

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO



**FEUP**

# **Caracterização de Fibras Ópticas Altamente Não Lineares**

**Odarley Fernandes Pereira**

Dissertação de Projecto realizada no âmbito do  
Mestrado Integrado em Engenharia Electrotécnica e de Computadores  
Major Telecomunicações

Orientadora: Maria Inês Barbosa de Carvalho

14 de Março de 2012



# Resumo

Neste trabalho pretendeu-se caracterizar as propriedades dispersivas e não lineares de fibras ópticas microestruturadas.

Para este efeito utilizaram-se os softwares COMSOL MULTIPHYSICS e MATLAB para fazer uma análise modal das fibras, a qual permite obter a distribuição espacial dos diferentes modos a diferentes comprimentos de onda, e também a respectiva constante de propagação. A partir destes dados é possível determinar o perfil de dispersão e também a dependência do coeficiente não linear na frequência.

Na caracterização das fibras microestruturadas foi dado uma especial atenção à influência da geometria e dos materiais constituintes nas suas propriedades ópticas. Além disso, procurou-se também otimizar estas propriedades, em particular o perfil de dispersão, para aplicações tais como a geração do *supercontinuum*. Neste trabalho desenvolveu-se ainda um algoritmo numérico para simular a propagação de ondas ultracurtos (da ordem de femtosegundos). O algoritmo numérico desenvolvido é um método espectral que é conhecido como o método *Split-Step Fourier* (SSFM), e permite simular a propagação nas fibras estudadas com o auxílio do COMSOL.

O algoritmo numérico desenvolvido e o software COMSOL constituem uma ferramenta numérica versátil que permite projectar um determinado tipo de fibras microestruturadas e simular a propagação nessa fibra, tendo em atenção as suas características não lineares e dispersivas.

Palavras-chaves:

Efeitos não lineares, fibras ópticas microestruturadas, dispersão, não linearidade, SSFM



# Abstract

This work proposes the characterization of the dispersive and nonlinear properties of microstructured optical fibers .

For this purpose, COMSOL MULTIPHYSICS and MATLAB software was used to perform a modal analysis of the fibers, from which it is possible to obtain the spatial distribution of the different modes and the propagation constant as a function of wavelength. From these results, it is possible to determine the dispersion profile and the frequency dependence of the nonlinear coefficient.

In the characterization of the microstructured fibers, special emphasis was given to the impact of geometry and materials on the optical properties. An optimization of these properties was performed for applications such as supercontinuum generation, particularly on the dispersion profile.

This work also presents a numerical algorithm for the simulation of ultra short wave propagation (in the order of femtoseconds). It is based on a spectral method known as Split-Step Fourier, and, together with COMSOL, allows the simulation of propagation in the studied fibers.

The proposed algorithm, along with COMSOL, is a versatile numerical tool that can be used for the design of certain types of microstructured fibers, as well as propagation simulation that takes into account the fibers nonlinear and dispersive characteristics.

## Keywords

Nonlinear effects, microstructured optical fibers, dispersion, nonlinearities, SSFM



# Agradecimentos

Antes de mais, eu gostaria de referir que a conclusão deste trabalho só foi possível graças a colaboração de inúmeras pessoas e instituições.

Gostaria, em primeiro lugar de agradecer a minha orientadora Prof. Maria Inês Carvalho, uma pessoa simpática, pela dedicação, apoio e confiança manifestada durante a sua supervisão.

À instituição GASPorto, em especial a Dr<sup>a</sup> Maria Do Céu e Fátima, gostaria de agradecer pelo apoio concedido nesses anos de estudos.

À instituição SASUP, meus sinceros agradecimentos pela ajuda disponibilizada.

À minha amiga Zydiane Vicente, um especial agradecimento por ter emprestado o seu computador portátil durante esses últimos meses para conclusão deste trabalho.

Os meus agradecimentos são também, dirigidos aos meus colegas, em especial, ao Patrício Ferreira, Simone Évora, Lenine Rodrigues, Jota Borges, Aquilino Correia, José Semedo, Deniz Teixeira, Nelson Carvalho, Elder Andrade e Samuel Cunha pela amizade e confiança.

Não poderia deixar de agradecer os colegas do Núcleo da Microelectrónica, em especial ao Cândido Duarte, Henrique Cavadas, Pedro Cooke, Daniel Oliveira, Miguel Pina, Ámerico Dias e Tiago Ressurreição pelas noites de trabalho e companheirismo nesses anos na FEUP.

Ao colega Jamshid Heidari, gostaria de agradece-lo pelo apoio e interesse demonstrado no desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço a minha namorada, Emilia Gomes pelo amor e paciência durante esses anos.

Gostaria de agradecer do fundo do meu coração, os meus irmãos Dilson Pereira, Vânia Pereira, Hernani Pereira, que foram as pessoas com quem cresci e que sem o apoio deles nada disto teria sido possível.

E a minha mãe, o meu mais profundo e sincero agradecimento, pelo amor, carinho, compreensão e apoio incondicional durante a minha vida.

Odarley Pereira



*Dedico esta tese:  
A minha mãe Clarice Gomes Fernandes por todo apoio concedido.  
Ao meu filho Lucas Delgado Pereira  
Ao meu pai João da Cruz Pereira  
E aos meus irmãos Dilson, Vania e Hernani*



# Conteúdo

<b>Resumo</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Agradecimentos</b>	<b>v</b>
<b>Abreviaturas</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Enquadramento e objectivos . . . . .	1
1.2 Estrutura da Dissertação . . . . .	2
1.3 Principais resultados . . . . .	2
<b>2 Estado da arte</b>	<b>3</b>
2.1 Propagação em fibras ópticas . . . . .	3
2.2 Efeitos não lineares em fibras ópticas . . . . .	4
2.3 Dispersão . . . . .	7
2.4 Equação de propagação . . . . .	10
2.5 Geração do <i>Supercontinuum</i> . . . . .	11
2.6 Fibras ópticas microestruturadas . . . . .	12
<b>3 Caracterização de fibras ópticas microestruturadas</b>	<b>15</b>
3.1 Fibras Ópticas Microestruturadas . . . . .	16
3.1.1 Investigação da dispersão cromática . . . . .	16
3.1.2 Perdas de confinamento . . . . .	25
3.1.3 Coeficiente de não linearidade . . . . .	30
3.1.4 Investigação das propriedades da fibra para diferentes materias . . . . .	33
<b>4 Simulação de propagação de sinais ultra curtos em fibras microestruturadas</b>	<b>39</b>
4.1 Split-Step Fourier Method . . . . .	39
4.1.1 Solitões Ópticos . . . . .	42
4.2 Sinais ultra curtos . . . . .	45
<b>5 Conclusões e Trabalho Futuro</b>	<b>49</b>
5.1 Conclusões . . . . .	49
5.2 Trabalho Futuro . . . . .	49
<b>Referências</b>	<b>50</b>



# Lista de Figuras

2.1	Variação do parâmetro de dispersão $D$ em função do comprimento de onda para a) fibra convencional; b) fibra de dispersão plana; c) fibra de dispersão deslocada . . .	9
2.2	Ilustração do fenómeno da geração <i>supercontinuum</i> [1] . . . . .	12
2.3	Secção transversal de uma fibra óptica (a) de cristal fotônica com núcleo sólido, (b) de banda fotônica proibida e núcleo de ar . . . . .	13
2.4	Quatro topologias de fibras ópticas não lineares com contraste de índice de refração [2] . . . . .	13
3.1	Secção transversal de um PCF convencional com uma estrutura hexagonal. . . . .	17
3.2	Curvas da dispersão em função do comprimento de onda com $d/\Lambda$ variando de 0.5 a 0.9 para: (a) $\Lambda = 1\mu\text{m}$ . (b) $\Lambda = 2\mu\text{m}$ . . . . .	18
3.3	PCF convencional com $\Lambda = 0.7\mu\text{m}$ : (a) $d = d_1 = d_2 = 0.7\mu\text{m}$ , (b) $d = 0.7\mu\text{m}$ $d_1 = 0.49 \cdot d$ , (c) $d = 0.7\mu\text{m}$ $d_1 = 0.49 \cdot d$ $d_2 = 0.8\mu\text{m}$ . . . . .	18
3.4	Curva da dispersão em função de comprimento de onda para diferentes diâmetros dos anéis interiores . . . . .	19
3.5	PCF convencional:(a) dois anéis, (b) três anéis, (c) quatro anéis, (d) cinco anéis e (e) seis anéis . . . . .	20
3.6	Curva da dispersão em função de comprimento de onda de um PCF para diferentes números de anéis . . . . .	20
3.7	PCF octagonal com $\Lambda = 1.224\mu\text{m}$ $\Lambda_1 = 0.765\Lambda$ e $d = 0.65\Lambda$ . . . . .	21
3.8	Curva da dispersão em função do comprimento de onda para um PCF octagonal com diferentes números de anéis . . . . .	21
3.9	Secção transversal do PCF octagonal com quatro anéis onde $\Lambda = 1.31\mu\text{m}$ , $\Lambda_1 = 0.765\Lambda$ , $d_1 = 0.428\mu\text{m}$ e $d_2 = 0.65\Lambda$ . . . . .	22
3.10	Perfil da dispersão em função do comprimento de onda variando o diâmetro dos buracos de ar do anel interior . . . . .	23
3.11	PCF híbrido. . . . .	23
3.12	Curvas de dispersão para $\Lambda = 1.50\mu\text{m}$ , $d_1/\Lambda$ variando de 0.30 a 0.5 com step de 0.05 e $d_2/\Lambda = 0.65$ . . . . .	24
3.13	Curvas da dispersão onde $d_1/\Lambda = 0.3$ , $d_2/\Lambda = 0.65$ para valores de $\Lambda$ compreendido entre 1.20 a 1.70 $\mu\text{m}$ . . . . .	24
3.14	Processo de optimização da curva de dispersão em função de comprimento de onda para diferentes valores de $\Lambda$ e $d_1/\Lambda$ . . . . .	25
3.15	Curvas da dispersão onde $d_1/\Lambda = 0.345$ , $d_2/\Lambda = 0.65$ para valores de $\Lambda$ compreendido entre 1.216 a 1.23 $\mu\text{m}$ . . . . .	25
3.16	Perdas de confinamento ( $Lc$ ) vs. comprimento de onda ( $\lambda$ ) para 2, 3, 4, 5 e 6 anéis	26
3.17	Perdas de confinamento vs. comprimento de onda com $\Lambda = 1\mu\text{m}$ para $d/\Lambda$ variando de 0.5 a 0.9 com step de 0.1 . . . . .	27

3.18	Perdas de confinamento vs. comprimento de onda para $d/\Lambda = 0.5$ com $\Lambda$ variando de 1 a $2 \mu m$ . . . . .	27
3.19	Perdas de confinamento vs. comprimento de onda com $\Lambda = 1 \mu m$ , $d = 0.7 \mu m$ $d_1 = 0.49d$ . . . . .	28
3.20	Perdas de confinamento vs. comprimento de onda para diferentes números de anéis, $n=2, 3, 4, 5$ e $6$ respectivamente . . . . .	29
3.21	Perdas de confinamento vs. comprimento de onda variando o diâmetro dos buracos do primeiro anel . . . . .	30
3.22	Coefficiente de não linearidade vs. comprimento de onda onde $\Lambda = 1 \mu m$ para $d/\Lambda = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ e $0.9$ . . . . .	31
3.23	Coefficiente de não linearidade vs. comprimento de onda onde $\Lambda = 2 \mu m$ para $d/\Lambda = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ e $0.9$ . . . . .	31
3.24	Coefficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para $N=2, 3, 4, 5$ e $6$ . . . . .	32
3.25	Coefficiente de não linearidade em função de comprimento de onda variando o diâmetro dos anéis interiores . . . . .	32
3.26	Coefficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para diferente número de anéis . . . . .	33
3.27	Coefficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para estrutura hexagonal e octagonal com 6 anéis . . . . .	33
3.28	Coefficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para estrutura hexagonal e octagonal com 6 anéis . . . . .	34
3.29	Dispersão vs. comprimento de onda para quatro materiais diferentes: Silica, Germanio, SF57 e Tellurite . . . . .	35
3.30	Coefficiente não linear vs. comprimento de onda para três materiais diferentes: Fused Silica, Soft Glass e Tellurite . . . . .	36
3.31	Área efectiva vs. comprimento de onda para três materiais diferentes: Fused Silica, Soft Glass e Tellurite . . . . .	36
3.32	Índice de refração efectiva vs. comprimento de onda para três materiais diferentes: Silica, SF57 e Tellurite . . . . .	37
4.1	Esquema do funcionamento do método Split-Step Fourier Simétrico (figura extraído do livro [3]) . . . . .	41
4.2	Propagação de um solitão fundamental ( $N=1$ ) . . . . .	43
4.3	Evolução de um solitão de 2º ordem ao longo de um periodo ( $N=2$ ) . . . . .	44
4.4	Evolução de solitão de 3º ordem ao longo de um periodo ( $N=3$ ) . . . . .	44
4.5	Evolução do perfil da amplitude de um solitão de ordem superior ( $N=7$ ) . . . . .	46
4.6	Representação da evolução do espectro de um solitão de ordem superior ( $N=7$ ) . . . . .	46
4.7	Perfil da dispersão usado nas simulações . . . . .	47

# Lista de Tabelas

2.1	Coeficientes da função de resposta de Raman . . . . .	11
3.1	Coeficientes de Sellmeier para Silica fundida . . . . .	17
3.2	Valores das perdas de confinamento para a estrutura octagonal e hexagonal para diferentes números de anéis para $\lambda = 1.55\mu m$ . . . . .	29
3.3	Coeficientes de Sellmeier para SF57, Tellurite e Germanio . . . . .	34
3.4	Parâmetros geométricos da fibra para os diferentes materiais . . . . .	35
4.1	Coeficientes da dispersão . . . . .	46





## Abreviaturas e Símbolos

$\vec{E}(x, y, z, t)$	campo eléctrico
$\vec{A}(z, t)$	distribuição longitudinal do campo eléctrico em função de $z$ e $t$
$\vec{F}(x, y)$	distribuição transversal do campo eléctrico em função de $x$ e $y$
$A_{eff}$	area efectiva
$c$	velocidade da luz no vazio
$n_2$	índice de refração não linear
$\tilde{n}$	índice de refração
$n$	índice de refração linear
$v$	velocidade de propagação no meio
$\alpha$	coeficiente de Atenuação
$\lambda$	comprimento de onda
$\lambda_0$	comprimento de onda da portadora
$\chi^{(n)}$	suscetibilidade de ordem $n$
$\epsilon$	permitividade eléctrica do meio
$\mu$	permeabilidade do meio
$\phi$	fase do campo eléctrico
$\phi_{NL}$	variação de fase não linear do campo eléctrico
$\gamma$	coeficiente não linear da fibra óptica
$h$	constante de Plank
$k_0$	número de ondas no espaço livre
$NLSE$	equação não linear de Schrodinger
$GNLSE$	equação não linear geral de Schrodinger
$SSFM$	split-step fourier method
$Z$	comprimento da fibra
$L_D$	comprimento da dispersão
$L_{NL}$	comprimento da não linearidade
$L_P$	periodo de um solitão
$\beta$	constante de propagação longitudinal
$\beta_2$	dispersão da velocidade do grupo
$SCG$	geração do supercontínuo
$F$	fissão do solitão
$SSFS$	auto deslocamento da frequência do solitão
$PCF$	fibra de cristal fotónica ou fibra microestruturada
$SPM$	auto modulação de fase
$XPM$	modulação de fase cruzada
$FWM$	mistura de quatro ondas
$WDM$	multiplexação por divisão do comprimento de onda
$GVD$	dispersão da velocidade de grupo

# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Enquadramento e objectivos

Na última década assistiu-se a um crescimento exponencial do uso da internet, videoconferência, telemedicina etc., esgotando portanto a largura de banda disponível tornando-se necessário procurar soluções que permitissem satisfazer tal necessidade. A fibra óptica aparece como resposta a essa necessidade uma vez que elas apresentam características únicas como elevada largura de banda, imunidade a interferências electromagnéticas, baixa atenuação, abundância da matéria-prima etc... quando comparadas com outros meios de transmissão. Mas as fibras ópticas apresentam alguns efeitos como a dispersão que é um dos principais factores que limitam a taxa de transmissão em sistemas de transmissão óptica. Recentemente, uma classe especial de fibra óptica conhecida por fibras de cristais fotónicas tem sido largamente pesquisada por causa das características únicas quanto ao seu design e controlo das propriedades dispersivas. Essas fibras, também denominadas de fibras microestruturadas, ao contrário das fibras convencionais, são constituídas por uma estrutura periódica de buracos de ar e o núcleo é a região central onde ocorre essa quebra de periodicidade pela eliminação de um dos buracos de ar. Para além de permitirem um elevado controlo das suas propriedades dispersivas, estas fibras são também caracterizadas por um considerável confinamento da luz na região central, o que se traduz em elevados valores do coeficiente não linear. A combinação destas duas características, controlo da dispersão e elevada não linearidade, torna estas fibras candidatos ideais para diversas aplicações na área das telecomunicações e processamento óptico de sinal. Uma destas aplicações é a geração de *supercontinuum*, processo no qual se pretende obter sinais com espectro de banda larga e o mais plano possível, de modo a poder utilizar esses sinais como fontes ópticas de diferentes frequências.

Esta dissertação tem por objectivo caracterizar as propriedades dispersivas e não lineares de fibras microestruturadas. Para além disso, pretende-se ainda optimizar a geometria e a constituição destas fibras de modo a que elas apresentem dispersão e não linearidade adequadas para determinadas aplicações, tais como a geração de *supercontinuum*. No âmbito desta dissertação,

foi ainda desenvolvida uma rotina numérica para simular a propagação de sinais ópticos nestas fibras microestruturadas.

## 1.2 Estrutura da Dissertação

Esta dissertação encontra-se estruturada em cinco capítulos. Neste capítulo, para além de fornecer uma breve descrição histórica da evolução da tecnologia óptica, das suas aplicações, é feita também uma descrição sucinta dos objectivos desta dissertação bem como a forma como esta se encontra organizada.

No capítulo dois é feita uma revisão do estado da arte onde foram abordados os seguintes aspectos: a propagação de sinais em fibras ópticas que se baseia nas equações de *Maxwell*, os efeitos não lineares em fibras ópticas analisando, portanto, alguns dos efeitos tais como a modulação de fase cruzada, a mistura de quatro ondas, a auto modulação de fase e o espalhamento estimulado de Ramam. Analisou-se também o efeito linear, a dispersão. Fez-se também a análise de sinais ultracurtos com base nas equações não linear de Schrodinger generalizada e referiu-se brevemente o fenómeno da geração do *supercontinuum*. Por fim é feita uma breve descrição das fibras microestruturada, mencionando a sua constituição, os seus parâmetros geométricos e as suas vantagens.

O terceiro capítulo trata da caracterização das fibras microestruturadas utilizando o software comercial COMSOL MULTIPHYSICS E MATLAB. Com o objectivo de obter fibras com determinadas características de dispersão e não linearidade, os parâmetros geométricos destas fibras foram otimizados. Para uma caracterização mais abrangente foram utilizados vários modelos de fibras e diferentes materiais.

No capítulo quarto fez-se uma descrição do SSFM (Split Step Fourier Method) utilizada na análise da propagação de sinais ultra curtos. Analisou-se também a propagação de solitões ópticos.

Por último, no capítulo cinco são apresentadas as conclusões finais deste trabalho e algumas sugestões para o trabalho futuro

## 1.3 Principais resultados

Os principais resultados obtidos neste trabalho foram as simulações feitas a partir do modelo 3.3(b) usando diferentes materiais, onde foi possível obter curvas de dispersão praticamente plana e zero numa vasta gama. Os materiais SF57 e o germanio fundido foram dois dos materiais que apresentaram curva de dispersão ultra plana e quase zero numa gama de  $(1.4 - 2.0) \times 10^{-6}m$ , ou seja, numa gama de (600nm).

No comprimento de onda  $\lambda = 1.55\mu m$ , a sílica fundida, o SF57 e o germanio apresentam dispersão muito baixas. No caso do germânio o valor de dispersão foi de  $-0.02523[ps/(nm.km)]$ . O tellurite, que é um material com elevado coeficiente não linear, apresenta uma dispersão plana e baixa mas numa gama de comprimentos de ondas maiores  $(1.7 - 2) \times 10^{-6}m$ .

