar a geração de supercontínuo em fibras de cristal fotônico com núcleo preenchido por nanopartículas metálicas diluídas em água e observar a influência do  $n_2$  do material na obtenção do alargamento espectral em comparação com as fibras de cristal fotônico com núcleo de água. Um estudo numérico mais detalhado de modo a obter resultados mais aproximados dos experimentais também é de interesse.

## Referências bibliográficas

- [1] AGRAWAL, G. P; *Lightwave Technology*, Telecommunications systems, New Jersey: John Wiley & Sons, 2005.
- [2] KAO, K. C; HOCKHAM, G. A; *Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies*, Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, p.1151, ago. 1966.
- [3] VPI Photonics University Program, *Introduction to fiber optic communications systems*, Holmdel, v. 4, p. 1-10, 2006.
- [4] SNYDER, A. W; LOVE, J. D; *Optical Waveguide Theory*, London: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [5] CRISP, J; *Introduction to fiber optics*, 1. ed. Oxford: Newnes, 2000.
- [6] HALLIDAY, D; RESNICK, R; WALKER, J; *Fundamentos de física, Ótica e Física moderna*, vol.4, Rio de Janeiro, 1995.
- [7] BUCK, J. A; *Fundamentals of optical fibers*, New York: John Willey & Sons, 1995.
- [8] OKAMOTO, K; *Fundamentals of optical waveguides*, California: Academic Press, 2000.
- [9] AGRAWAL, G. P; *Fiber-Optic Communication Systems*, 3. ed. John Wiley & Sons, 2002.
- [10] VUKUSIC, P; *Manipulating the flow of light with photonic crystals*, Physics Today, v. 59, n. 10, p. 82-83, oct. 2006
- [11] KNIGHT, J. C; *Photonic crystal fibres*, Nature, v.424, p.847-851, ago.2003.
- [12] TADASZAK, R; et.al; *Photonic crystals in nature*, International students and young scientists workshop, Wroclaw, p.4244, ago. 2006.

- [13] McPHEDRAN, R. C; et. al; *The sea mouse and the photonic crystal*, Australian journal of chemistry, p.241-244, jul. 2001.
- [14] TAYEB, G; GRALAK, B; ENOCH, S; *Structural colors in nature and butterfly-wing modeling*, Optics & Photonics News, v. 14, n. 2, p.38-49, feb. 2003.
- [15] RUSSEL, P. St. J; *Photonic-crystal fibers*, Journal of lighthwave technology, v. 24, n. 12, p. 4729-4749, dec. 2006.
- [16] BJARKLEV, A; BROENG, J; BJARKLEV, A. S; *Photonic crystal fibres*, Massachusetts, Kluwer Academic Publishers, 2003.
- [17] RINDORF, L; et. al; *Photonic crystal fiber long-period gratings for biochemical sensing*, Optics Express, v. 14, n. 18, p. 8224-8231, sep. 2006.
- [18] BROENG, J; MOGILEVSTEV, D; BARKOU, S. E; BJARKLEV, A; *Photonic Crystal Fibers: A New Class of Optical Waveguides*. Optical fiber technology. V. 5, p. 305-330, sep. 1999.
- [19] CORDEIRO, C. M. B; SANTOS, E. M; CRUZ, C. H. B; MATOS, C. J. S; *Lateral Access to the Holes of Photonic Crystal Fibers – Selective filling and sensing applicattions*, Optics Express, v. 14, n. 8, p. 8403-8412, sep. 2006.
- [20] RUSSEL, P; *Photonic crystal fibers*, Science, v. 299, p. 358-362, jan. 2003.
- [21] ZHELTIKOV, A; *Nanoscale nonlinear optics in photonic-crystal fibres*, Journal of Optics A, v. 8, p. 47-72, mar. 2006.
- [22] XIAO, L; et. Al; *Fabrication of selective injection microstructured optical fibers with a conventional fusion splicer*, Optics Express, V. 13, n. 22, p. 9014-9022, oct. 2005.
- [23] CREGAN, R. F; et. al; *Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light in Air*, Science, v. 285, p. 1537-1539, sep. 1999.

- [24] de MATOS, C. J. S; et. al; *Index-Guiding, Single-Mode, Liquid-Core, Liquid-Cladding Photonic Crystal Fibers*, CLEO-QELS, Maryland, 2007.
- [25] CORDEIRO, C. M. B; et. al; *Towards practical liquid and gas sensing with photonic crystal fibres*, Measurement Science & Technology, 2007.
- [26] HECHT, E; *Óptica*, 2. ed. Lisboa: Fundação Calouste Gulbenkian, 2002.
- [27] GHATAK, A; THYAGARAJAN K; *Introduction to fiber optics*, New York: Cambridge University Press, 1998.
- [28] AGRAWAL, G. P; *Nonlinear fiber optics*, 3. ed. New York: Academic Press, 2001.
- [29] BOYD, R. W; *Nonlinear Optics*, New York: Academic Press, 1992.
- [30] ALFANO, R. R; SHAPIRO, S. L; *Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses*, Physical Review Letters, v. 24, p. 592-594, oct. 1970.
- [31] BONI, L. D; et. Al; *Z-Scan measurements using femtosecond continuum generation*, Optics Express, v. 12, n. 17, p. 3921-3927, aug. 2004.
- [32] LIN, C; STOLEN, R. H; *New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy*, Applied Physics Letters, v. 28, p. 216-218, feb. 1976.
- [33] XIA C; et. al; *Supercontinuum generation in silica fibers by amplified nanosecond laser diode pulses*, Journal of selected topics in Quantum Electronics, v. 13, n. 3, p. 789-797, jun. 2007.
- [34] RANKA, J. K; WINDELER, R. S; STENTZ, A. J; *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm*, Optics Letters, v. 25, p. 25-27, apr. 2000.
- [35] DUDLEY, J. M; GENTY, G; COEN, S; *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*, Reviews of Modern Physics, v. 78, p. 1135-1184, dec. 2006.