## Capítulo 2

# Estado da arte

Este capítulo endereça a propagação de impulsos numa fibra óptica. Inicialmente, começaremos por analisar alguns fenómenos não lineares que podem afectar a propagação em fibras ópticas. Os efeitos não lineares aqui abordados são: a auto-modulação de fase, a modulação de fase cruzada, mistura de quatro ondas e o espalhamento estimulado de Raman. O fenómeno da dispersão também será um dos tópicos a ser tratado neste capítulo. De seguida, será feita referência à equação de propagação que governa a evolução de impulsos muito curtos em fibras ópticas não lineares. A chamada geração de *supercontinuum* é um fenómeno que tira partido das propriedades não lineares e dispersivas das fibras e será referido também aqui. Finalmente, este capítulo inclui ainda uma breve descrição das fibras microestruturadas, as quais têm sido muito estudadas pela comunidade científica devido a possibilidade de exibirem elevados coeficiente não linear e de permitirem uma fácil manipulação das suas propriedades dispersivas, o que as torna muito relevantes para aplicações tais como a geração do *supercontinuum*

### 2.1 Propagação em fibras ópticas

Tal como todos os outros fenómenos electromagnéticos, a propagação de ondas electromagnéticas numa fibra óptica é governada pelas equações de Maxwell, as quais, para meios sem cargas e sem perdas, são dados por [4, 5]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

onde  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  representam respectivamente o campo eléctrico, campo magnético, densidade de fluxo eléctrico e densidade de fluxo magnético. Para um meio não magnético como a fibra óptica, os parâmetros  $\vec{D}$  e  $\vec{B}$  estão relacionadas com  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  através das seguintes relações:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.6)$$

onde  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$  são a permissividade eléctrica e a permeabilidade magnética do vázio.  $\vec{P}$  é polarização eléctrica induzida no meio.

Calculando o rotacional da equação (2.1) e usando as equações (2.2), (2.5) e (2.6), obtemos a equação que descreve a propagação de onda:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$$

onde  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$  é a velocidade de propagação da luz no vázio.

Considerando que  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ , onde  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  é a permissividade do meio, e admitindo que  $\epsilon$  é independente da posição, tem-se  $\nabla \cdot \vec{D} = 0 \Leftrightarrow \epsilon \nabla \cdot \vec{E} = 0 \Leftrightarrow \nabla \cdot \vec{E} = 0$ . Atendendo a que  $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \cdot \vec{E}$ , a equação anterior pode ainda ser escrita como

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

## 2.2 Efeitos não lineares em fibras ópticas

Nesta secção descreveremos alguns dos fenómenos que ocorrem como consequência da modificação das propriedades ópticas dos materiais na presença da luz.

Para elevados valores da intensidade do campo electromagnético, a resposta dos materiais dieléctricos torna-se não linear, como acontece, por exemplo, com a sílica. Apesar de a sílica não ser intrinsecamente um material altamente não linear, o confinamento da luz que ocorre numa fibra óptica de sílica faz com que a concentração da potência óptica seja muito elevada numa pequena secção transversal. Esta concentração de potência por sua vez faz com que os efeitos não lineares se tornem importantes para projectos de sistemas de transmissão óptica [6].

O efeito *Kerr* é um destes fenómenos não lineares, e caracteriza-se pela mudança do índice de refração do material em resposta à intensidade do sinal óptico. Esta dependência não linear do índice de refração é caracterizado pelo parâmetro  $\vec{P}$  na equação (2.7). Para altas intensidades e para frequências ópticas afastadas da frequência de ressonância do material, pode-se expressar a relação entre  $\vec{E}$  e  $\vec{P}$  por uma série de potências [7, 8, 9]:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \sum_n \chi^{(n)} E^n \quad (2.8)$$

sendo  $\chi^{(n)}$  é a suscetibilidade eléctrica de ordem  $n$  do meio

A suscetibilidade de primeira ordem,  $\chi^{(1)}$  representa a contribuição dominante da polarização, correspondendo à dependência linear. Os seus efeitos são geralmente descritos pelo índice de refração linear  $n(\omega)$  e pelo coeficiente de atenuação  $\alpha(\omega)$ . A suscetibilidade de segunda e terceira ordem,  $\chi^{(2)}$  e  $\chi^{(3)}$  respectivamente, são responsáveis pelos efeitos não lineares na fibra.  $\chi^{(2)}$  é responsável pela geração de harmónicos de segunda ordem e pode ser desprezado no caso da sílica devido a propriedades de simetria, o que faz com que os termos de ordem par da série de expansão sejam nulos [3]. Considerando que os termos de ordem superior a três não são significativos, os efeitos não lineares de menor ordem manifestadas pela fibra óptica, como a geração do terceiro harmónico, mistura de quatro ondas (FWM) e a refração não linear são originadas pela suscetibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$ . Assim, a polarização induzida pode ser decomposta em duas partes, a componente linear  $\vec{P}_L$ , e a não linear  $\vec{P}_{NL}$  [6].

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (2.9)$$

Esta relação é válida assumindo que a resposta linear e não linear do meio são locais, e origina uma refração não linear, na qual o índice de refração é dependente da intensidade da luz, e que é responsável pela maioria dos efeitos não lineares numa fibra óptica. O índice de refração pode ser escrito na forma [6]:

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.10)$$

onde  $n(\omega)$  e  $n_2$  são os índices de refração linear e não lineares, respectivamente, e  $|\vec{E}|$  é a intensidade óptica no interior da fibra. A dependência de  $n$  em  $\omega$  é dada pela *fórmula de Sellmeier* [10],

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.11)$$

onde  $\omega_j$  representam as frequências de ressonância do material. O índice não linear  $n_2$  está relacionada com  $\chi^{(3)}$  pela relação [6]

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi^{(3)}) \quad (2.12)$$

Da equação (2.10), pode-se deduzir que o índice de refração do material aumenta com a intensidade do campo eléctrico. O  $n_2$  é o termo responsável pela origem dos fenómenos não lineares decritos a seguir.

A **Auto Modulação de fase** (*Self Phase Modulation- SPM*) é um fenómeno que depende principalmente de dois parâmetros: o coeficiente de não linearidade e a potência do próprio sinal. A fase do campo electromagnético depende do índice de refração do meio e como o índice de refração depende da potência do sinal (ver 2.10) então a fase depende também da potência, ou seja, a potência do campo induz a modulação da fase do próprio campo durante a sua propagação na fibra, daí o razão do nome Auto-Modulação de Fase (SPM).

Visto que o SPM refere a fase que o campo adquire durante a propagação e não a forma do pulso, após uma distância de propagação  $Z$ , a magnitude da SPM pode ser obtida pela seguinte expressão [6]:

$$\phi = \tilde{n}(\omega, |E|^2)k_0Z = (n + n_2|E|^2)k_0Z \quad (2.13)$$

onde  $k_0 = 2\pi/\lambda$ . O desvio não linear de fase que depende da intensidade do próprio campo eléctrico durante a propagação é dado por:

$$\phi_{NL} = n_2k_0|E|^2Z \quad (2.14)$$

Num sistema de comunicação óptica com apenas um canal, a SPM é o efeito não linear dominante que limita a performance do sistema [4, 11]. Ela é responsável pelo alargamento espectral dos impulsos ultracurtos e pela formação de solitões ópticos no regime anómalo de propagação [6, 11, 12].

O fenómeno da **Modulação de Fase Cruzada** (*Cross Phase Modulation- XPM*) ocorre quando dois ou mais pulsos ópticos com comprimentos de ondas diferentes se propagam na mesma fibra simultaneamente.

A modulação de fase cruzada vem sempre acompanhada da SPM e ocorre porque a variação do índice de refração não depende apenas da intensidade do próprio pulso óptico mas sim pela intensidade de todos os pulsos que propagam na fibra, ou seja a variação de fase não linear induzida num campo eléctrico é provocada pela presença de outros campos eléctricos com comprimentos de onda diferentes [6].

O campo eléctrico total para dois campos ópticos com frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$  linearmente polarizado ao longo do  $x$  e propagando-se na mesma fibra é dado por:

$$\vec{E} = \frac{1}{2}\hat{x}[E_1e^{-i\omega_1t} + E_2e^{-i\omega_2t} + c.c.] \quad (2.15)$$

onde c.c. significa complexo conjugado.

Após uma distância de propagação  $Z$ , a fase não linear do campo com frequência  $\omega_1$  é dado por:

$$\phi_{NL1} = n_2k_0(|E_1|^2 + 2|E_2|^2)Z \quad (2.16)$$

e para  $\omega_2$

$$\phi_{NL2} = n_2k_0(|E_2|^2 + 2|E_1|^2)Z \quad (2.17)$$

Podemos constatar a partir da equação (2.16) que para a mesma intensidade do campo eléctrico mas com comprimentos de ondas diferentes, a contribuição do XPM (segundo termo do segundo membro) para o deslocamento de fase não linear é o dobro da SPM [6].

Tal como acontece com os fenómenos SPM e XPM, a **Mistura de Quatro Ondas** (*Four Wave Mixing - FWM*) é causado pela natureza não linear do índice de refração da fibra óptica e também depende da susceptibilidade da terceira ordem  $\chi^{(3)}$

Ao contrário da SPM e XPM em que os efeitos não lineares são caracterizados pela modulação da fase devido à intensidade do próprio campo óptico, a FWM caracteriza-se pela troca de energia que se dá entre estes sinais, originando novos componentes espectrais. A interacção entre eles, induzida pela  $\chi^{(3)}$ , origina novos componentes de frequências em torno da frequência central. Quando dois canais com frequências, por exemplo,  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , interagem, originam novas componentes espectrais com frequências  $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$  e  $\omega_4 = 2\omega_2 - \omega_1$ . As novas frequências geradas impedem que se possa transmitir outras informações nessas posições de modo a evitar sobreposição, o que lhes torna muito prejudiciais aos sistemas que pretendam transmitir vários comprimentos de onda numa mesma fibra (ex: DWDM) [6, 13, 14]. Uma das soluções para para minimizar o efeito do FWM é escolher canais com espaçamentos adequados.

Até o momento apenas foram referidos fenômenos não lineares que ocorrem devido a não linearidade do índice de refração onde se dá a variação da fase em função da variação da intensidade do campo óptico. Algumas literaturas denominam-nos de espalhamento elástico, no sentido de que não há troca de energia entre o sinal óptico e o meio dielétrico [6]. Temos uma outra categoria dos efeitos não lineares que é o caso de espalhamento estimulado de Raman e a de Brillouin, que ocorrem devido às interações entre os sinais ópticos e as vibrações das moléculas da fibra óptica, ou seja, parte da energia do campo óptico é transferido para o meio dielétrico. Esta energia dá origem a fonões ópticos no caso de Raman.

O fóton espalhado, apresentará energia menor do que o fóton incidente conseqüentemente uma frequência mais baixa. As frequências geradas pelo espalhamento, com uma frequência menor que o fóton incidente são conhecidos como frequências de *Stokes* e o fóton espalhado como fóton de *Stokes*. O espalhamento estimulado de Raman (*Stimulated Raman Scattering* - SRS) consiste na transferência de energia de um canal de maior energia (menor comprimento de onda) para outro de menor energia (maior comprimento de onda) através de interações com fonões ópticos [15].

Caso a molécula esteja previamente excitada, encontrando-se portanto com uma energia superior ao fóton incidente, as frequências geradas pelo espalhamento serão maiores que as do fóton incidentes. Estas frequências são denominadas frequências Anti-Stokes.

Quando a potência óptica for elevada dá-se ganho nas frequências geradas, motivo que levou a estudos intenso de amplificadores de Raman de fibra e lasers sintonizáveis. Pelo facto da energia ser transferida de um canal para outro, o espalhamento de Raman limita o desempenho dos sistemas ópticos com muitos canais (ex: WDM) [15, 16, 17].

## 2.3 Dispersão

A dispersão de velocidade de grupo, GVD, também denominada de Dispersão Cromática (Chromatic Dispersion) é um efeito linear que se traduz pelo alargamento temporal dos impulsos durante a sua propagação na fibra óptica [6]. O seu mecanismo está relacionada com a dependência do índice de refração em função do comprimento de onda do campo electromagnético, tal como se pode ver pela equação ( 2.11).

Visto que o índice de refração está relacionado com a velocidade de propagação da luz ( $n(\omega) = c/v$ ) onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $v$  é a velocidade da luz no meio em estudo e assumindo que a largura espectral do pulso óptico modulado é diferente de zero, durante a propagação, os componentes espectrais deste pulso vão deparar-se então com diferentes índices de refração e consequentemente vão se propagar com uma velocidade de fase  $v_\phi$  diferente da velocidade do grupo  $v_g$  causando assim um espalhamento destas frequências dentro do pulso óptico. Este fenómeno é denominado de **Dispersão de Velocidade de Grupo** (*Group Velocity Dispersion - GVD*) ou Dispersão Cromática sendo quantificada pelo parâmetro  $\beta_2$  dado por  $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$  [4, 6], onde  $\beta = \beta(\omega)$  é a constante de propagação.

Um outro parâmetro usado para caracterizar a GVD é o parâmetro de dispersão  $D$  que está relacionada com  $\beta_2$  pela expressão [4]:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.18)$$

onde  $\beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}$  O parâmetro  $D$  é habitualmente expresso em  $ps/(nm.km)$ , descrevendo o atraso temporal (ps) relativo entre duas componentes espectrais separadas de 1nm, após 1km de propagação.

A propagação não linear de um pulso pode ser dividido em duas regiões de dispersão. Temos o *regime de dispersão normal* onde  $D$  é negativo ( $\beta_2 > 0$ ) e o *regime de dispersão anómalo* onde  $D$  é positivo ( $\beta_2 < 0$ ). Para fibras convencionais de sílica o comprimento de onda que separa estes dois regimes é  $\lambda = 1.3\mu m$  [18]. No regime de dispersão anómalo associado ao efeito da SPM, às baixas frequências na frente do impulso são retardadas enquanto que as altas frequências na frente do impulso são avançadas ocorrendo, portanto, a compressão do impulso. Para GVD positivo ocorre o contrário, ou seja, as frequências mais altas propagam com uma velocidade menor do que as frequências mais baixas, resultando num espalhamento do impulso [19, 18].

A dispersão cromática pode ser expressa como sendo a soma da dispersão material  $D_m$  com a dispersão do guia de onda  $D_w$  [20, 21]

$$D = D_m + D_w \quad (2.19)$$

onde  $D_m$  está relacionada com variação do índice de refração linear com o comprimento de onda

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (2.20)$$

e pode ser calculada usando a equação de Sellmeier (2.11) [21, 22].

A contribuição da  $D_w$  para a dispersão total dado por (2.19) depende dos parâmetros geométricos da fibra e dos índices de refração. No caso de uma fibra convencional de índice em degrau e raio do núcleo  $a$ , a dispersão  $D_w$  é dado por [22]

$$D_w = -\left(\frac{n_n - n_b}{\lambda}\right) V \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (2.21)$$

onde  $V$  é a frequência normalizada a qual é definida como.

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_n^2 - n_b^2} \quad (2.22)$$

e

$$b = \frac{\left(\frac{\beta}{k_0}\right)^2 - n_b^2}{n_n^2 - n_b^2} \quad (2.23)$$

onde  $b$  é a constante de propagação normalizada [23],  $n_n$  e  $n_b$  são os índices de refração do núcleo e da bainha, respectivamente.

Modificando o perfil de índice de refração e as dimensões do núcleo é possível manipular a dispersão de guia de onda e conseqüentemente a dispersão total. Desta forma é possível obter fibras com dispersão deslocada, desviando o comprimento de onda de dispersão zero para a região dos 1500nm, onde a atenuação é mínima. Também é possível obter fibras com dispersão baixa, "praticamente" plana (dispersion flattened) na região entre 1300nm e 1650nm como se pode ver pela figura 2.1.

O controle da GVD é de extrema importância para aplicações práticas em sistemas de transmissão ópticos WDM, compensação da dispersão, geração do supercontinuum... [24, 25].

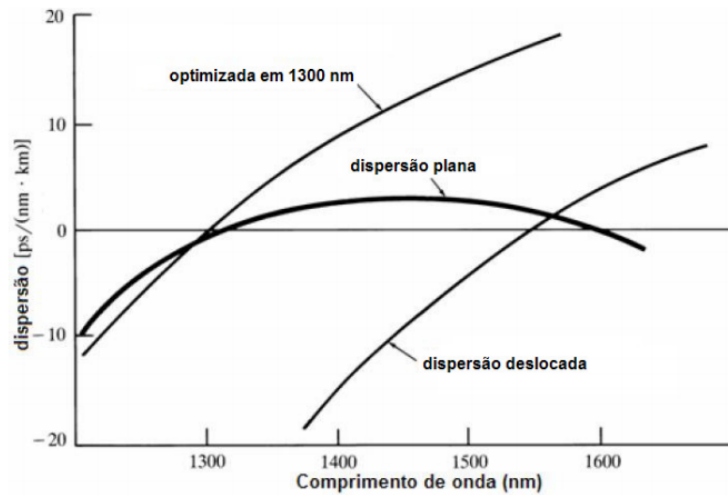


Figura 2.1: Variação do parâmetro de dispersão  $D$  em função do comprimento de onda para a) fibra convencional; b) fibra de dispersão plana; c) fibra de dispersão deslocada

## 2.4 Equação de propagação

O campo eléctrico de um sinal que modula uma portadora de frequência  $\omega_0$  pode ser escrito como

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \hat{x} R_e \left\{ A(z, t) F(x, y) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \right\} \quad (2.24)$$

onde se admitiu que o campo eléctrico estava linearmente polarizado segundo  $x$ . Nesta expressão  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ . Substituindo  $\vec{E}$  na equação 2.7, é possível mostrar que a evolução do campo eléctrico de impulsos ópticos da ordem dos picosegundos pode ser descrita pela equação não linear de Schrodinger (*Nonlinear Schrodinger Equation* - NLSE) [3, 26, 27].

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i \gamma |A|^2 A \quad (2.25)$$

onde  $A$  é o chamado envelope do impulso, o qual pode ser visto como a amplitude complexa do sinal que modula uma onda de frequência angular  $\omega_0$ , e que se admite variar lentamente com o tempo e a distância de propagação. De referir que a equação anterior foi normalizada de modo a que as unidades deste envelope sejam  $\sqrt{W}$ . Nesta equação,  $T = t - z/v_g$  é o tempo num sistema que se move a velocidade de grupo  $v_g$ ,  $\beta_2 = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} |_{\omega=\omega_0}$ , onde  $\beta$  é a constante de propagação,  $\alpha$  representa o coeficiente de atenuação/absorção e  $\gamma$  é o coeficiente não linear dado pela expressão [3]:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.26)$$

Nesta expressão,  $A_{eff}$  é a area efectiva da fibra, definida como [3]:

$$A_{eff} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.27)$$

onde  $|F(x, y)|$  representa a distribuição transversal do campo eléctrico em função de  $x$  e  $y$ .

No regime anómalo ( $\beta_2 < 0$ ) e para  $\alpha = 0$ , a equação 2.25 admite soluções exactas na forma de solitões brilhantes. Este tipo de sinal tem a forma de uma secante hiperbólica e propaga-se sem alterar a sua forma, sofrendo apenas uma alteração de fase proporcional à distância percorrida.

No caso de se pretender investigar de impulsos de mais curta duração, é necessário incluir termos adicionais na equação anterior. Efectivamente, o espectro desses sinais será mais alargado, o que implica que será preciso considerar dispersão de ordem superior. Além disso, a equação 2.25 não considera efeitos não lineares como o espalhamento de Raman o qual se torna importante quando o espectro dos sinais é suficientemente largo para permitir as amplificações das componentes espectrais de baixas frequências [3]. A inclusão destes efeitos leva ao aparecimento da equação não linear de Schrodinger generalizada (GNLSE) [28, 29].

$$i\gamma \left[ (1 - f_R) \left( |A|^2 A - \frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) \right) + f_R \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) \left( A \int_0^\infty h_R(t') |A(z, T - T')|^2 dt' \right) \right] \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A - \left( \sum_{m \geq 2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial T^m} \right) A +$$

Nesta equação  $\beta_m = \frac{d^m \beta}{d\omega^m} |_{\omega=\omega_0}$  é o coeficiente de dispersão de ordem  $m$ ,  $f_R$  corresponde a contribuição fraccionária da resposta de Raman e  $h_R(t)$  é a função de resposta de Raman [12].

$$h_R(t) = \left[ q_a \frac{t_1^2 + t_2^2}{t_1 \cdot t_2} e^{-\frac{t}{t_2}} \sin\left(\frac{t}{t_1}\right) + q_b \frac{2t_b - t}{t_b^2} e^{-\frac{t}{t_b}} \right] u(t) \quad (2.29)$$

No caso da sílica têm-se  $f_R = 0.245$ . Na tabela 2.1 vem indicadas os coeficientes de resposta de Raman.

Tabela 2.1: Coeficientes da função de resposta de Raman

qa	qb	t1	t2	tb
0,79	0,21	12,2 fs	32 fs	96 fs

## 2.5 Geração do Supercontinuum

A geração de *supercontinuum* (*Supercontinuum generation* - SCG) foi primeiramente demonstrado em 1979 por *Alfano e Shapiro* [30, 31]. É um fenómeno caracterizado por um forte alargamento espectral induzido por uma combinação dos vários efeitos não lineares quando no meio óptico se propaga um impulso ultracurto [28]. A figura 2.2 ilustra um exemplo da geração do *supercontinuum* [1].

A grande faixa espectral resultante da geração do *supercontinuum* motivou desde cedo inúmeros estudos e investigações que procuravam tirar partido deste fenómeno em aplicações tais como a tomografia por coerência óptica, espectroscopia e metrologia de frequência [32, 33, 34, 35, 36].

Para além dos efeitos não lineares já referidos (SPM, XPM, FWM e SRS), a geração do *supercontinuum* está também relacionada com fenómenos tais como a fissão do solitão de alta ordem, a auto-focalização (*Self-focusing*) da luz e *Self-trapping* da luz [36, 37, 38, 39]. O processo da fissão de solitões caracteriza-se pela perturbação de um solitão de ordem superior levando este a dividir-se em vários solitões fundamentais. Esta separação provoca então, uma emissão de radiação que alarga o espectro nas altas frequências, onde o regime de dispersão é normal. Por outro lado, o efeito de Raman actua sobre estes solitões, deslocando os seus espectros para a região vermelha num processo denominado auto deslocamento da frequência do solitão (SSFS) [36, 40], o que se traduz no alargamento do espectro também nas baixas frequências.

De uma forma geral, a geração de um espectro com as características desejadas precisa de um meio óptico com propriedades não lineares e com dispersão controlada. Assim, o estudo deste

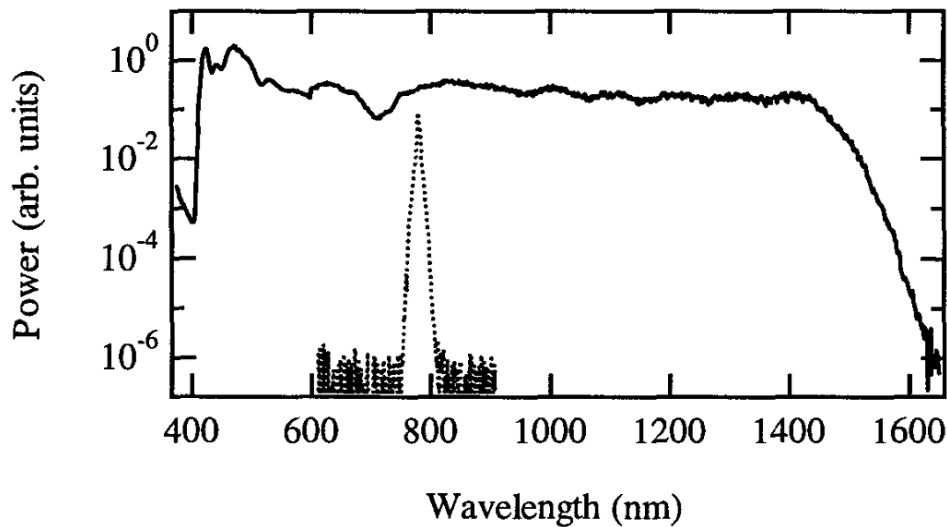


Figura 2.2: Ilustração do fenômeno da geração *supercontinuum* [1]

fenômeno tem estado intimamente ligado a investigação feitas em fibras microestruturadas, por causa das características únicas que este tipo de fibra apresenta, tais como o controle da dispersão e um elevado confinamento do sinal. [35, 38].

## 2.6 Fibras ópticas microestruturadas

As fibras ópticas microestruturadas também chamadas de fibras de cristais fotônicas (*Photonic Crystal Fiber* - PCF) constituem uma nova classe de fibras ópticas em que a bainha consiste num conjunto de capilares/buracos de ar de forma cilíndrica de diâmetro  $d$  ordenados de forma periódica, paralelos ao eixo longitudinal da fibra [41, 42].

Nas fibras convencionais a luz é guiada através do fenômeno da reflexão interna total no núcleo. O índice de refração do núcleo é maior que o da bainha através da dopagem da bainha ou do núcleo sendo mais usual no núcleo. As fibras microestruturadas podem conduzir a luz não só através do mecanismo de reflexão interna total (TIR) também denominada de guiamento por contraste de índice de refração mas também através da banda fotônica proibida [43]. Isto é conseguido, criando defeitos na estrutura cristalina através da ausência do buraco de ar ou através da eliminação da sílica na região central. A região onde se criou o defeito, constitui núcleo da fibra como a mostra as figuras 2.3(a) e 2.3(b).

A possibilidade de modificar as propriedades do guia de onda pela introdução de microestruturas no perfil do índice de refração da fibra foi sugerida em 1979 mas na prática só em 1996 é que a construção deste tipo de fibra se tornou tecnologicamente comum [44, 45].

Como se pode observar na figura 2.3(a) a bainha é constituída pelos buracos de ar que se encontram distribuídos periodicamente. Nesta estrutura não existe buraco de ar na região central, razão pela qual esta fibra é designada como fibra microestruturada de núcleo sólido. É neste tipo

de fibra em que o guiamento da luz se dá pelo TIR [46, 47]. Nesta dissertação daremos todo o ênfase a este tipo de fibra.

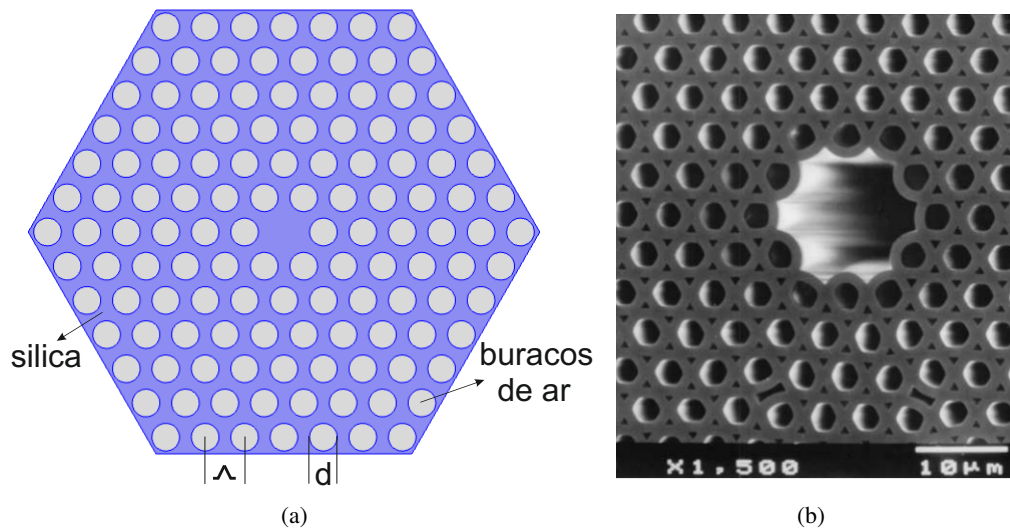


Figura 2.3: Secção transversal de uma fibra óptica (a) de cristal fotônico com núcleo sólido, (b) de banda fotônica proibida e núcleo de ar

A outra classe de fibras ópticas microestruturadas com núcleo de ar desenvolvida em 1999 é apresentada na figura 2.3(b). Neste caso, ao contrário da outra classe de fibras com núcleo sólido, existe na região central um buraco de ar que é onde se dá o guiamento da luz [48].

Apesar de a figura 2.3 mostrar fibras microestruturadas onde os buracos de ar estão organizados de uma forma triangular, existem fibras com estruturas muito variadas. A figura 2.4 mostra quatro tipos diferentes de fibras ópticas não lineares com guiamento de luz por contraste de índice de refração [2].

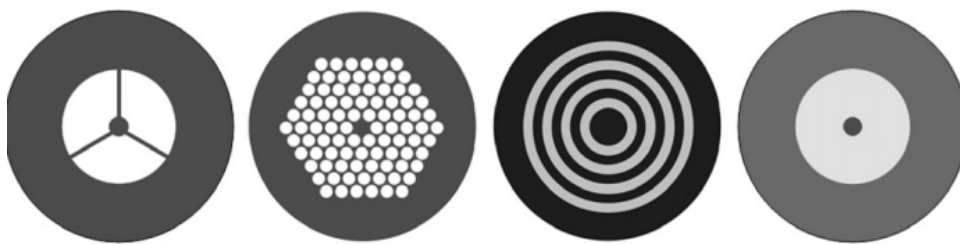


Figura 2.4: Quatro topologias de fibras ópticas não lineares com contraste de índice de refração [2]

Nesta dissertação serão estudadas fibras microestruturadas com estruturas semelhantes à representada na figura 2.3(a). Uma estrutura deste tipo é caracterizada pelos seus parâmetros físicos e geométricos. Os parâmetros geométricos, como se pode ver na figura 2.3(a), são o diâmetro dos buracos,  $d$  e a distância entre os centros dos buracos de ar adjacentes, denominada de *pitch* em algumas literaturas,  $\Lambda$  [49]. Quanto aos parâmetros físicos temos o índice de refração do núcleo e o índice de refração efectiva da bainha.

Ao contrário das fibras ópticas convencionais, as fibras ópticas microestruturadas, são mais flexíveis em termos de design. Isto é, pode-se facilmente controlar os seus parâmetros ópticos, pela manipulação dos seus vários parâmetros tais como o número, tamanho, a posição dos buracos de ar, o pitch assim como o material utilizado no seu fabrico [50]. Esta possibilidade de alterar os parâmetros torna estas fibras interessantes para muitas aplicações, pois permitem o controlo da dispersão e dos efeitos não lineares etc.

## Capítulo 3

# Caracterização de fibras ópticas microestruturadas

Este capítulo será dedicado ao estudo de algumas propriedades das fibras microestruturadas de modo a caracteriza-las. A dispersão e o coeficiente de não linearidade serão os principais focos neste estudo. Utilizaremos a ferramenta COMSOL MULTIPHYSICS para obter os parâmetros necessários dos diferentes modelos de fibras que serão analisadas e, com o auxílio do MATLAB poderemos então, a partir de *script* desenvolvidos para o efeito, caracterizar essas fibras. Os parâmetros obtidos a partir do COMSOL são: o índice de refração efectiva, ( $n_{eff}$ ) e as normas do campo eléctrico ( $|E|^2$  e  $|E|^4$ ). A parte real do índice de refração efectiva será usada no cálculo da dispersão e a parte imaginária no cálculo das perdas de confinamento, que é também umas das propriedades analisadas em alguns modelos. Para o cálculo do coeficiente não linear será necessário determinar a área efectiva que depende por sua vez das normas do campo eléctrico.

Analisaremos, basicamente, os parâmetros geométricos das fibras que nos permitem a manipulação da propriedades referidas e com base nessas análises, demonstraremos como obter uma dispersão quase zero e plana numa vasta gama.

Iniciaremos o estudo de modelos de fibra microestruturadas convencionais com a estrutura hexagonal, onde analisaremos o efeito da variação do  $d$  e do  $\Lambda$ , do número de anéis e do diâmetro do anel interior nas propriedades das fibras. Faremos também análises semelhantes para modelos com estruturas diferentes (octagonal e híbrido).

A sílica fundida é o material utilizado nos modelos das fibras analisados. Para finalizar, este capítulo inclui também uma secção que faz análise de um modelo utilizando diferentes materias.

## 3.1 Fibras Ópticas Microestruturadas

### 3.1.1 Investigação da dispersão cromática

Como já tínhamos referido, umas das características que tornam as PCF atractivas na comunidade científica é o grande controlo da curva dispersão. Isto tudo se deve á necessidade das altas taxas de transmissão a longas distâncias requeridas hoje em dia, razão que torna o controlo da dispersão cromática num PCF crucial para aplicações em sistemas de comunicação óptica, compensação da dispersão etc.

Faremos, nesta secção, um estudo aprofundado dos parâmetros geométricos  $d$  e  $\Lambda$  de modo a poder escolher valores adequados que nos permitem projectar fibras com determinadas características de dispersão.

O perfil da dispersão cromática pode ser facilmente controlada, manipulando o diâmetro dos buracos de ar,  $d$ , e pitch como veremos a seguir.

Para PCFs, a dispersão é calculada a partir da parte real do índice de refração efectivo em função do comprimento de onda (2.20) onde  $n$  é substituído por  $neff$  [51].

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 neff}{d\lambda^2} \quad (3.1)$$

onde  $neff = \frac{\beta}{k_0}$ ,  $\beta$  é a constante de propagação e  $k_0 = \frac{\pi}{\lambda}$ .

#### 3.1.1.1 Variação do diâmetro dos buracos de ar e pitch

A figura 3.1 mostra a secção transversal de um PCF com uma perfeita simetria hexagonal. Este modelo será o objecto de estudo nesta subsecção.

Neste caso analisamos a influência que o factor  $d/\Lambda$  e o parâmetro  $\Lambda$  têm sobre curva da dispersão. Nas figuras 3.2(a) e 3.2(b) apresentamos as curvas da dispersão em função do comprimento de onda variando o factor  $d/\Lambda$  de 0.5 a 0.9 com *step* de 0.1 para  $\Lambda = 1.0$  e  $2\mu m$ , respectivamente. Em ambos os casos a dispersão material dada pela fórmula de *Sellmeier* já vem incluída nos cálculos [51]

$$n_{silica}^2 = 1 + \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - b_1} + \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - b_2} + \frac{a_3 \lambda^2}{\lambda^2 - b_3} \quad (3.2)$$

A tabela 3.1 mostra os valores dos coeficientes utilizadas na fórmula de *Sellmeier* para silica fundida.

Podemos ver pelas figuras 3.2(a) e 3.2(b) que as fibras PCF permitem num alto controlo da curva de dispersão.

Analisando o gráfico da figura 3.2(a) verifica-se que o aumento do factor  $d/\Lambda$ , resulta num aumento do valor da dispersão.

Tabela 3.1: Coeficientes de Sellmeier para Silica fundida

	Material
Coeficientes	Silica fundida ( $SiO_2$ )
$a_1$	0.6961663
$a_2$	0.4079426
$a_3$	0.8974794
$b_1$	$0.0684043^2 \mu m$
$b_2$	$0.1162414^2 \mu m$
$b_3$	$9.896161^2 \mu m$

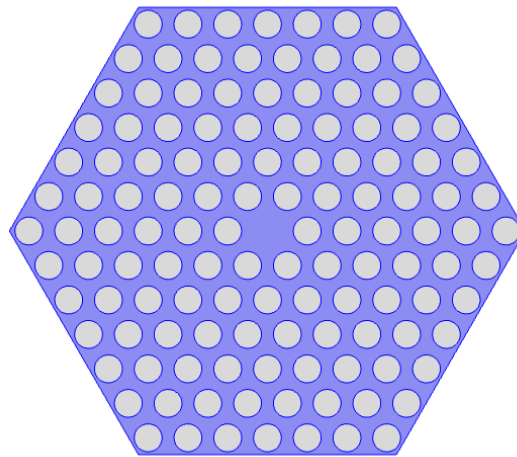


Figura 3.1: Secção transversal de um PCF convencional com uma estrutura hexagonal.

Nota-se que, para este modelo, só alterando o  $d/\Lambda$  não seria possível conseguir comprimento de onda de dispersão zero nos  $1550nm$ . Modificando o valor do  $\Lambda$ , é possível, como podemos ver pela figura 3.2(b), alterar a inclinação da curva da dispersão.

Como podemos ver, a curva da dispersão tornou-se mais plana quando aumentamos o valor de  $\Lambda$  de  $1\mu m$  para  $2\mu m$ . Isto prova que a manipulando esses dois parâmetros é possível conseguir uma curva com dispersão zero e praticamente plana na região do interesse.

Estes resultados estão em conformidade com [47].

### 3.1.1.2 Variação do diâmetro dos buracos de ar dos anéis interiores

O objectivo aqui é ver como podemos controlar a curva da dispersão alterando apenas o diâmetro dos anéis interiores do PCF hexagonal com quatro (4) anéis. Três casos foram aqui analisadas,

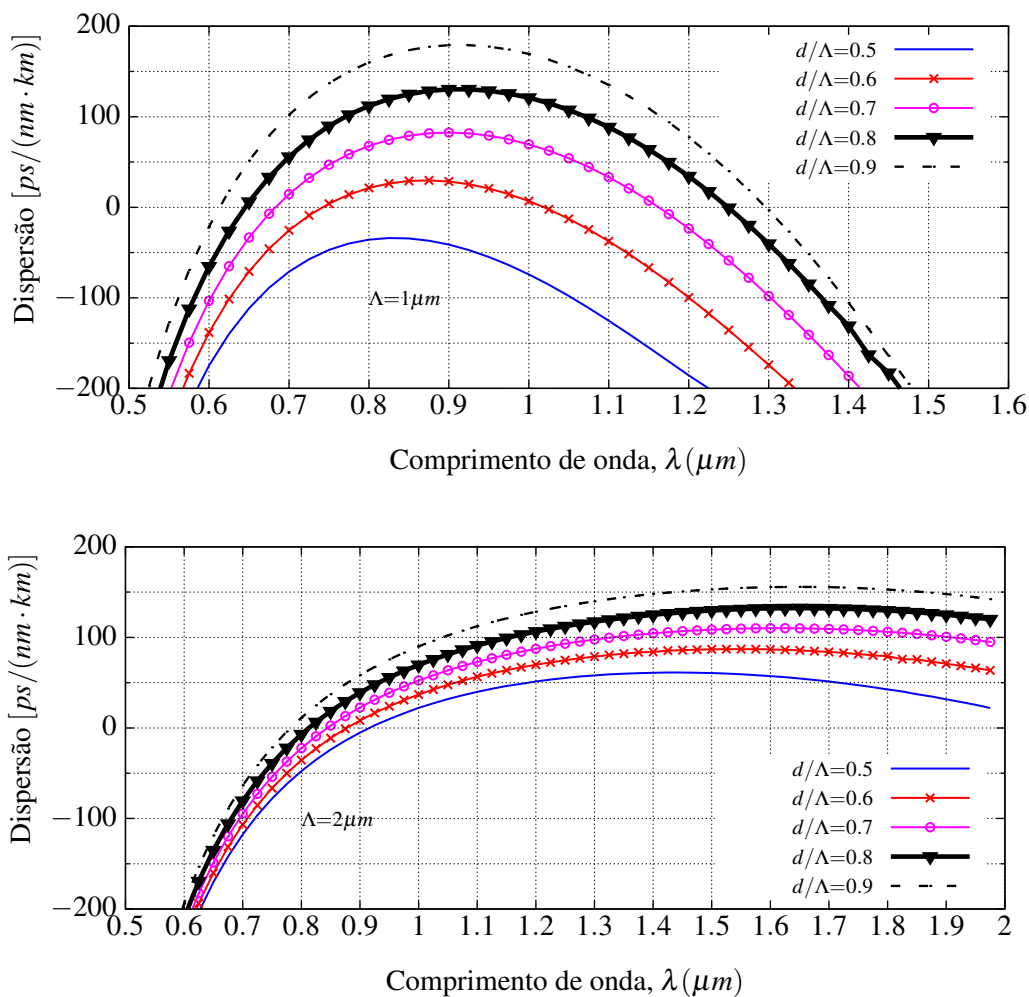


Figura 3.2: Curvas da dispersão em função do comprimento de onda com  $d/\Lambda$  variando de 0.5 a 0.9 para: (a)  $\Lambda = 1\mu\text{m}$ . (b)  $\Lambda = 2\mu\text{m}$

mantendo constante o valor do  $\Lambda = 0.7\mu\text{m}$ .

Estudos semelhantes nesse aspecto, já foram reportadas na literatura [52] e pretendemos, aqui, demonstrar comportamentos da curva de dispersão semelhantes a esse.

Na figura 3.3 encontram-se as três estruturas que serão então investigadas.

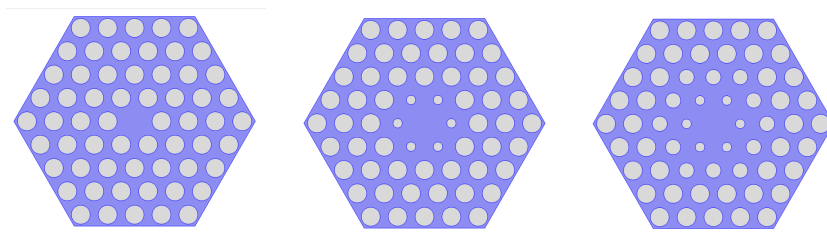


Figura 3.3: PCF convencional com  $\Lambda = 0.7\mu\text{m}$ : (a)  $d = d_1 = d_2 = 0.7\mu\text{m}$ , (b)  $d = 0.7\mu\text{m}$   $d_1 = 0.49 \cdot d$ , (c)  $d = 0.7\mu\text{m}$   $d_1 = 0.49 \cdot d$   $d_2 = 0.8\mu\text{m}$

No primeiro caso, o diâmetro dos buracos de ar é igual para todos os anéis,  $d = 0.7\mu m$ , enquanto que no segundo, alteramos apenas o diâmetro do anel interior ( $d_1$ ) que circunda o núcleo para  $0.49d$ . Este valor ( $d_1 = 0.49d$ ) foi escolhido por apresentar uma dispersão quase zero  $0.053[ps/(nm \cdot km)]$  no comprimento de onda  $1550nm$ . O terceiro, apresenta três diâmetros diferentes,  $d = 0.7\mu m$  para os dois anéis exteriores,  $d_1 = 0.49d$  para o primeiro anel e  $d_2 = 0.8d$  para o segundo anel.