- [36] BRODEUR, A. and CHIN, S. L.; *Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media*, JOSA B, v. 16, n. 4, p. 637-650, apr. 1999.
- [37] XIAO, L; et. al; *Fabrication of selective injection microstructured optical fibers with a conventional fusion splicer*, Optics Express, v. 13. n. 22, p. 9014-9022, oct. 2005.
- [38] HUANG, Y; XU, YOUNG; YARIV, A; *Fabrication of functional microstructured optical fibers through a selective-filling technique*, Applied Physics Letters, v. 85, n. 22, p. 5182-5184, nov. 2004.
- [39] ZHANG, R; TEIPEL, J; GEISSEN, H; *Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation*, Optics Express, v. 14, n. 15, p. 6800-6812, jul. 2006.
- [40] GOMES, A. S. L; et. al; *Thermally managed eclipse Z-scan*, Optics Express, v. 15, n. 4, feb. 2007.
- [41] ENGEN, A. G. V; DIDDAMS, S. A; CLEMENT, T. S; *Dispersion measurements of water with white-light interferometry*, Applied Optics, v. 37, n. 24, p. 5679-5686, aug. 1998.
- [42] WEBER, M. J; *Handbook of Optical Materials*, São Paulo, CRC Press, 2002.
- [43] LI, Y; WANG C; HU M; *A fully vectorial effective index method for photonic crystal fibers: application to dispersion calculation*, Optics Communications, v. 238, p. 29-33, apr. 2004.
- [44] MIDRIO, M; MUKESH P. S; SOMEDA C. G; *The space filling mode of holey fibers: An analytical vectorial solution*, Journal of Lightwave Technology, v. 18, n. 7, jul. 2000.

[45] FALCAO-FILHO, E. L; ARAÚJO, C. B; RODRIGUES, J. J; *High-order nonlinearities of aqueous colloids containing silver nanoparticles*, JOSA B, v. 24, n. 12, dec. 2007.

[46] Crystal-Fibre disponível em <http://www.crystal-fibre.com/products/airguide.shtm> acesso em 11/12/2007.

[47] MURPHY, T. E; disponível em <http://www.photonics.umd.edu/software/ssprop> acesso em 13/12/2007.

# Anexo A

O programa a seguir foi desenvolvido na linguagem MATLAB® e consiste na simulação da propagação da luz utilizando o método Split Step Fourier. Esse programa é de código livre e foi escrito originalmente pelo pesquisador Thomas E. Murphy do Departamento de Engenharia Elétrica e Computação da Universidade de Maryland nos Estados Unidos, tendo sido modificado para se adequar às necessidades deste trabalho.

```
T = 8; % Período
nt = 2^12; % Número de pontos
dt = T/nt; %Tempo do passo em picosegundos
t = ((1:nt)'-(nt+1)/2)*dt; % Vetor tempo
w = wspace(T,nt); % Frequencia angular
vs = fftshift(w/(2*pi)); % Frequency (shifted for plotting)
z = 0; % Distancia total de propagação em metros
nz = 1000; % Número de passos
dz = z/nz; % Tamanho do passo
beta0 = 0;
beta1 = 0;
beta2 = 0; % Group Velocity Dispersion em ps2/metro
beta3 = 0; % Third order Dispersion em ps3/metro
betap = [beta0,beta1,beta2,beta3]; % Dispersão
gamma = 0; % Coeficiente não-linear em W-1/metro
alpha = 0; % Atenuação em metro-1
u0 = gaussian(t,0,0,0); % Sinal de entrada
u = sspropc(u0,dt,dz,nz,alpha,betap,gamma); % Sinal de saída
U = fftshift(abs(dt*fft(u)/sqrt(2*pi)).^2); % Transformada rapida de
Fourier
%Pulso antes e depois da propagação
figure(1);
```



```

subplot(121);
plot (t,abs(u0).^2);
xlim([-0.5 0.5]);
grid on;
xlabel ('(t-\beta_{1z}) (ps)');
ylabel ('Potencia (W)');
title ('Pulso');
subplot(122);
plot(t,abs(u).^2);
xlim([-4 4]);
grid on;
xlabel ('(t-\beta_{1z}) (ps)');
ylabel ('Potencia (W)');
title ('Pulso');
filename = 'antes.txt';
dlmwrite(filename,[t,abs(u0).^2],',,');
filename = 'depois.txt';
dlmwrite(filename,[t,abs(u).^2],',,');
%Espectro gerado
figure(2);
lambda=bombeio;
range=1000;
vwcenterplot=bombeio;
vsgiga=vs*1000;
plotwav(U,lambda,vsgiga,range,vwcenterplot);

```

## Anexo B

O programa a seguir foi desenvolvido na linguagem Python® (código livre GNU), e é uma sub-rotina do programa principal ('dispersion'), desenvolvido pelo doutorando John Travers do *Femtosecond Optics Group, Imperial College*, Inglaterra, e simula o efeito da dispersão em um guia de onda (*PCF*) com núcleo preenchido de água.

```
import scipy as s
import scipy.io
from dispersion import LiquidFilledPCF
lfpcf=LiquidFilledPCF(d/pitch, pitch, core radius,wllims=(λ inicial,λ final), \
                    grid=100, cmat='water', smat='silica', imat='air')
wavelengths = s.linspace(λ inicial , λ final , 1000)
D = lfpcf.D(wavelengths)
s.io.write_array("nome do arquivo.dat", s.c_[wavelengths ,D])
```

# 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](#)