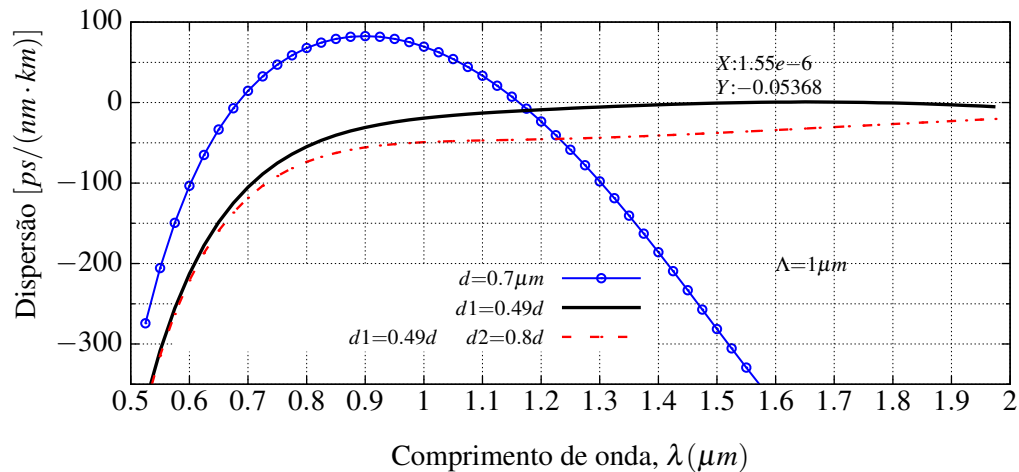


Figura 3.4: Curva da dispersão em função de comprimento de onda para diferentes diâmetros dos anéis interiores

Como podemos ver pela figura 3.4, é possível, através da alteração dos diâmetros dos anéis interiores dimensionar um PCF com uma curva de dispersão praticamente plana e zero. No modelo onde diminuímos apenas o diâmetro do anel interior para  $d_1 = 0.49d$  conseguimos obter uma região plana que se estende numa gama de  $1.3 - 1.9\mu m$  ( $600nm$ ).

### 3.1.1.3 Variação do número de anéis

Nesta secção, investigaremos a influência que o número de anéis, numa estrutura PCF convencional, tem sobre a curva da dispersão cromática. A figura 3.5 mostra as PCFs consideradas neste estudo onde para todos os casos,  $\Lambda = 1\mu m$  e  $d=0.7\Lambda$ . Como podemos ver, neste estudo consideramos apenas cinco casos (2, 3, 4, 5 e 6 anéis).

A figura 3.6 representa a variação da curva da dispersão em função de comprimento de onda para diferentes número de anéis.

Podemos verificar que a diferença na curva da dispersão é praticamente desprezável para comprimentos de onda inferiores a  $1.175\mu m$ . Já para comprimentos de onda superiores, começa-se a notar o grande efeito que número de anéis tem na curva da dispersão. Nota-se, por exemplo, que a relação entre dois anéis consecutivos diminui a medida que aumenta o número de anéis. Por exemplo, a diferença entre curva  $n = 2$  (dois anéis) e curva  $n = 3$  é maior que a diferença entre a curva  $n = 3$  e  $n = 4$ .

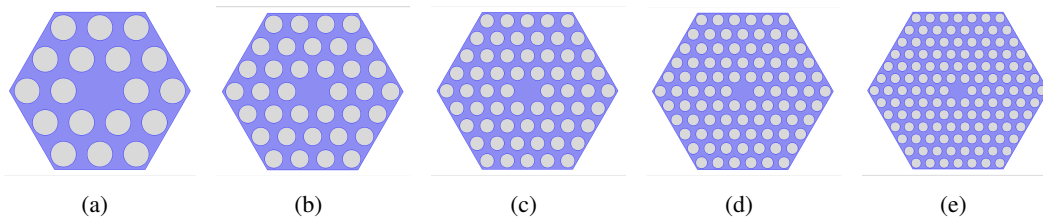


Figura 3.5: PCF convencional: (a) dois anéis, (b) três anéis, (c) quatro anéis, (d) cinco anéis e (e) seis anéis

Deste modo, se fizéssemos a comparação para estruturas com número de anéis superiores a seis, a diferença na curva da dispersão para comprimentos de onda superiores, não seria tanto quanto se verificou no caso estudado.

Também, podemos ver que a região plana da dispersão diminui a medida que o número de anéis aumenta.

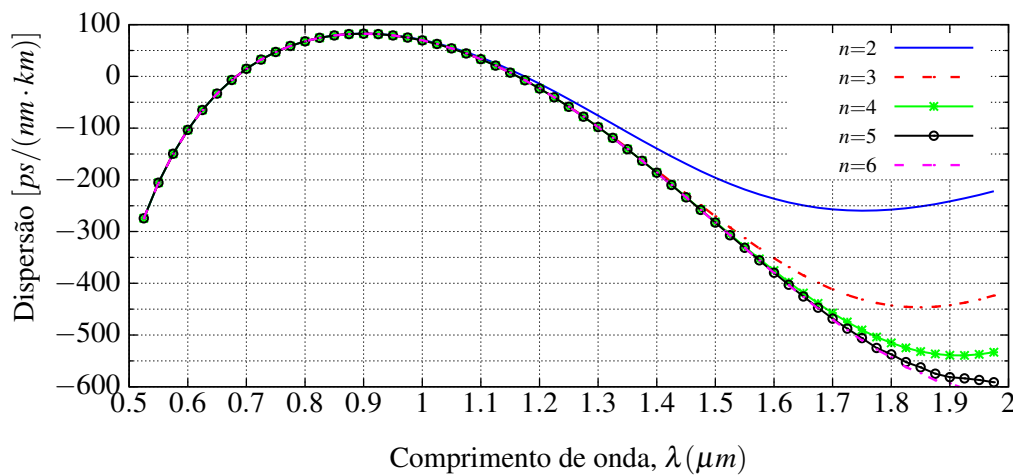


Figura 3.6: Curva da dispersão em função de comprimento de onda de um PCF para diferentes números de anéis

#### 3.1.1.4 PCF octagonal

Visto que até agora estivemos a analisar PCFs mas com estrutura hexagonal, pretendemos aqui, ver as diferenças na curva da dispersão e mais adiante nas perdas de confinamento, quando a estrutura for octagonal. Nesta subsecção investigaremos a influência do número de anéis e também o efeito do anel interior.

Um PCF octagonal possui maior número de buracos de ar para o mesmo número de anel quando comparado com um PCF hexagonal. Conclui-se que, por ter maior número de buracos de ar, modificará o índice de refração da bainha o que nos levou também a analisar o seu efeito nas perdas de confinamento do sinal.

Na figura 3.7 temos um exemplo de uma secção transversal de PCF com uma estrutura octagonal, que será a base do estudo na análise do efeito do número de anéis.

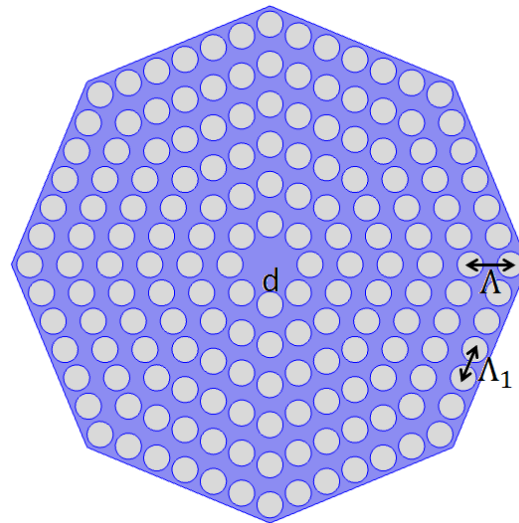


Figura 3.7: PCF octogonal com  $\Lambda = 1.224\mu\text{m}$   $\Lambda_1 = 0.765\Lambda$  e  $d = 0.65\Lambda$

O resultado da simulação para diferentes números de anéis é mostrado na figura .

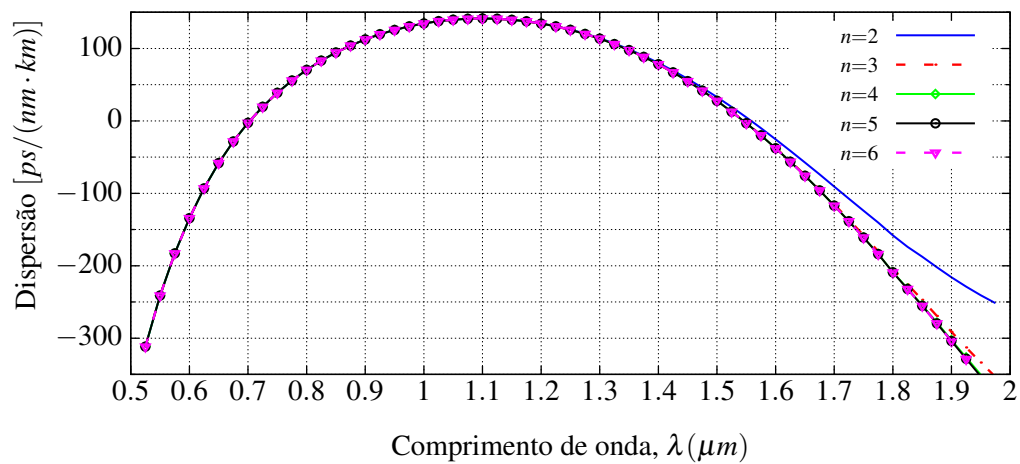


Figura 3.8: Curva da dispersão em função do comprimento de onda para um PCF octogonal com diferentes números de anéis

Como já era de esperar, o comportamento geral é o mesmo que a de uma estrutura hexagonal. Aumentando o número de anéis, a curva da dispersão torna-se mais estreita, ou seja, diminui a gama com comprimento de onda de dispersão plana. Uma semelhança interessante que se pode ver é que em ambas as estruturas a diferença na curva da dispersão para diferentes números de anéis só se nota a partir da região onde se dá o segundo zero da dispersão. A diferença aqui, é que

o segundo comprimento de onda de dispersão zero é maior do que na estrutura hexagonal.  $D = 0$  para  $\lambda = 1550nm$  e  $\lambda = 1175nm$  na estrutura octagonal e hexagonal, respectivamente.

Assim como na estrutura hexagonal, constatamos aqui também, que a partir de um determinado número de anéis a diferença no comportamento da curva dispersão deixa de existir.

Difícilmente, conseguiríamos obter dispersão zero nos  $1500nm$  usando o modelo hexagonal 3.1, o que nos leva mais uma vez a frisar que a maleabilidade da geometria é uma das grandes vantagens das estruturas PCFs nos sistemas de telecomunicações.

Assim como foi feito na estrutura hexagonal, fez-se aqui também uma análise do efeito do anel interior. A figura 3.9 mostra a geometria proposta para este estudo.  $d_1$  é o diâmetro dos buracos do primeiro anel,  $d_2$  é para os restantes anéis e  $\Lambda$  que é a distância entre os centros dos buracos entre o anéis está relacionada com  $\Lambda_1$  pela relação  $\Lambda_1 = 0.765\Lambda$ .

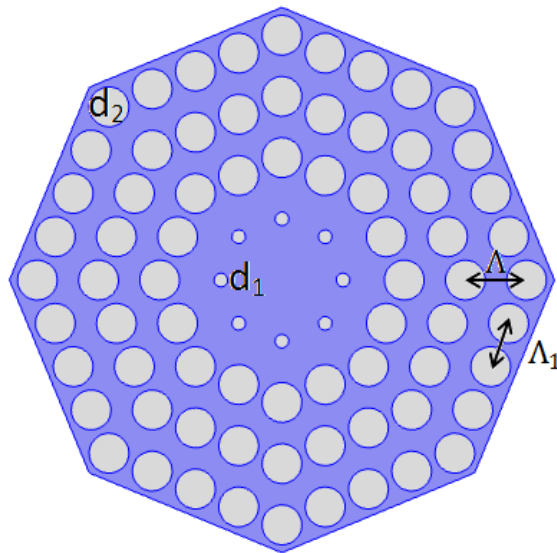


Figura 3.9: Secção transversal do PCF octogonal com quatro anéis onde  $\Lambda = 1.31\mu m$ ,  $\Lambda_1 = 0.765\Lambda$ ,  $d_1 = 0.428\mu m$  e  $d_2 = 0.65\Lambda$

A figura 3.10 mostra o perfil da dispersão obtida a partir do model 3.9.

Os parâmetros geométricos otimizados para está geometria apresentaram um perfil da dispersão ultra-plana e quase zero numa gama que varia de  $1\mu m$  a  $1.7\mu m$ . Um aspecto interessante, é que esta geometria apresentou três zeros da dispersão nos pontos  $\lambda = 1.035, 1.293$  e  $1.556\mu m$ . O valor da dispersão nas duas janelas de grande interesse em telecomunicações,  $\lambda = 1300nm$  e  $\lambda = 1550nm$ , são  $-0.1089[ps/(nm \cdot km)]$  e  $-0.1216[ps/(nm \cdot km)]$ , respectivamente.

### 3.1.1.5 PCF híbrido

Pretende-se aqui, estudar um PCF híbrido de cinco anéis. Híbrido, porque a estrutura deste PCF é composta por uma rede hexagonal e octagonal. Os dois anéis interiores têm formato hexagonal e os três anéis exteriores tem formato octagonal. O diâmetro dos buracos de ar do primeiro

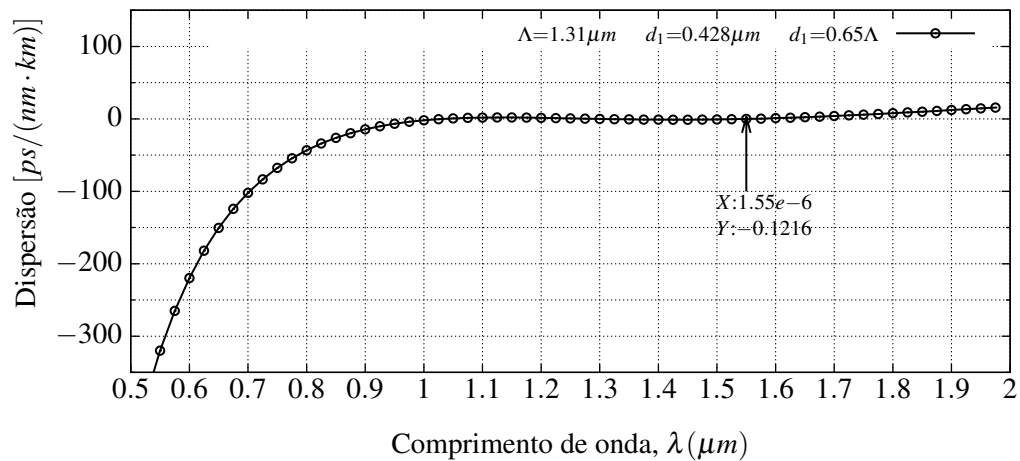


Figura 3.10: Perfil da dispersão em função do comprimento de onda variando o diâmetro dos buracos de ar do anel interior

anel é  $d_1$ , e do restantes anéis é  $d_2$ . Na estrutura octagonal, o  $\Lambda$  está relacionada com  $\Lambda_1$  por  $\Lambda_1 \approx 0.765\Lambda$ . A figura 3.11 representa a estrutura estudada nesta secção. Esta estrutura já foi estudada no artigo [53] e os nossos resultados estão de acordo com o artigo. Na estrutura octagonal, o número de buracos de ar é maior que numa estrutura hexagonal para o mesmo número de anel. Isto resulta numa maior quantidade de ar na bainha e também num menor índice de refração a volta do núcleo, conseqüentemente, teremos um maior confinamento do sinal. Sendo assim, é possível modelizar um PCF híbrido onde a estrutura hexagonal controla a curva da dispersão e a estrutura octagonal providencia alto confinamento.

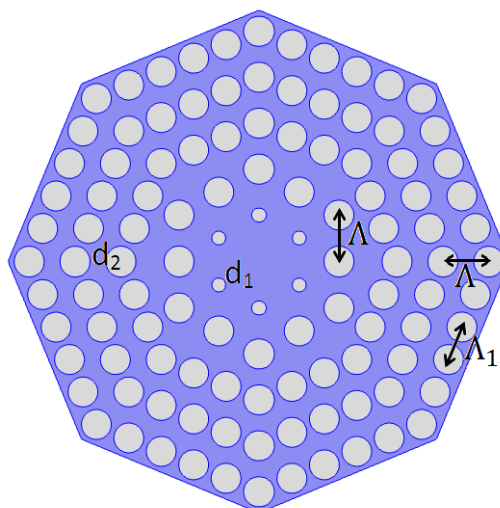


Figura 3.11: PCF híbrido.

Examinando as curvas da dispersão da figura 3.12 concluímos que a diminuição do  $d_1/\Lambda$

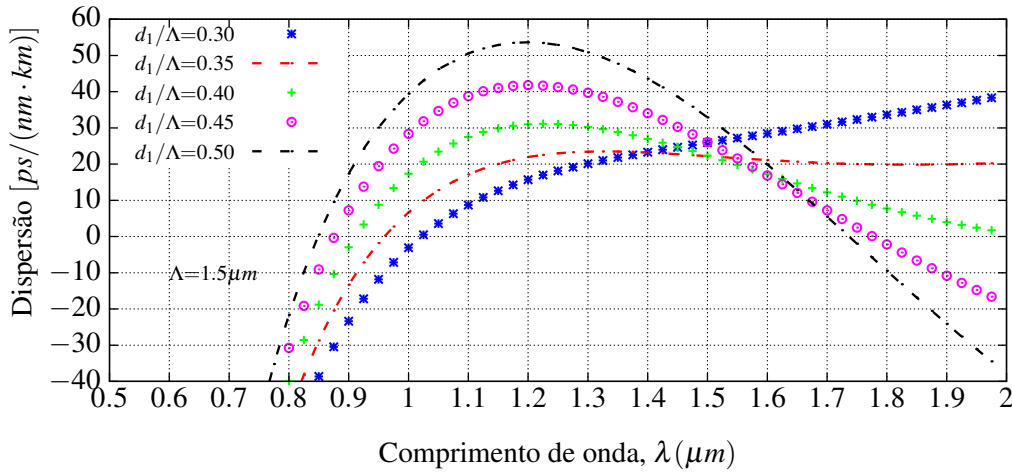


Figura 3.12: Curvas de dispersão para  $\Lambda = 1.50\mu m$ ,  $d_1/\Lambda$  variando de 0.30 a 0.5 com step de 0.05 e  $d_2/\Lambda = 0.65$

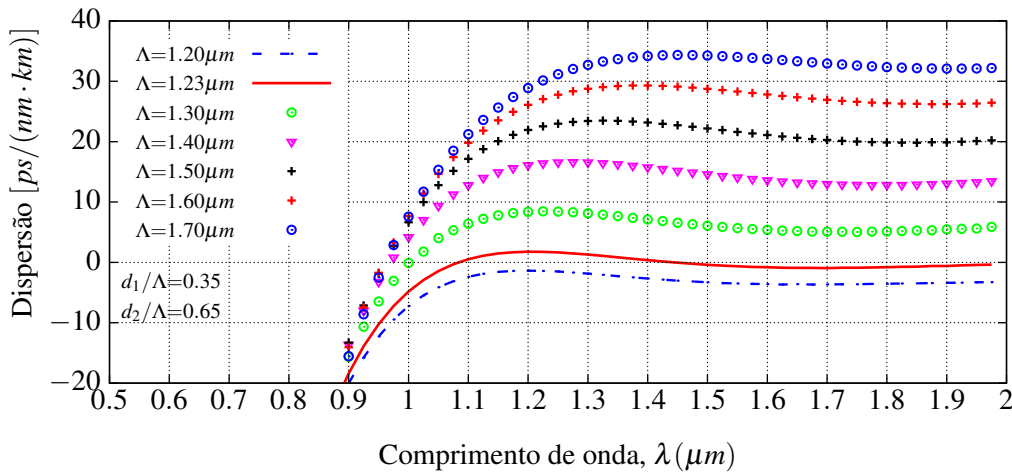


Figura 3.13: Curvas da dispersão onde  $d_1/\Lambda = 0.3$ ,  $d_2/\Lambda = 0.65$  para valores de  $\Lambda$  compreendido entre  $1.20$  a  $1.70\mu m$

resulta numa curva de dispersão mais plana e a curva para  $d_1/\Lambda = 0.35$  é a que regista uma dispersão muito mais plana, com um valor de  $21.6235 ps/(nm.km)$  para  $\lambda = 1550nm$ . Agora, partindo das definições dessa curva ( $d_1/\Lambda = 0.35$ ) alteramos o valor do pitch ( $\Lambda$ ) numa gama que varia de  $1.2\mu m$  a  $1.7\mu m$  e obtivemos a figura 3.13. Nota-se que as curvas dispersão mantêm-se planas e que a sensibilidade das curvas em relação a variação do pitch está no aumento ou diminuição do valor da dispersão. A curva da dispersão de maior interesse nesse caso é para  $\Lambda = 1.23\mu m$  por ser a curva que mais se aproxima de zero numa vasta gama.

A figura 3.14 representa os vários processos para optimização da curva de dispersão através da alteração dos parâmetros  $\Lambda$  e  $d_1/\Lambda$ . De acordo com esses resultados numéricos, há um conjunto de valores dos parâmetros  $d$  e  $\Lambda$  que nos podem conduzir a uma dispersão ultra plana. E sendo

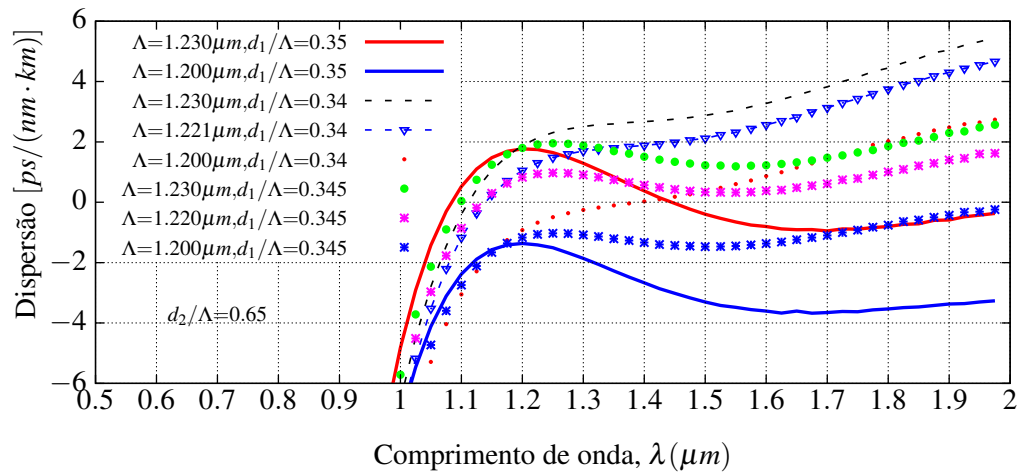


Figura 3.14: Processo de otimização da curva de dispersão em função de comprimento de onda para diferentes valores de  $\Lambda$  e  $d_1/\Lambda$

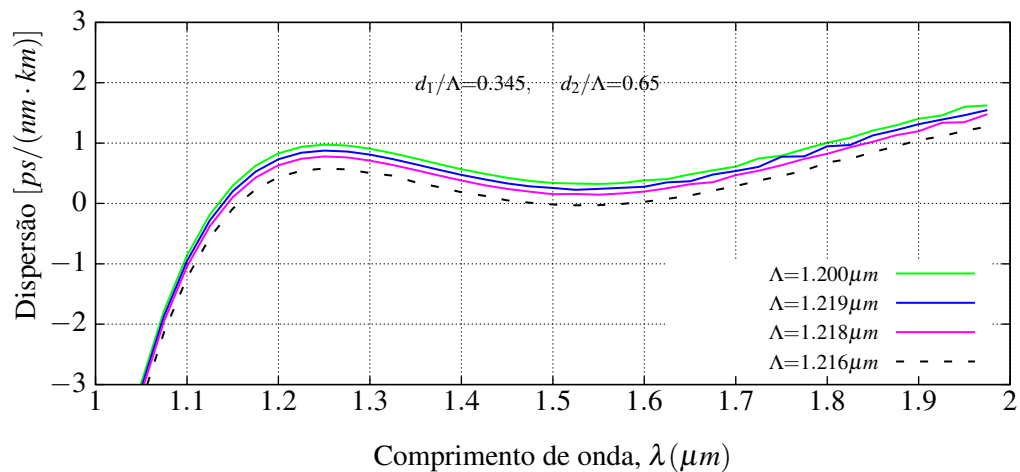


Figura 3.15: Curvas da dispersão onde  $d_1/\Lambda = 0.345$ ,  $d_2/\Lambda = 0.65$  para valores de  $\Lambda$  compreendido entre 1.216 a 1.23  $\mu\text{m}$ .

assim, a partir da curva com a dispersão mais baixa e plana,  $\Lambda = 1200\mu\text{m}$ ,  $d_1/\Lambda = 0.345$  e  $d_2/\Lambda = 0.65$  foi ainda possível otimizar o resultado, diminuindo simplesmente o valor do  $\Lambda$ . O melhor resultado da curva da dispersão foi para  $\Lambda = 1216\mu\text{m}$ ,  $d_1/\Lambda = 0.345$  e  $d_2/\Lambda = 0.65$  onde  $D = -0.02778[\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})]$ .

### 3.1.2 Perdas de confinamento

Nesta secção, pretende-se não só determinar as perdas de confinamento dos modelos investigados na subsecção anterior mas também determinar as possíveis relações entre esses modelos

quanto ao confinamento do sinal. A fórmula usada para calcular as perdas de confinamento é dada por [51] em dB/m:

$$L_c = 8.686 \times k_0 \times \text{Imag}[neff] \quad (3.3)$$

onde  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  e  $\text{Imag}(neff)$  é a parte imaginária do índice de refração efectiva.

Para o primeiro caso, os dados para o cálculo das perdas de confinamento foram obtidos da figura 3.5, onde nós temos uma estrutura hexagonal com diferentes números de anéis. A figura 3.16 representa, a relação entre perdas de confinamento em função de comprimento de onda para diferentes números de anéis numa estrutura hexagonal.

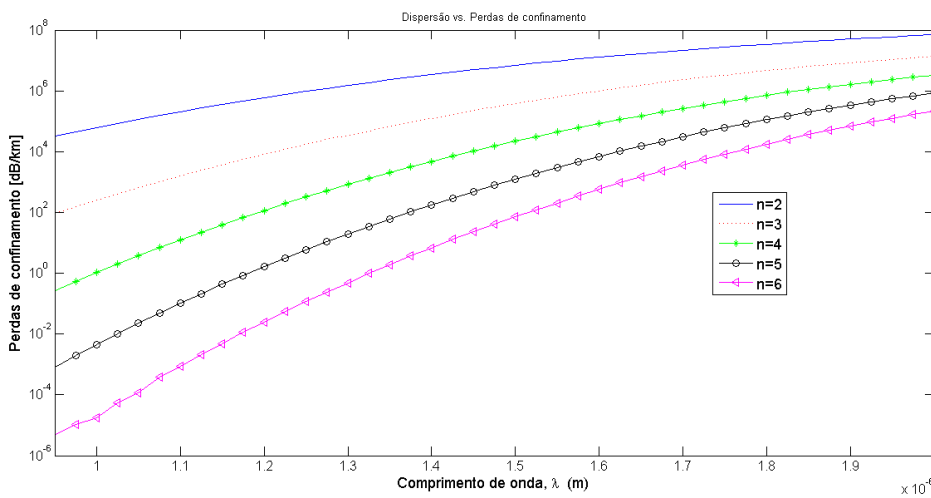


Figura 3.16: Perdas de confinamento ( $L_c$ ) vs. comprimento de onda ( $\lambda$ ) para 2, 3, 4, 5 e 6 anéis

Como podemos ver, as perdas de confinamento aumentam à medida que o comprimento de onda aumenta. Quanto ao número de anéis, vê-se que, quanto maior for o número de anéis, menor será a perda de confinamento, ou seja, teremos um maior confinamento do sinal [54]. Para estruturas com menor número de anéis nota-se, que apesar de as perdas serem maiores, o declive da curva é menor. Por causa do número limitado dos buracos de ar que circundam o núcleo, haverá certamente fuga do modo propagado para bainha. Sendo assim, quanto maior o número de anéis, maior será o confinamento do modo.

Para uma estrutura com número de anéis suficientes, para gama de comprimentos de onda baixa, o sinal é muito bem confinado no núcleo.

Agora, investigaremos o efeito que a variação do diâmetro dos buracos de ar e  $\Lambda$  têm sobre perdas de confinamento. A figura 3.17 mostra efeito da variação do diâmetro dos buracos de ar  $d$  nas perdas de confinamento. Os dados para essas simulações foram obtidos do modelo 3.1.

Mantendo o valor do  $\Lambda = 1\mu m$ , fizemos simulações para cinco valores diferentes de  $d/\Lambda$ ,  $d/\Lambda = 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$  e  $0.9$ . Podemos ver pelo gráfico que quanto maior for o diâmetro dos buracos de ar menor serão as perdas [47, 55, 56]. Isto acontece porque, aumentando o diâmetro

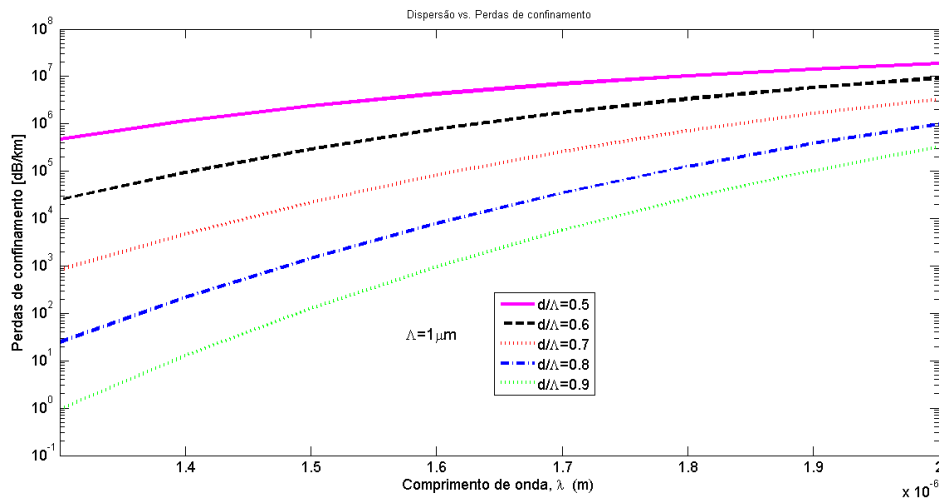


Figura 3.17: Perdas de confinamento vs. comprimento de onda com  $\Lambda = 1\mu m$  para  $d/\Lambda$  variando de 0.5 a 0.9 com step de 0.1

dos buracos, reduzimos o material na bainha, nesse caso a sílica, e o modo torna-se mais confinado no núcleo e consequentemente reduzimos as perdas de confinamento [47].

Para analisar o efeito do  $\Lambda$  foram feitas varias simulações, onde o valor de  $d$  foi mantida constante,  $d = 0.5$ , enquanto que  $\Lambda$  foi variada entre um e dois,  $\Lambda = 1.0, 1.5$  e  $2.0\mu m$ . Na figura 3.18 temos o gráfico que representa a curva de perdas de confinamento em função de comprimento de onda para diferentes valores de  $\Lambda$  usando dois modelos de PCF com diferentes números de anéis,  $n = 4$  e  $n = 6$ .

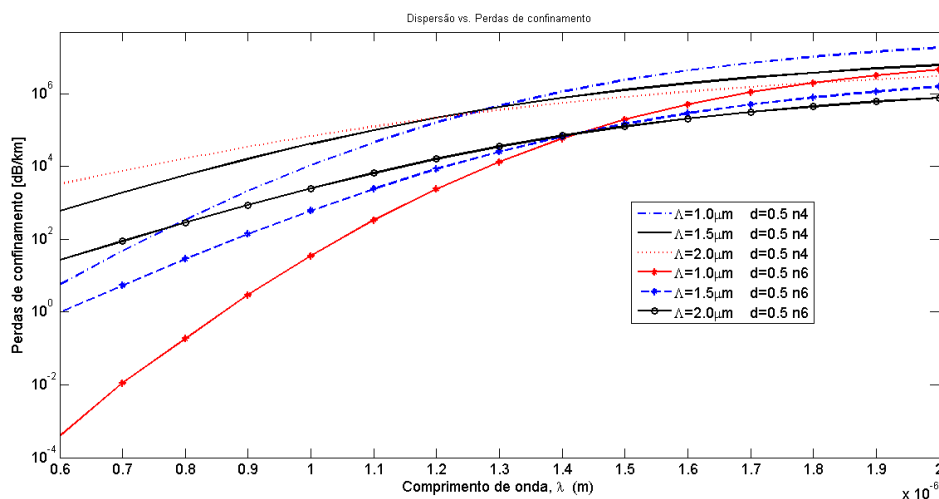


Figura 3.18: Perdas de confinamento vs. comprimento de onda para  $d/\Lambda = 0.5$  com  $\Lambda$  variando de 1 a  $2\mu m$

Analisando a figura 3.18 notamos a existência de uma região, com um determinado comprimento de onda ( $\lambda_x$ ), onde a perda de confinamento é independente do  $\Lambda$ . Nesta região, verifica-se um cruzamento de todas as curvas. Podemos ver, com base nos resultados, que o valor do comprimento de onda para o qual as perdas são independentes do  $\Lambda$  aumenta com o número de anéis,  $1.3\mu\text{m}$  e  $1.43\mu\text{m}$  para PCF com quatro e seis anéis, respectivamente. Do ponto de vista matemático, este comportamento pode ser explicado da seguinte forma: a região de cruzamento corresponde ao ponto  $(\lambda_x, \Lambda_x)$  da superfície  $L_c(\lambda_x, \Lambda_x)$  onde a curva definida pela  $\frac{\partial L_c}{\partial \Lambda} = 0$  intersecta a curva dada por  $\frac{\partial^2 L_c}{\partial \Lambda^2} = 0$  [57].

Passando agora para os modelos 3.3, analisaremos o impacto que a variação do diâmetro dos anéis interiores têm nas perdas de confinamento. A figura 3.19 representa perdas de confinamento em função de comprimento de onda do modelo 3.3(b).

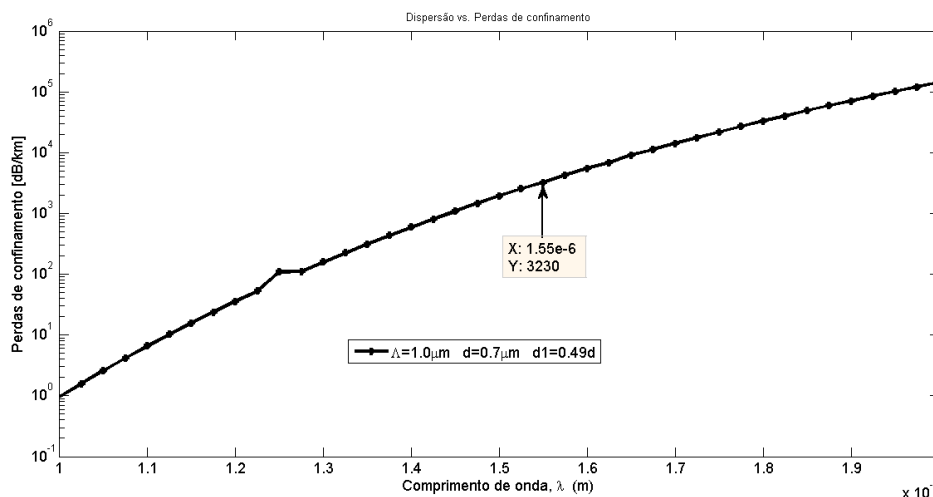


Figura 3.19: Perdas de confinamento vs. comprimento de onda com  $\Lambda = 1\mu\text{m}$ ,  $d = 0.7\mu\text{m}$   $d_1 = 0.49d$

Para  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  este modelo apresenta um valor alto de perdas de confinamento,  $3230\text{dB}/\text{km}$

Analisaremos agora o modelo do PCF com uma estrutura octagonal com os dados da figura 3.7.

Os resultados obtidos dessa simulação serão comparadas com os do PCF hexagonal demonstrando assim a vantagem de uma estrutura octagonal em relação às estruturas hexagonal em termos de confinamento do sinal. Na figura 3.20 temos o resultado das simulações numéricas das perdas de confinamento em função do comprimento de onda para diferentes números de anéis.

Como já era de esperar, os valores das perdas de confinamento obtidos é menor do que na estrutura hexagonal para o mesmo número de anel. Por exemplo, para  $n = 6$  temos  $0.0161\text{dB}/\text{km}$  e  $201\text{dB}/\text{km}$  para estrutura octagonal e hexagonal, respectivamente. A tabela 3.2 indica os valores das perdas de confinamento para as duas estruturas .

É notável a diferença de valores entre as duas estruturas. Também, podemos ainda constatar que quanto maior for o número de anéis na estrutura maior é o confinamento do sinal.

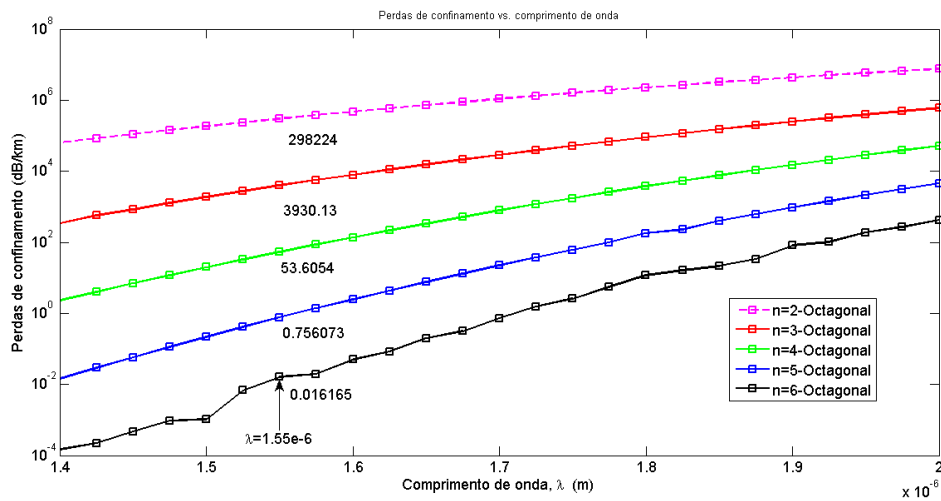


Figura 3.20: Perdas de confinamento vs. comprimento de onda para diferentes números de anéis,  $n=2, 3, 4, 5$  e  $6$  respectivamente

Tabela 3.2: Valores das perdas de confinamento para a estrutura octagonal e hexagonal para diferentes números de anéis para  $\lambda = 1.55\mu m$

Número de anéis	Estrutura	
	Hexagonal (dB/km)	Octagonal (dB/km)
n=2	$9.5 \times 10^6$	$2.98 \times 10^5$
n=3	$6.33 \times 10^5$	$3.9 \times 10^3$
n=4	$4.3627 \times 10^4$	53
n=5	$3.02 \times 10^3$	0.7561
n=6	201	0.016165

Para finalizar o estudo desta subsecção, vamos analisar o modelo 3.9 que consiste em variar o diâmetro dos buracos de ar do primeiro anel. O objectivo desta análise é, comparar os valores das perdas de confinamento deste modelo octagonal com a do modelo hexagonal 3.3(b).

Como podemos ver pela figura 3.21, o valor das perdas de confinamento é muito melhor para o modelo octagonal do que para o hexagonal. Temos, para  $\lambda = 1550nm$ ,  $3230dB/km$  para o modelo hexagonal e  $2.918$  para o modelo octagonal.

Este modelo, para além de apresentar uma curva da dispersão ultra-plana e quase zero numa vasta gama, apresentou também baixo valor para as perdas de confinamento. Isto o torna atractivo para sistemas DWDM em sistemas de comunicações ópticas.

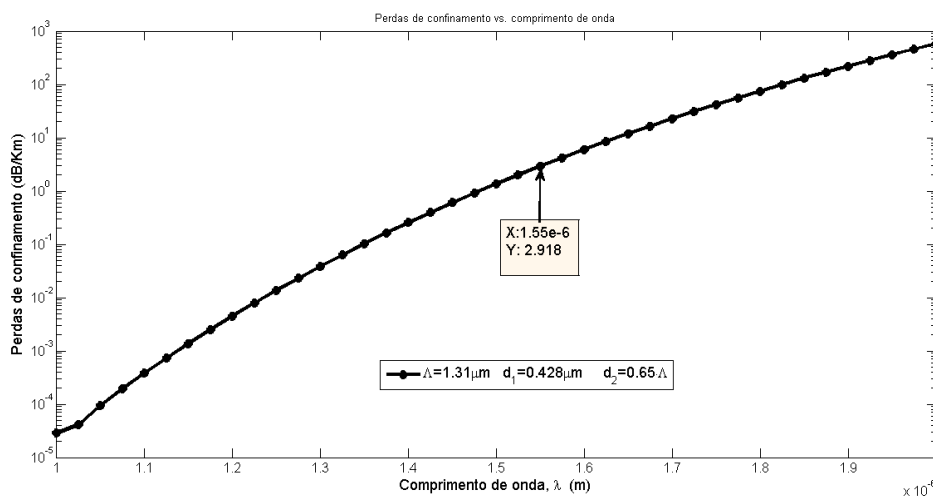


Figura 3.21: Perdas de confinamento vs. comprimento de onda variando o diâmetro dos buracos do primeiro anel

### 3.1.3 Coeficiente de não linearidade

Nesta secção apresentaremos os gráficos de coeficientes de não linearidade para os modelos já estudados. A expressão usada para calcular o coeficiente de não linearidade é dada por [53, 58].

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}} \quad (3.4)$$

onde  $\gamma$  é o coeficiente de não linearidade dado em  $W^{-1}m^{-1}$ ,  $n_2$  é o índice de refração não linear e  $A_{eff}$  é a área efectiva. Para sílica,  $n_2 = 3 \times 10^{-20} (m^2/W)$ . Pela fórmula, podemos concluir que quanto maior for o comprimento de onda menor será o  $\gamma$ . Iniciaremos então o estudo, demonstrando o efeito que a variação do diâmetro dos buracos de ar,  $d$  e pitch,  $\Lambda$  tem sobre o coeficiente da não linearidade, baseando no modelo 3.1.

As figuras 3.22 e 3.23 mostram os resultados da simulação.

Com base nas duas figuras, uma das primeiras conclusões que podemos tirar é que o coeficiente de não linearidade aumenta à medida que o diâmetro dos buracos aumenta. Comparando os dois resultados concluímos também que quanto menor é o  $\Lambda$ , maior é o coeficiente de não linearidade.

Para estudar o efeito do número de anéis, investigaremos o modelo 3.5 e o resultado das simulações estão mostradas na figura 3.24.

Podemos ver que o número de anéis numa estrutura não afecta no coeficiente de não linearidade. Para comprimentos de onda maiores nota-se uma diferença desprezável em que o coeficiente de não linearidade é maior para estruturas com menor número de anéis.

A figura seguinte, 3.25, representa o efeito da variação do diâmetro dos anéis na curva do coeficiente da não linearidade com base no modelo 3.1.1.2.

Assim como os outros casos analisados, demonstramos que o coeficiente da não linearidade

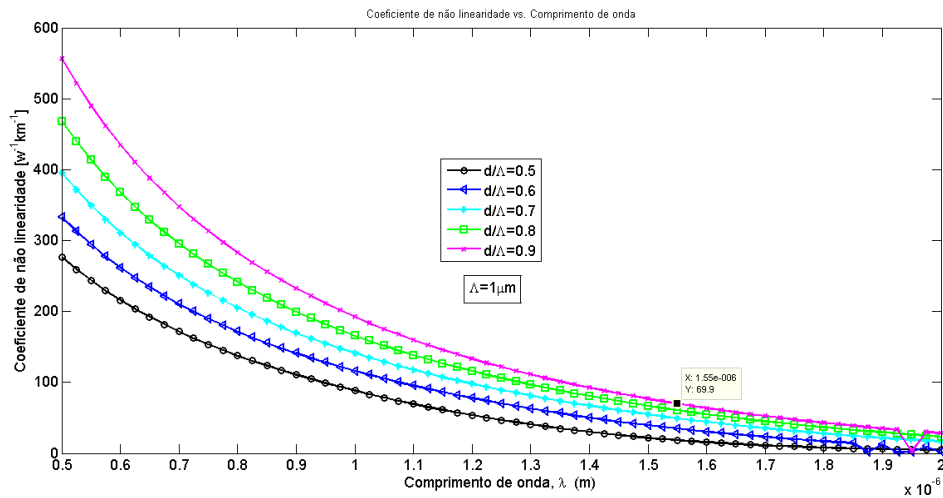


Figura 3.22: Coeficiente de não linearidade vs. comprimento de onda onde  $\Lambda = 1 \mu m$  para  $d/\Lambda = 0,5, 0,6, 0,7, 0,8$  e  $0,9$

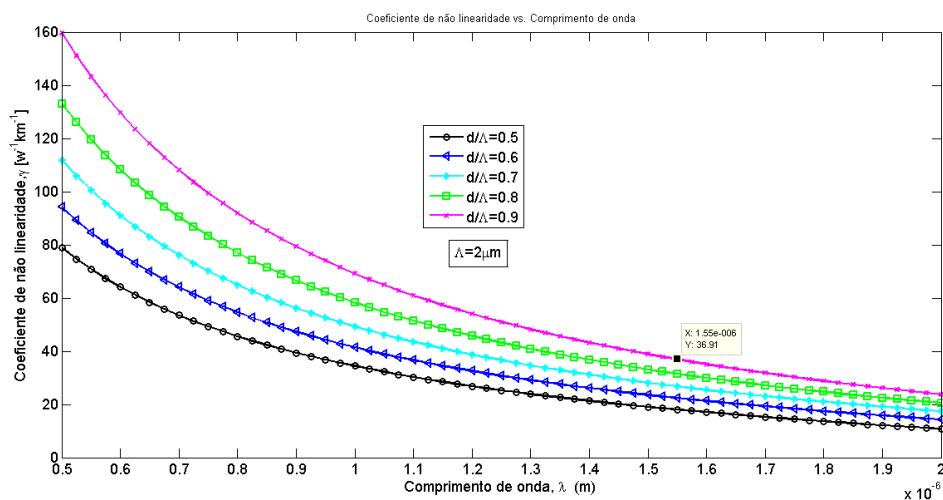


Figura 3.23: Coeficiente de não linearidade vs. comprimento de onda onde  $\Lambda = 2 \mu m$  para  $d/\Lambda = 0,5, 0,6, 0,7, 0,8$  e  $0,9$

diminui a medida que o comprimento de onda aumenta. Não se nota nenhuma diferença na curva do coeficiente da não linearidade entre os três modelos estudados. Para o comprimento de onda de interesse,  $\lambda = 1,55 \times 10^{-6}$ , o valor do  $\gamma$  é  $49,28 W^{-1} km^{-1}$ .

Faremos agora uma análise da estrutura octagonal visto em 3.1.1.4 onde variamos o número de anéis. Este caso, está a ser analisado com o objectivo de compara-lo com a estrutura hexagonal de modo a ver o quanto a escolha das estruturas afectam no coeficiente da não linearidade. Na figura 3.26 vem representado o resultado da simulação.

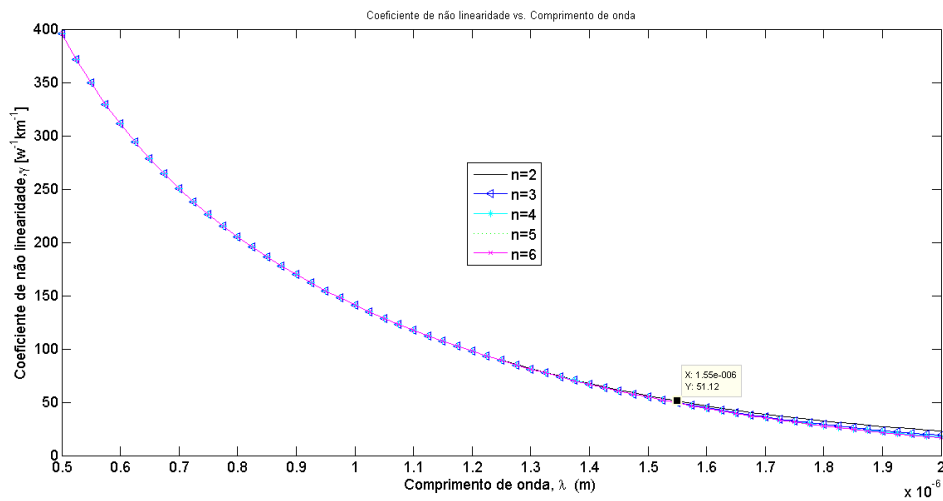


Figura 3.24: Coeficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para  $N=2, 3, 4, 5$  e  $6$

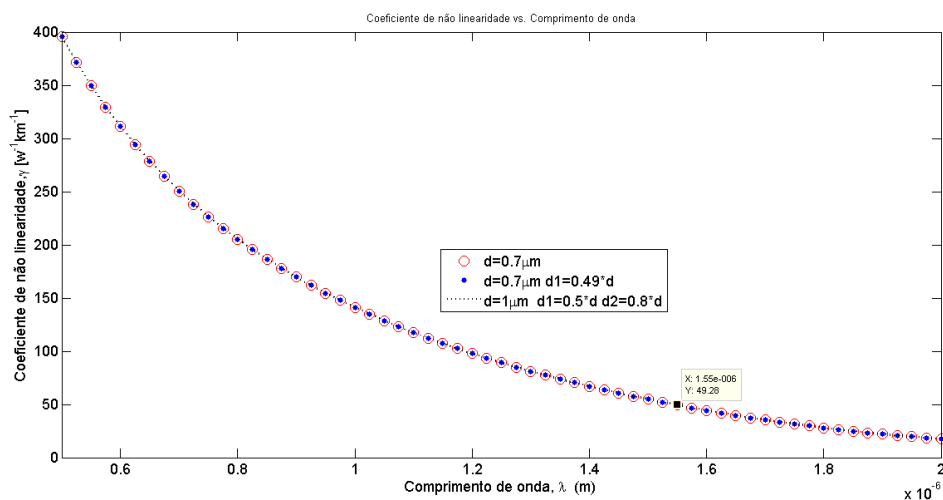


Figura 3.25: Coeficiente de não linearidade em função de comprimento de onda variando o diâmetro dos anéis interiores

Comparando então esta figura com a 3.24 podemos ver que para comprimento de onda menores que  $1.4 \times 10^{-6}m$  a estrutura hexagonal apresenta maiores valores do coeficiente de não linearidade. A diferença vai diminuindo à medida que o comprimento de onda aumenta, chegando a um ponto onde as duas estruturas apresentam o mesmo valor. A partir desse ponto o comportamento inverte-se, ou seja, a estrutura octagonal passará a apresentar maior coeficiente de não linearidade como podemos ver pela figura 3.27.

Veremos agora como será o comportamento do PCF híbrido, 3.11 quanto a não linearidade. Na figura 3.28 temos o resultado do comportamento da curva da não linearidade em função do

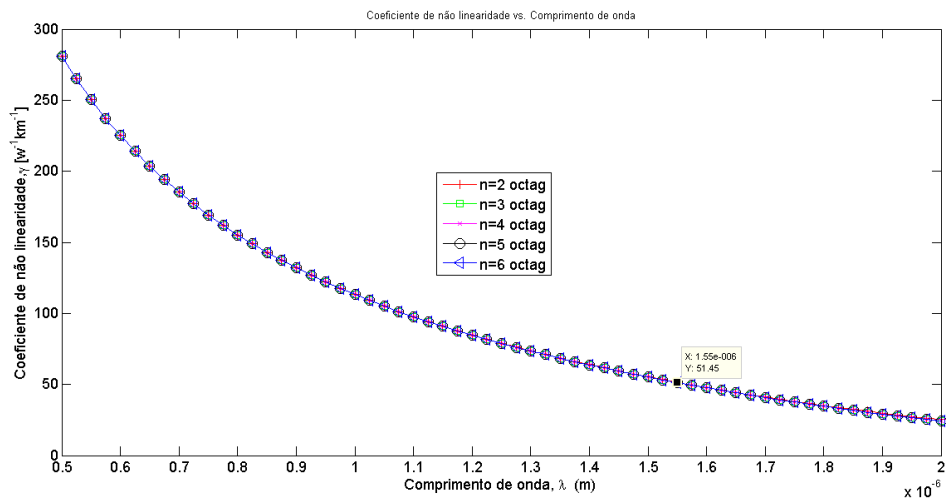


Figura 3.26: Coeficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para diferente número de anéis

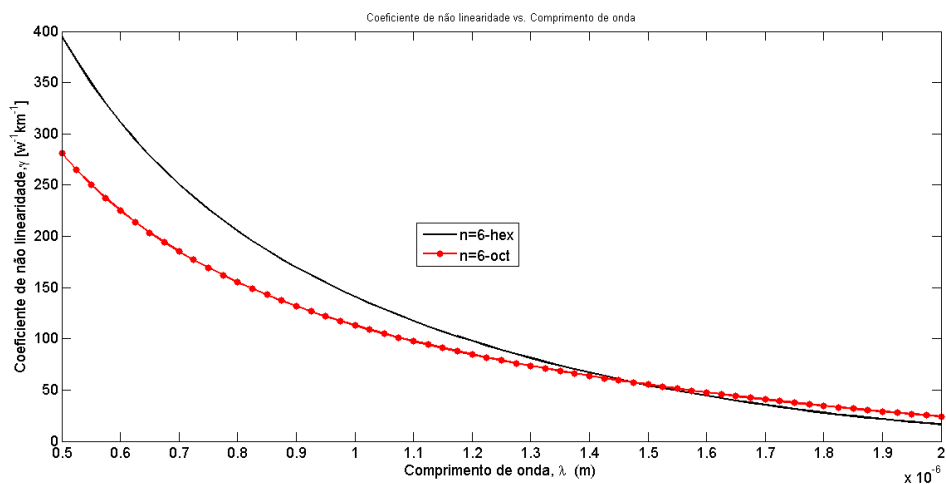


Figura 3.27: Coeficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para estrutura hexagonal e octogonal com 6 anéis

comprimento de onda.

Como podemos ver pela figura, devido aos três anéis exteriores com formato octogonal na bainha, já era de esperar que este apresentasse uma baixa não linearidade.

### 3.1.4 Investigação das propriedades da fibra para diferentes materiais

Até agora a caracterização das fibras foram feitas usando apenas um material, a sílica. Pretendemos, nesta secção, fazer um estudo das mesmas propriedades usando outros materiais. Os

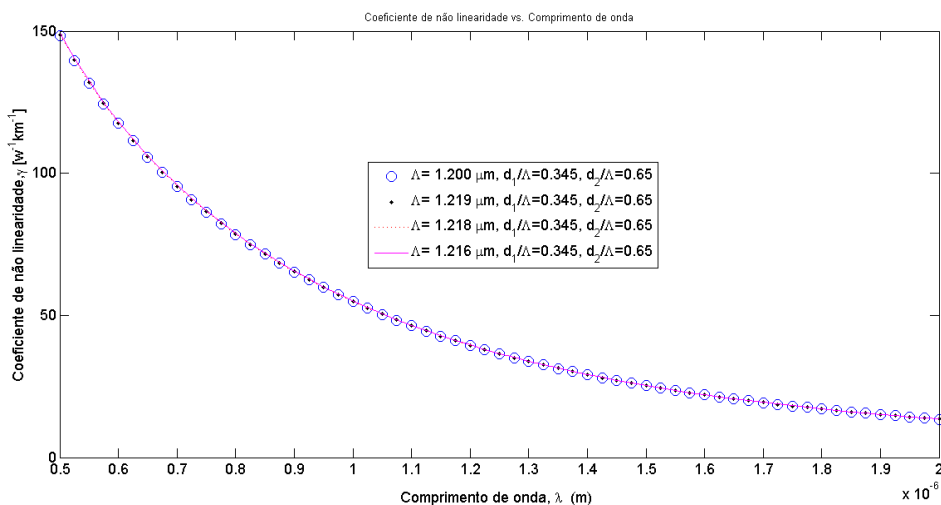


Figura 3.28: Coeficiente de não linearidade em função de comprimento de onda para estrutura hexagonal e octagonal com 6 anéis

estudos serão baseados no modelo 3.3(b) e os materiais utilizados são: o *soft glass*(SF57), o *tellurite glass* e o germânio fundido ( $\text{GeO}_2$ ).

O Tellurite Glass é um material altamente não linear [59, 60] como veremos mais adiante no cálculo do coeficiente da não linearidade. O índice de refração desses materiais são dadas pela equação de Sellmeier 3.5 e os coeficientes  $A_i$  e  $L_i^2$  para *tellurite* estão indicadas na tabela 3.3, [59]. Para o SF57 e Germanio fundido, os coeficientes foram obtidas do site [61].

$$n^2 = 1 + \sum_{i=1}^l \left[ \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - L_i^2} \right] \quad (3.5)$$

Tabela 3.3: Coeficientes de Sellmeier para SF57, Tellurite e Germanio

índice	Material					
	SF57 $l = 3$		Tellurite $l = 3$		Germanio $l = 3$	
	$A_i$	$L_i^2$	$A_i$	$L_i^2$	$A_i$	$L_i^2$
$i = 1$	1.81651371	$0.1199 \mu\text{m}$	1.67189	$0.0004665 \mu\text{m}$	0.80686642	$0.0689726062^2 \mu\text{m}$
$i = 2$	0.428893641	$0.2435 \mu\text{m}$	1.34862	$0.0574608 \mu\text{m}$	0.71815848	$0.153966052^2 \mu\text{m}$
$i = 3$	1.07186278	$11.0191 \mu\text{m}$	0.62186	$46.72542736 \mu\text{m}$	0.85416831	$11.8419312^2 \mu\text{m}$

Na figura 3.29 temos a representação da dispersão cromática em função de comprimento de onda dos quatro materiais.

As curvas da dispersão para cada um dos materiais foram otimizadas de modo a encontrar a curva da dispersão ultraplana e quase zero. Os parâmetros geométricos de cada um dos materiais

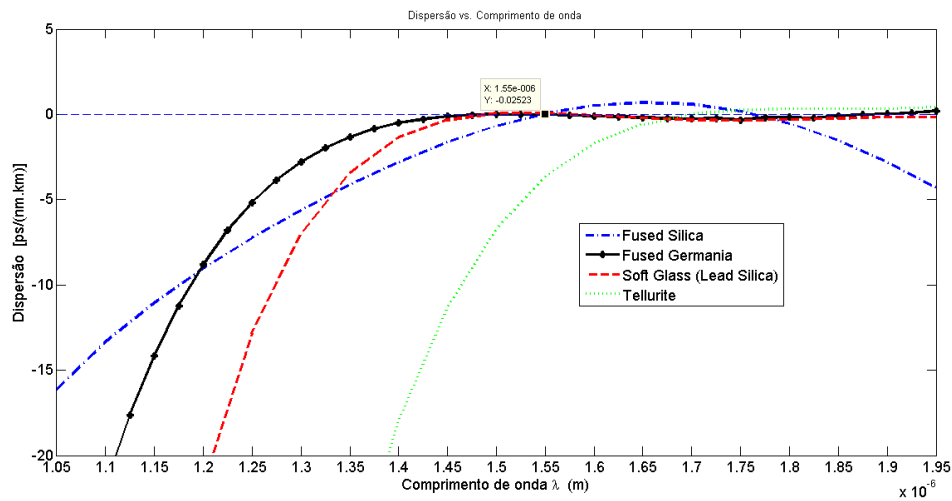


Figura 3.29: Dispersão vs. comprimento de onda para quatro materiais diferentes: Silica, Germanio, SF57 e Tellurite

encontram-se na tabela 3.4

Tabela 3.4: Parâmetros geométricos da fibra para os diferentes materiais

Parâmetros	Materiais			
	SF57	Tellurite	Germanio	Silica
$\Lambda$	$0.722\mu m$	$0.760\mu m$	$1.1\mu m$	$1.0\mu m$
$d$	$0.7\mu m$	$0.7\mu m$	$0.851\mu m$	$0.7\mu m$
$d_1$	$0.499 \times d$	$0.495 \times d$	$0.49 \times d$	$0.49 \times d$

Comparando os quatro materiais quanto a dispersão, podemos ver que o Soft Glass (também denominada de Lead Silica) e o Fused germania são as que apresentam melhor curva da dispersão. A dispersão é praticamente plana e quase zero para uma gama de  $(1.4 - 2.0) \times 10^{-6}m$ , ( $600nm$ ). De seguida temos o Tellurite com uma curva da dispersão plana para comprimentos de onda superiores a  $1.7\mu m$ .

Quanto a não linearidade temos o gráfico a seguir, 3.30 onde estão representadas as curvas do coeficiente não linear em função do comprimento de onda para o fused silica, o soft glass e tellurite.

Com este gráfico demonstramos que os materiais soft glass e tellurite são altamente não lineares. Enquanto que o coeficiente não linear para silica ronda os  $40 W^{-1}km^{-1}$ , o do soft glass e tellurite estão na casa dos mil. O tellurite é ainda um material muito mais não linear do que o soft glass com o coeficiente não linear de  $1762W^{-1}km^{-1}$  comparado com os  $1195W^{-1}km^{-1}$  do soft glass.

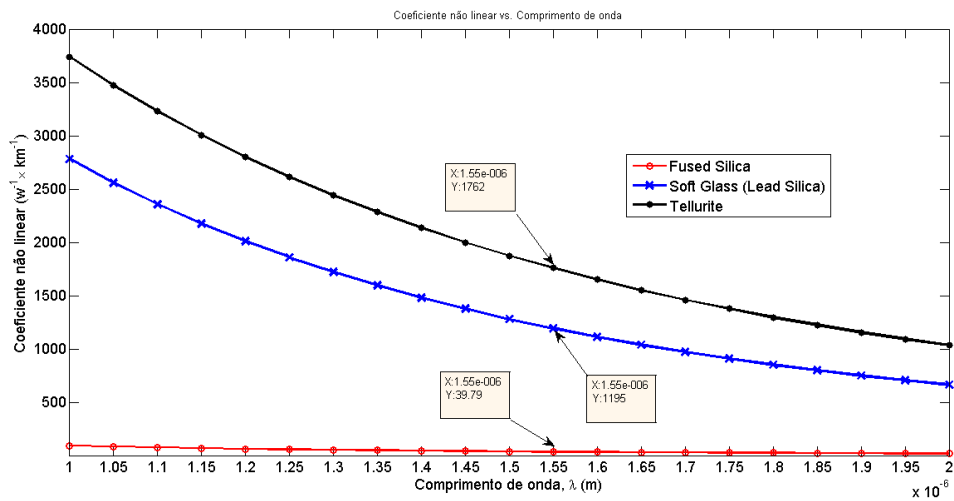


Figura 3.30: Coeficiente não linear vs. comprimento de onda para três materiais diferentes: Fused Silica, Soft Glass e Tellurite

As figuras 3.31 e 3.32 representam a variação da área efectiva e do índice de refração efectiva em função do comprimento de onda para os três materiais.

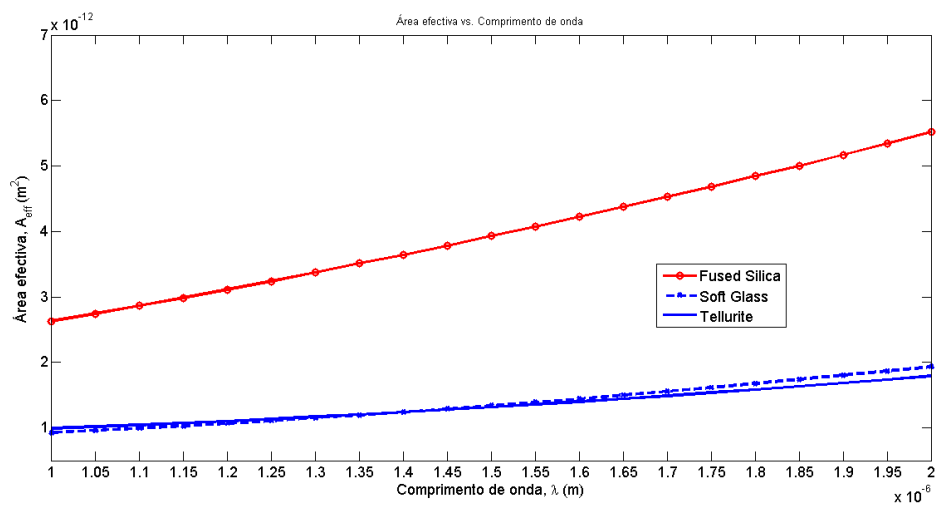


Figura 3.31: Área efectiva vs. comprimento de onda para três materiais diferentes: Fused Silica, Soft Glass e Tellurite

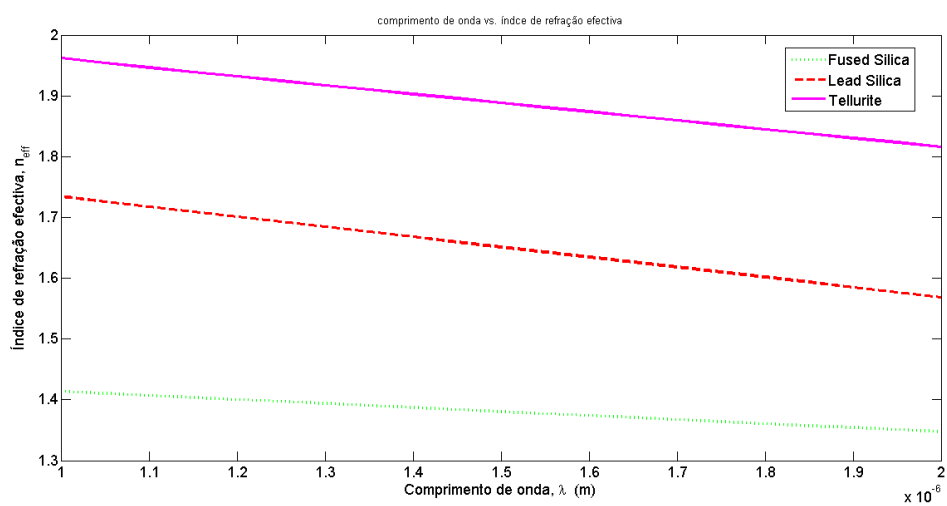


Figura 3.32: Índice de refração efectiva vs. comprimento de onda para três materiais diferentes: Silica, SF57 e Tellurite



## Capítulo 4

# Simulação de propagação de sinais ultra curtos em fibras microestruturadas

A equação 2.28 que governa a propagação de sinais ultra curtos em fibras ópticas não tem solução analítica, sendo necessário recorrer a métodos numéricos para estudar a evolução de sinais de acordo com essa equação. Este capítulo é dedicado ao desenvolvimento de uma rotina numérica para simular a evolução de impulsos ultra-curto em fibras ópticas, e a aplicação desta rotina no caso das fibras microestruturadas aqui estudadas. O algoritmo numérico desenvolvido e o software *Comsol Multiphysics* constituem uma ferramenta numérica versátil que permite projectar um determinado tipo de fibra microestruturada e simular a propagação nessa fibra, tendo em atenção as suas características não lineares e dispersivas.

### 4.1 Split-Step Fourier Method

Existem muitas técnicas numéricas para simular a propagação de sinais em fibras ópticas, tais como os métodos baseadas em diferenças finitas ou os chamados métodos espectrais. Para esta dissertação escolheu-se um método espectral conhecido como *Split Step Fourier Method* - (SSFM), devido a sua rapidez na convergência da solução quando comparada com os outros métodos [3, 62]. A eficácia da rapidez do SSFM comparada com o método por diferenças finitas tem a ver com a utilização da transformada de Fourier [63].

O SSFM, como foi dito anteriormente, é geralmente utilizado para resolver a NLSE. Por questões de simplificação utilizaremos a NLSE em vez do GNLSE na explicação que se segue mas ambos encontram-se sujeitas as mesmas limitações. O SSFM é um processo iterativo que consiste em dividir a fibra em  $N$  segmentos de comprimento  $h$  assumindo que alternativamente actua o efeito linear e o efeito não linear. Com isto pode-se ver que a NLSE foi separada em duas partes, a componente linear e a componente não linear que serão representadas pelos operadores  $\hat{L}$  e  $\hat{N}$ , respectivamente. Sendo assim, a equação (2.25) passa a ser escrita da seguinte forma [3]:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = (\hat{L} + \hat{N})A(z, T) \quad (4.1)$$

em que os operadores  $\hat{L}$  e  $\hat{N}$  são dados, respectivamente, pelas expressões (4.2) e (4.3):

$$\hat{L} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2} \quad (4.2)$$

$$\hat{N} = i\gamma|A|^2 \quad (4.3)$$

A solução aproximada obtida, através deste método, assumi que os efeitos lineares e não lineares actuam de forma independente e isoladamente, ou seja, a propagação do campo para uma distância de propagação de  $z$  para  $z+h$  pode ser descrito em duas fases. Na primeira fase simulamos apenas a actuação dos efeitos não lineares ( $\hat{L} = 0$ ). No segundo instante fazemos o contrário, ou seja, anulamos o efeito não linear ( $\hat{N} = 0$ ) e consideramos apenas os efeitos lineares [64]. Traduzindo isto matematicamente temos que a envolvente do campo elétrico é dado por:

$$A(z+h, T) \approx e^{(h\hat{L})} e^{(h\hat{N})} A(z, T) \quad (4.4)$$

Feito isto, ignoramos a natureza não comutativa dos operadores neste método, o que nos permitiu a separação da exponencial em dois termos independentes.

A solução exacta de (4.1) pode ser dada por [3]

$$A(z+h, T) \approx e^{[h(\hat{L}+\hat{N})]} A(z, T) \quad (4.5)$$

se considerarmos que  $\hat{N}$  é independente de  $z$ .

Para reduzir o tempo de cálculo na equação a operação do  $e^{(h\hat{L})}$  é efectuada no domínio das frequências transformando assim a derivada no domínio dos tempos em multiplicação no domínio das frequências. Isto é feito, substituindo o operador diferencial  $\partial/\partial T$  por  $-i\omega$  na equação (4.2):

$$\hat{L}(-i\omega) = -i\frac{\beta_2}{2}(-i\omega)^2 - \frac{\alpha}{2} \Leftrightarrow \hat{L}(-i\omega) = i\frac{\beta_2}{2}\omega^2 - \frac{\alpha}{2} \quad (4.6)$$

calcula-se então o operador  $e^{(h\hat{L})}$  sobre um dado campo  $e^{(h\hat{L})}B(z, T)$  pela relação [3]:

$$e^{(h\hat{L})}B(z, T) = F^{-1} \left[ e^{h\hat{L}(-i\omega)} F[B(z, T)] \right] \quad (4.7)$$

onde  $F$  e  $F^{-1}$  representam respectivamente a transformada direta e inversa de Fourier.

O efeito não linear é calculado directamente no domínio dos tempos,  $e^{h\hat{N}} = e^{(ih\gamma|A|^2)}$ .

A aproximação feita na equação (4.4) esta associada a um erro numérico devido a não comutatividade dos operadores  $\hat{L}$  e  $\hat{N}$  porque de facto os efeitos lineares e não lineares agem em conjunto. Para minimizar o erro, o intervalo  $h$  escolhido tem que ser muito pequeno, a tender para zero, convergindo assim a equação (4.4) para (4.5) que corresponde ao cenário onde os operadores lineares e não lineares actuam em simultâneo.

Uma das formas de minimizar o erro da aproximação é "simetrizar" o problema obtendo assim uma maior precisão dos resultados. Este novo procedimento denominado SSFM simétrico

(SSFMS), consiste em aplicar o efeito linear no segmento de passo  $h/2$  de seguida incluir o efeito não linear em todo segmento  $h$  e aplicar novamente o efeito linear na segunda metade do segmento, ou seja, ao contrário do SSFM tradicional, o operador não linear é incluído na metade de cada passo. A figura 4.1 faz uma ilustração da aplicação do SSSFM

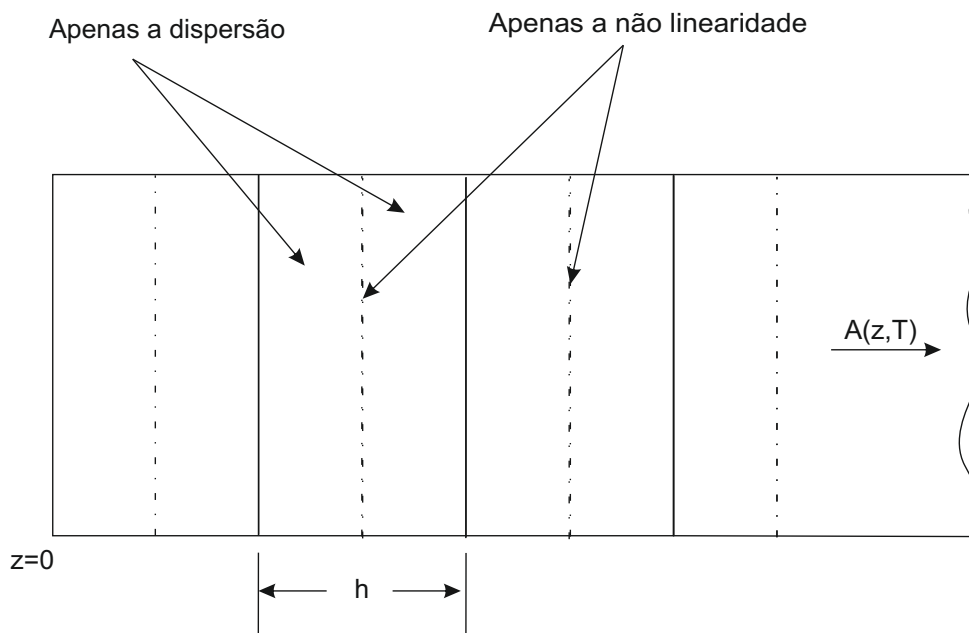


Figura 4.1: Esquema do funcionamento do método Split-Step Fourier Simétrico (figura extraído do livro [3])

Desta forma, a expressão (4.4) é substituída por [3]:

$$A(z+h, T) = e^{(\frac{h}{2}\hat{L})} e^{\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right)} e^{(\frac{h}{2}\hat{L})} A(z, T) \quad (4.8)$$

A inclusão do operador não linear no meio dos operadores lineares implica a acção conjunta desses operadores diminuindo assim o erro da primeira aproximação feita na equação (4.4) e como o integral assume a dependência do operador  $\hat{N}$  em relação a  $z$  diminuímos também o erro da segunda aproximação feita na equação (4.5) [3]:

Uma das dificuldades deste novo procedimento é o desafio que se encontra para resolução numérica do integral na expressão. Geralmente costuma-se usar a regra do trapézio para o cálculo da integral que é dada pela relação:

$$\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz' \approx [\hat{N}(z) + \hat{N}(z+h)] \frac{h}{2} \quad (4.9)$$

Ainda assim, é necessário adoptar um método interactivo para resolver (4.9) porque desconhecemos o  $\hat{N}(z+h)$ . Para sua resolução supõe-se então que, inicialmente  $\hat{N}(z+h) = \hat{N}(z)$  e usamos a

equação (4.8) para estimar o valor de  $A(z+h, T)$  que, por sua vez, é utilizada para estimar o novo valor de  $\hat{N}(z+h)$ . Este novo valor, ao ser substituído na equação (4.9) permite-nos obter uma nova estimativa de  $A(z+h, T)$ . O número de iterações é dado por terminado quando o valor do campo for inferior a um erro previamente estipulado [3].

### 4.1.1 Solitões Ópticos

Nesta secção estuda-se a propagação de impulsos num regime em que devem ser consideradas simultaneamente a acção da dispersão da velocidade de grupo (GVD) e o efeito não linear SPM.

Em certas situações, é possível encontrar sinais temporais com um perfil tal que o estreitamento do pulso devido aos efeitos não lineares compensa o alargamento do pulso devido à dispersão linear. Estes sinais são ondas solitárias que se propagam ao longo do comprimento da fibra sem alterar a sua forma, ou recuperando o formato original periodicamente ao longo da propagação. Estas ondas são conhecidos como Solitões Ópticos.

Em 1973, Hasegawa e Tappert sugeriram a ideia de usar a não linearidade do índice de refração para compensar o alargamento do impulso na fibra óptica que resulta no fenómeno hoje denominado solitão [65], mas a história de solitões surgiu pela primeira vez 1834 por James Scott Russel quando observou um conjunto de ondas num canal a propagarem-se por alguns quilómetros mantendo a forma [66].

Este fenómeno é conseguido graças ao balanço entre a acção do efeito não linear, auto-modulação de fase e a dispersão da velocidade de grupo no regime da dispersão anómala ( $\beta_2 < 0$ ) [67]. Neste regime, o que acontece é que, devido a GVD, as componentes de comprimentos de onda mais baixas deslocam-se mais rapidamente que as de comprimento de onda mais alta. Como consequência teremos um alargamento temporal do impulso. A acção do SPM é o contrário da acção da GVD. A actuação separada destes efeitos limitam o desempenho do sistema [65].

O tipo de propagação que nos interessa nesta dissertação são os solitões que se propagam no regime anómalo denominados de solitões brilhantes.

A relação entre os efeitos GVD e SPM são expressos pelo comprimento da dispersão e pelo comprimento não linear,  $L_D$  e  $L_{NL}$  respectivamente, que definem o parâmetro que determina a ordem do solitão, dado por [68, 69]:

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{\beta_2}} \quad (4.10)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.11)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{|\gamma P_0|} \quad (4.12)$$

onde  $T_0$  e  $P_0$  são, respectivamente, largura e potência do pulso incidente. O comprimento de

dispersão e de não linearidade é a distância de propagação a partir da qual os efeitos da dispersão e os efeitos não lineares, respectivamente se, tornam importantes.

Da equação 4.11 concluímos que quanto menor for a largura temporal do impulso maior serão os efeitos da dispersão enquanto que para a equação 4.12 os efeitos não lineares só terão realmente significados quanto maior for a potência do impulso inicial ou o coeficiente da não linearidade.

Aos pulsos que se propagam sem sofrer deformações designamos por solitões fundamentais ( $N = 1$ ) enquanto os outros com recuperação periódica do formato denominamos de solitões de ordem superior [65, 70].

O período do solitão é dado por:

$$L_P = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.13)$$

Dado a essa característica única dos solitões, ela está a ser amplamente usado nos sistemas de comunicações ópticas pois permite aumentar a taxa de transmissão do sistema [66].

Considerando apenas GVD e SPM para perceber a propagação de solitões no interior da fibra, a equação não linear de Schrodinger, 2.25, reduz-se a[28]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + i \gamma |A|^2 A \quad (4.14)$$

As figuras 4.2, 4.3 e 4.4 ilustram a propagação de um solitão fundamental, de segunda ordem e de terceira ordem, respectivamente, obtidas para uma condição inicial da forma:

$$A(z=0, T) = N \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma}} \frac{a}{t_0} \operatorname{sech}\left(\frac{a}{t_0} t\right) \text{ com } a = 1.$$

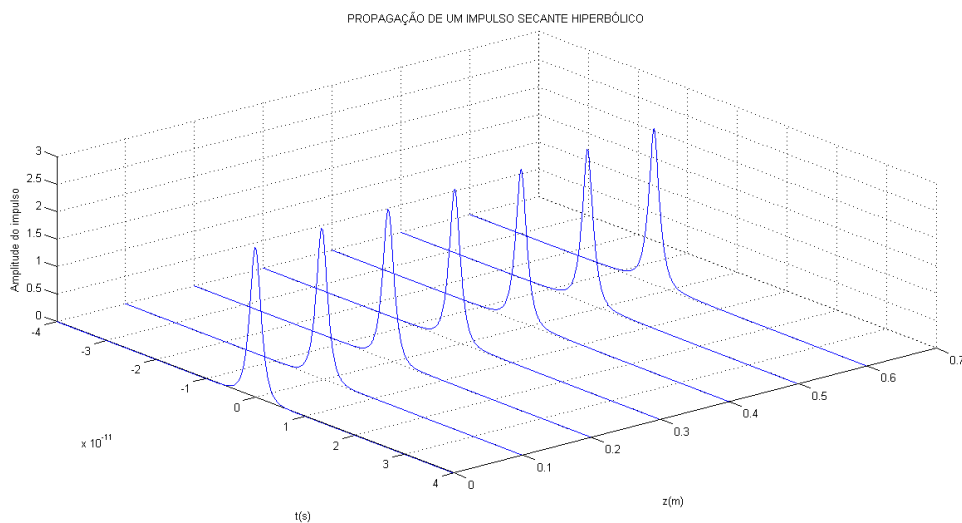


Figura 4.2: Propagação de um solitão fundamental ( $N=1$ )

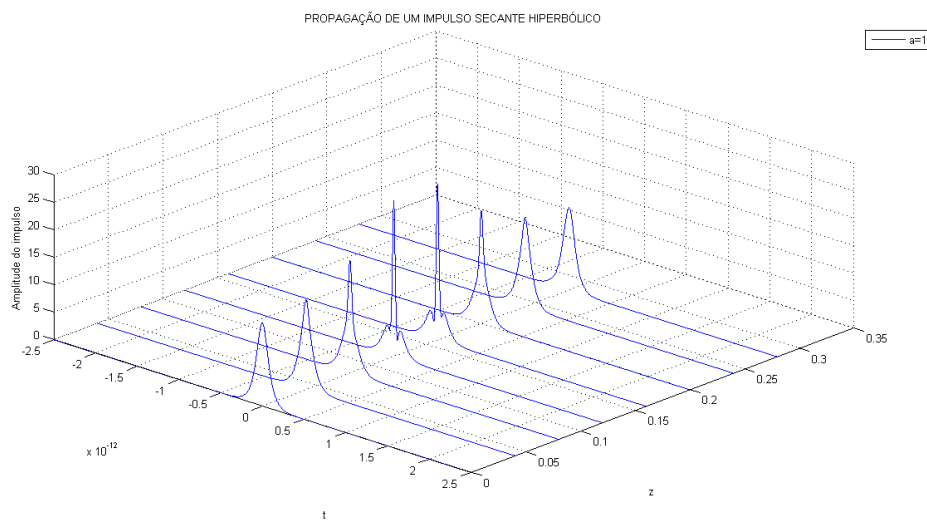


Figura 4.3: Evolução de um solitão de 2º ordem ao longo de um período ( $N=2$ )

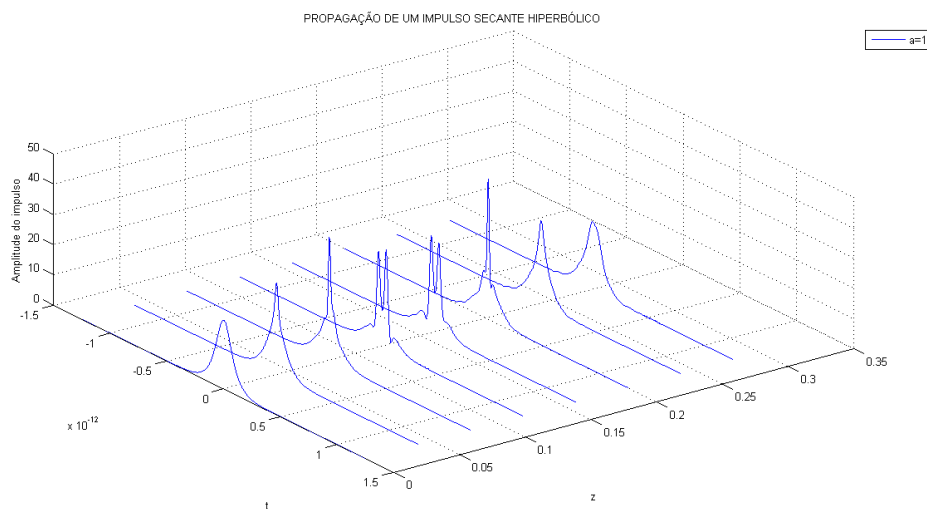


Figura 4.4: Evolução de solitão de 3º ordem ao longo de um período ( $N=3$ )

Podemos observar que o perfil da amplitude dos solitões aumenta a medida que o  $N$  aumenta e apresenta uma estrutura de multi-picos com um número máximo equivalente a  $N-1$ , a meio do período do solitão. Ao longo da propagação do solitão, com excepção do solitão fundamental, podemos ver que, inicialmente há uma contração e um aumento da amplitude do pulso, o que nos sugere a acção do SPM, separando-o em vários pulsos para depois voltarem a juntar-se de modo a que ao fim do período o solitão recupere completamente a sua forma.

## 4.2 Sinais ultra curtos

Para impulsos ultra curtos, o espalhamento de Raman e as dispersões de ordem mais elevada são os dois efeitos mais significativos que podem perturbar a evolução periódica do solitão de mais alta ordem, que é constituído por  $N$  solitões fundamentais deformados que se propagam a mesma velocidade, induzindo a quebra do impulso em  $N$  solitões fundamentais propagando-se a diferentes velocidades [40]. A este processo denominamos de *fissão de solitões*. (*soliton fission - SF*).

A distância de propagação na qual ocorre a fissão  $L_{fiss}$ , que geralmente corresponde ao ponto onde o solitão de mais alta ordem atinge o máximo alargamento espectral, é dado por [69]

$$L_{fiss} = \sqrt{L_D L_{NL}} \quad (4.15)$$

Como referido no capítulo 2, a equação de propagação de sinais ultra curtos inclui termos de ordem superior e a função de Raman, sendo consideravelmente mais complexa do que a NLSE. No entanto, o método apresentado anteriormente (SSFM) pode ser usado também neste caso, sendo para isso apenas necessário modificar os operadores lineares e não lineares. No caso do operador linear será necessário incluir mais termos. Caso o número desses termos tendesse para infinito, a transformada de Fourier do termo linear presente na 2.28 corresponderia simplesmente a  $\beta - \beta_0 - \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0)$  onde  $\beta = \beta(\omega)$  é a constante de propagação,  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  e  $\beta_1 = (d\beta/d\omega)|_{\omega=\omega_0}$ . Isto significa que o termo linear pode ser tratado facilmente no domínio de Fourier. Por outro lado, o termo não linear inclui um integral de convolução com a função de Raman, o qual pode também ser facilmente calculado usando as propriedades da transformada de Fourier. Note-se, no entanto, que é apenas o resultado da convolução que é calculado usando transformada de Fourier. O efeito do termo não linear na evolução é calculado na rotina desenvolvida no domínio dos tempos, tal como no caso da NLSE.

Esta rotina foi testada usando os dados do artigo [71], onde  $\lambda = 800nm$  e o coeficiente não linear,  $\gamma = 0.9778 m^{-1}W^{-1}$ . O caso estudado corresponde ao solitão de ordem superior ( $N=7$ ). As figuras 4.5, 4.6 e 4.7 representam a evolução dos perfis da amplitude, do espectro e da dispersão de um solitão de ordem superior em 50cm de fibra microestruturada. Os coeficientes da dispersão usados nesta simulação encontram-se na tabela 4.1.

Como já tinha sido referido, o efeito de Raman e as dispersões de ordem mais elevada provocam a quebra do solitão de ordem superior ( $N = 7$ ) em  $N$  solitões fundamentais, propagando-se com velocidades diferentes. Este processo, denominado de fissão de solitões, pode ser observado na figura 4.5. Verifica-se que, após uma determinada distância de propagação, impulso injectado sofre a fissão e pode-se distinguir o primeiro impulso fundamental emitido (a de maior amplitude e menor largura temporal) dos restantes. A pequena largura temporal deste solitão o torna bastante susceptível a acção do efeito de Raman. Nota-se que a distância entre os solitões vai aumentando devido ao fenómeno de auto deslocamento da frequência do solitão (*soliton self - frequency shift - SSFS*).

Tabela 4.1: Coeficientes da dispersão

$\beta_2(ps^2/km)$	$\beta_3(ps^3/km)$	$\beta_4(ps^4/km)$	$\beta_5(ps^5/km)$	$\beta_6(ps^6/km)$
-21,8383	0,085550	$-10.4 \times 10^{-5}$	$39.5197 \times 10^{-9}$	$15.0786 \times 10^{-14}$

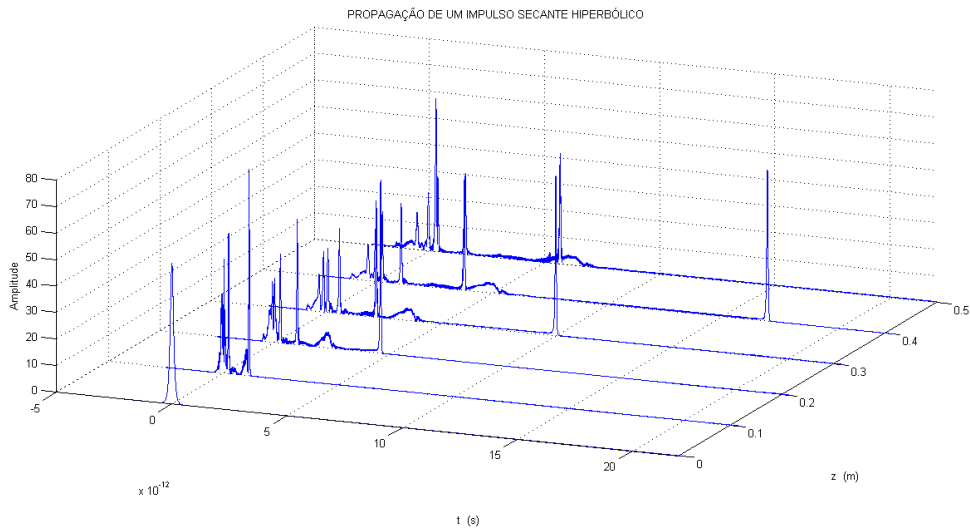


Figura 4.5: Evolução do perfil da amplitude de um solitão de ordem superior (N=7)

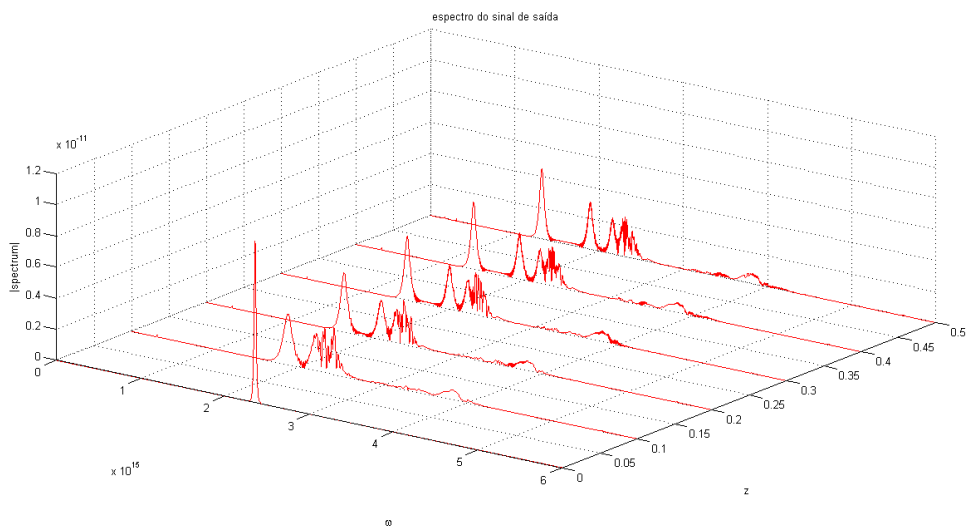


Figura 4.6: Representação da evolução do espectro de um solitão de ordem superior (N=7)

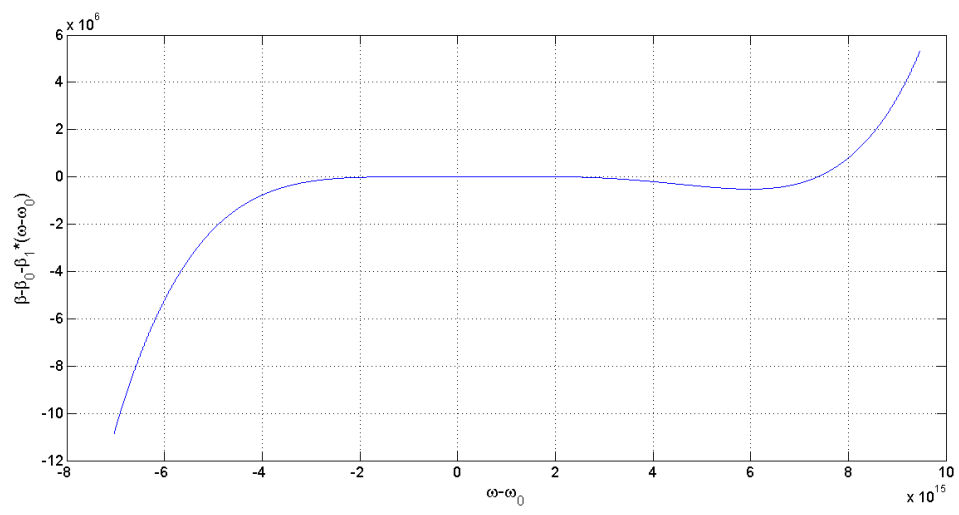


Figura 4.7: Perfil da dispersão usado nas simulações



## Capítulo 5

# Conclusões e Trabalho Futuro

### 5.1 Conclusões

Ao longo desta dissertação foram feitas várias simulações de vários modelos de fibras ópticas microestruturadas para caracterizar as suas propriedades dispersivas e não lineares. Investigou-se o efeito da variação dos parâmetros geométricos da fibra: diâmetro dos buracos de ar e *pitch* ( $d$  e  $\lambda$ ), o tamanho dos buracos do anel interior e o número de anéis presentes na fibra. Também foram analisadas fibras com diferentes estruturas (hexagonal e octagonal) em termos da dispersão. Os resultados mostraram que é possível obter elevado confinamento do sinal, baixos valores da dispersão. Neste trabalho foi possível conseguir dispersão ultraplana para uma vasta gama pela fusão das estruturas hexagonal e octagonal. Foram feitas investigações utilizando diferentes materiais em que foram encontradas excelentes resultados para a curva da dispersão na gama de região de interesse.

Foi necessário desenvolver rotinas em MATLAB que permitisse caracterizar os vários modelos analisados e também para simular a propagação dos impulsos ultra curtos.

### 5.2 Trabalho Futuro

Futuramente, para continuidade deste trabalho, pretende-se investigar essas estruturas usando diferentes gases nos buracos ao invés do ar e espera-se também investigar estruturas híbridas, usando fibras microestruturadas não com núcleo sólido mas sim núcleo de ar. Pretende-se também, para além de estudar fibras microestruturadas com novos arranjos geométricos, investigar as fibras ultrafinas.



# Referências

- [1] J.K. Ranka, R.S. Windeler, and A.J. Stentz. Efficient visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. pages CPD8/1–CPD8/2. Opt. Soc. America.
- [2] Xian Feng, Francesco Poletti, Angela Camerlingo, Francesca Parmigiani, Periklis Petropoulos, Peter Horak, Giorgio M. Ponzio, Marco Petrovich, Jindan Shi, and Wei H. Loh. Dispersion controlled highly nonlinear fibers for all-optical processing at telecoms wavelengths. *Optical Fiber Technology*, 16(6):378–391, December 2010.
- [3] G Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, Burlington, MA ;London, 4. ed. edition, 2007.
- [4] G Agrawal. *Fiber-optic communication systems*. Wiley-Interscience, New York, 3rd ed. edition, 2002.
- [5] Y Shen. *The principles of nonlinear optics*. J. Wiley, New York, 1984.
- [6] G Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, San Diego, 3rd ed. edition, 2001.
- [7] Robert Boyd. *Nonlinear optics*. Acad. Press, Amsterdam [u.a.], 2. ed. edition, 2003.
- [8] Robert Boyd. *Nonlinear optics*. Elsevier/Academic Press, Amsterdam [u.a.], 3. ed. edition, 2008.
- [9] N Bloembergen. *Nonlinear optics*. World Scientific, London, 4th ed. edition, 1996.
- [10] I. H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *Journal of the Optical Society of America*, 55:1205, October 1965.
- [11] R. Stolen and Chinlon Lin. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Physical Review A*, 17:1448–1453, April 1978.
- [12] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, and H. A. Haus. Raman response function of silica-core fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 6:1159, June 1989.
- [13] Osamu Aso, Masateru Tadakuma, and Shu Namiki. Four-wave mixing in optical fibers and its applications. *Significance*, 19:63–68, 2000.
- [14] C W Thiel. Four-wave mixing and its applications. *Citeseer*, pages 1–19, 1960.
- [15] D.N. Christodoulides and R.B. Jander. Evolution of stimulated raman crosstalk in wavelength division multiplexed systems. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(12):1722–1724, December 1996.

- [16] A.J. Stentz, S.G. Grubb, C.E. Headley, J.R. Simpson, T. Strasser, and N. Park. Raman amplifier with improved system performance. pages 16–17. Opt. Soc. America.
- [17] Min-Chen Ho, Chien-Jen Chen, W.S. Wong, and Hak Kyu Lee. Parametric interactions between pumps and signals in a co-pumped raman amplifier. pages 481–482. Opt. Soc. America.
- [18] Akira Hasegawa. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. normal dispersion. *Applied Physics Letters*, 23(4):171, 1973.
- [19] Hiroki Nakatsuka, D. Grischkowsky, and A. C. Balant. Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion. *Phys. Rev. Lett.*, 47:910–913, Sep 1981.
- [20] D.N. Payne and A.H. Hartog. Determination of the wavelength of zero material dispersion in optical fibres by pulse-delay measurements. *Electronics Letters*, 13(21):627, 1977.
- [21] K. Nakajima, M. Ohashi, and M. Tateda. Chromatic dispersion distribution measurement along a single-mode optical fiber. *Journal of Lightwave Technology*, 15(7):1095–1101, July 1997.
- [22] D. Sharma L. N. Binh, K-Y Chin. design of dispersion flattened and compensating fibers for dispersion-managed optical communication systems. Technical report, Monash University.
- [23] Determination of normalized propagation constant for optical waveguide by using second order variational method. 7.
- [24] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russell. Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 23:1662, November 1998.
- [25] Xingtao Zhao, Guiyao Zhou, Shuguang Li, Zhaolun Liu, Dongbin Wei, Zhiyun Hou, and Lantian Hou. Photonic crystal fiber for dispersion compensation. *Applied Optics*, 47:5190, September 2008.
- [26] Q. Lin, Oskar J. Painter, and Govind P. Agrawal. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications. *Optics Express*, 15:16604, 2007.
- [27] José Azaña. Time-Frequency (Wigner) analysis of linear and nonlinear pulse propagation in optical fibers. *EURASIP Journal on Advances in Signal Processing*, 2005(10):1554–1565, 2005.
- [28] Johan Hult. A Fourth-Order Runge-Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 25(12):3770–3775, December 2007.
- [29] Brian Washburn, Stephen Ralph, and Robert Windeler. Ultrashort pulse propagation in air-silica microstructure fiber. *Optics Express*, 10(13):575–580, July 2002. PMID: 19436400.
- [30] S. P. Stark, A. Podlipensky, N. Y. Joly, and P. St. J. Russell. Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation in tapered photonic crystal fiber. *Journal of the Optical Society of America B*, 27(3):592, February 2010.
- [31] R. Alfano and S. Shapiro. Emission in the region 4000 to 7000 a via four-photon coupling in glass. *Physical Review Letters*, 24:584–587, March 1979.

- [32] Aaron Aguirre, Norihiko Nishizawa, James Fujimoto, Wolfgang Seitz, Max Lederer, and Daniel Kopf. Continuum generation in a novel photonic crystal fiber for ultrahigh resolution optical coherence tomography at 800 nm and 1300 nm. *Optics Express*, 14(3):1145, 2006.
- [33] Subpicosecond Pump-Supercontinuum probe spectroscopy of LH2 photosynthetic antenna proteins at low temperature.
- [34] D. J. Jones. Carrier-Envelope phase control of femtosecond Mode-Locked lasers and direct optical frequency synthesis. *Science*, 288(5466):635–639, April 2000.
- [35] A. V. Husakou and J. Herrmann. Supercontinuum generation of Higher-Order solitons by fission in photonic crystal fibers. *Physical Review Letters*, 87(20), October 2001.
- [36] J. Herrmann, D. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, G. Korn, J.C. Knight, W.J. Wadsworth, and P.S.J. Russel. Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic crystal fibers. pages 165–166. *Opt. Soc. America*.
- [37] P. Baldeck and R. Alfano. Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 5(12):1712–1715, 1987.
- [38] I. Babushkin, A. Husakou, J. Herrmann, and Yuri S. Kivshar. Frequency-selective self-trapping and supercontinuum generation in arrays of coupled nonlinear waveguides. *Optics Express*, 15(19):11978, 2007.
- [39] Trenton R. Ensley, Dmitry A. Fishman, Lazaro A. Padilha, Scott Webster, David J. Hagan, and Eric W. Van Stryland. Self-trapping of supercontinuum generated by femtosecond pulses in a noble gas. In *International Conference on Ultrafast Phenomena*, page ThE28. Optical Society of America, 2010.
- [40] Y. Kodama and A. Hasegawa. Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(5):510–524, May 1987.
- [41] A. Bjarklev and J. Riishede. Photonic crystal fibers-a variety of applications. volume 2, page 97. IEEE.
- [42] S. M. Abdur Razzak, Yoshinori Namihira, Kazuya Miyagi, Feroza Begum, Shubi Kaijage, Nguyen Hoang Hai, Tatsuya Kinjo, and Nianyu Zou. Dispersion and confinement loss control in modified hexagonal photonic crystal fibers. *Optical Review*, 14(1):14–16, January 2007.
- [43] Photonic-crystal fibres with suspended core - numerical analyses. 114.
- [44] P Kaiser and H W Astle. Low loss single material fibers made from pure fused silica. *Bell System Technical Journal*, 53(6):1021–1039, 1974.
- [45] P. Russell. Photonic crystal fibers. *Science*, 299:358–362, January 2003.
- [46] J Wang, C Jiang, W Hu, and M Gao. Properties of index-guided PCF with air-core. *Optics & Laser Technology*, 39:317–321, March 2007.
- [47] K. Saitoh and M. Koshiba. Numerical modeling of photonic crystal fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 23:3580–3590, November 2005.

- [48] R. F. Cregan. Single-Mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285(5433):1537–1539, September 1999.
- [49] A. Bjarklev, J. Broeng, K. Dridi, and S.E. Barkou. Dispersion properties of photonic crystal fibres. volume 1, pages 135–136. Telefonica.
- [50] Xuyou Li, Hanrui Yang, Zhou He, and Yonggang Zhang. Modeling and simulation analysis of a new photonic crystal fiber. pages 1438–1441. IEEE, June 2010.
- [51] Kunimasa Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, and E. Sasaoka. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion. *Optics Express*, 11(8):843, April 2003.
- [52] Tzong-Lin Wu and Chia-Hsin Chao. A novel ultraflattened dispersion photonic crystal fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(1):67–69, January 2005.
- [53] S. M. Abdur Razzak and Yoshinori Namihira. Tailoring dispersion and confinement losses of photonic crystal fibers using hybrid cladding. *Journal of Lightwave Technology*, 26:1909–1914, July 2008.
- [54] M. Pourmahyabadi, Sh. Mohammad Nejad, and  $AWT_{\tau}AG$ . Numerical analysis of index-guiding photonic crystal fibers with low confinement loss and ultra-flattened dispersion by fdtd method. *Iranian Journal of Electrical & Electronic Engineering*, 5, 2009.
- [55] Kunimasa Saitoh, Nikolaos Florous, and Masanori Koshiba. Ultra-flattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses. *Optics Express*, 13(21):8365, 2005.
- [56] N Yi. Confinement loss in solid-core photonic bandgap fibers. *Optics Communications*, 235:305–310, May 2004.
- [57] Boris Kuhlmeiy, Gilles Renversez, and Daniel Maystre. Chromatic dispersion and losses of microstructured optical fibers. *Applied Optics*, 42(4):634, 2003.
- [58] Bostjan Batagelj. Need of knowing fiber non-linear coefficient in optical networks.
- [59] Chitrarekha B. Chaudhari, Takenobu Suzuki, and Yasutake Ohishi. Chalcogenide core photonic crystal fibers for zero chromatic dispersion in the c-band. In *Optical Fiber Communication Conference*, page OTuC4. Optical Society of America, 2009.
- [60] Atsushi Mori. Tellurite-based fibers and their applications to optical communication networks. *Journal of the Ceramic Society of Japan*, 116(1358):1040–1051, 2008.
- [61]
- [62] Thiab R. Taha and Xiangming Xu. Parallel Split-Step fourier methods for the coupled non-linear schrodinger type equations. *The Journal of Supercomputing*, 32(1):5–23, April 2005.
- [63] James W. Cooley and John W. Tukey. An algorithm for the machine calculation of complex fourier series. *Mathematics of Computation*, 19(90):297, April 1965.
- [64] T.T. Meirelles, A.A. Rieznik, and H.L. Fragnito. Study on a new split-step fourier algorithm for optical fiber transmission systems simulations. pages 100–102. IEEE.

- [65] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Physical Review Letters*, 45(13):1095–1098, September 1980.
- [66] Hermann Haus and William Wong. Solitons in optical communications. *Reviews of Modern Physics*, 68(2):423–444, April 1996.
- [67] J Elgin. A perturbative theory of soliton propagation in the presence of third order dispersion. *Optics Communications*, 114(3-4):321–328, February 1995.
- [68] K. Sakamaki, M. Nakao, M. Naganuma, and M. Izutsu. Soliton induced supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 10(5):876–884, September 2004.
- [69] John M. Dudley and Stéphane Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of Modern Physics*, 78(4):1135–1184, October 2006.
- [70] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen. Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers. *Optics Letters*, 11(7):464, July 1986.
- [71] A. Podlipensky, P. Szarniak, N. Y. Joly, and P. St. Russell. Anomalous pulse breakup in small-core photonic crystal fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, 25(12):2049, November 2008.