



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

## **TESE DE DOUTORADO**

### **AMPLIFICADORES ÓPTICOS, ESTUDOS DE POLARIZAÇÃO E GERAÇÃO DE PULSO USANDO PROCESSOS PARAMÉTRICOS EM FIBRAS ÓPTICAS.**

por

**João Francisco Liberato de Freitas**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

#### **Banca Examinadora:**

Prof. Anderson S. Leônidas Gomes (Orientador-UFPE)  
Prof. José Roberto Rios Leite (DF - UFPE)  
Prof<sup>a</sup>. Sandra Sampaio Vianna (DF-UFPE)  
Prof<sup>a</sup>. Isabel Cristina dos Santos Carvalho (DF-PUC-RJ)  
Prof. Joaquim Ferreira Martins Filho (DES - UFPE)

*Recife - PE, Brasil.*

Maio – 2007

Freitas, João Francisco Liberato de

Amplificadores ópticos híbridos, estudos de polarização e geração de pulsos usando processos paramétricos em fibras ópticas./ João F. L. de Freitas - Recife: O autor, 2007

xvii, 150 folhas : il., fig., tab.

Tese (doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física, 2007.

Inclui bibliografia. e anexo

1. Óptica. 2. Amplificação óptico. 3. Optica não linear. 4. Fibras ópticas. I Título.

535.2

CDD (22.ed.)

FQ2007-017



Universidade Federal de Pernambuco  
Departamento de Física – CCEN  
Programa de Pós-Graduação em Física  
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil  
Fone (++ 55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359  
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: [posgrad@df.ufpe.br](mailto:posgrad@df.ufpe.br)

---

## Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Tese de Doutorado

---

**João Francisco Liberato de Freitas**

### **AMPLIFICADORES ÓPTICOS, ESTUDOS DE POLARIZAÇÃO E GERAÇÃO DE PULSO USANDO PROCESSOS PARAMÉTRICOS EM FIBRAS ÓPTICAS**

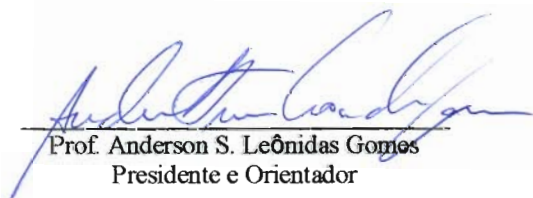
A Banca Examinadora composta pelos Professores Anderson S. Leônidas Gomes (Presidente e Orientador), José Roberto Rios Leite, Sandra Sampaio Vianna, Joaquim Ferreira Martins Filho, todos da Universidade Federal de Pernambuco e Isabel Cristina dos Santos Carvalho, da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, consideram o candidato:

( ) Aprovado com Distinção

(X) Aprovado

( ) Reprovado

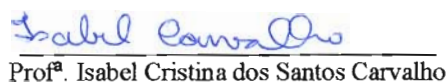
Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco aos três dias do mês de maio de 2007.

  
Prof. Anderson S. Leônidas Gomes  
Presidente e Orientador

  
Prof. José Roberto Rios Leite

  
Prof.ª Sandra Sampaio Vianna

  
Prof. Joaquim Ferreira Martins Filho

  
Prof.ª Isabel Cristina dos Santos Carvalho



*Dedico este trabalho aos meus pais,  
José Camelo e Maria do Socorro.*

## Agradecimentos

Como todo bom nordestino gostaria de iniciar agradecendo a Deus por todas as oportunidades que me foram confiadas e as que também não foram.

Aos meus pais, meus melhores mestres, por seu amor e apoio incondicional a minha formação moral e intelectual em todas as fases da minha vida.

A minha esposa Ana Lourdes por seu amor, paciência, incentivo e carinho durante esta jornada de pós-graduações.

Ao Prof. Anderson Gomes por sua orientação, incentivos, discussão e amizade durante esses quatro anos em que convivemos.

Aos amigos Christiano de Matos e Stefan Lüthi por terem engrandecido a minha formação durante o doutorado.

Aos amigos Djalmir Messias Nestor e Andréa Viltal, a distância só nos une mais.

Aos novos e antigos amigos colecionados nesta jornada. Márcia Bethânia, Bernardo Kyotoku, Mariana Torres, Glendo Freitas, Fernando Fávero, Antonio Sandoildo, Hallan Souza e todos os outros que estiveram comigo durante este doutorado.

A todos os colegas e professores e funcionários deste departamento que de forma direta ou indireta contribuíram para minha formação.

E finalmente ao Conselho Nacional de Pesquisa CNPq pelo apoio financeiro direto e a Ericsson do Brasil pelo apoio financeiros indireto, via projetos de pesquisa, sem estes apoios este trabalho não poderia ter sido realizado.

# Resumo

O desenvolvimento recente das telecomunicações deve-se em grande parte à capacidade de propagação de informações (vídeos, voz, dados) com altas taxas de transmissão ( $Tbits/s$ ) através de fibras ópticas. Os avanços constantes no desenvolvimento tecnológico de dispositivos ativos e passivos com base em fibra óptica têm possibilitado um crescimento cada vez maior nas velocidades de comunicação. Destacam-se entre esses componentes as redes de Bragg, filtros, amplificadores, acopladores, etc., que compõem os sistemas WDM (Wavelength Division Multiplexing). Lasers de semicondutores e moduladores complementam os dispositivos essenciais ao desenvolvimento de sistemas de comunicações. Isto faz com que as comunicações avancem em várias bandas de frequências além da banda convencional de telecomunicações ópticas (banda C (1530 – 1560  $nm$ )), principalmente para as bandas S (1470 – 1530  $nm$ ) e L (1560 – 1630  $nm$ ).

Nesta tese, mostramos uma série de trabalhos que objetivam o estudo teórico e experimental de efeitos ópticos não lineares em fibras, dando ênfase a: desenvolvimento de amplificadores e conversores ópticos a fibra para uso nas bandas C, S e L; geração de trens de pulsos ópticos curtos de altas taxas de repetição; geração de cópias de sinais ópticos com diversas polarizações para uso em telecomunicações ópticas. Os experimentos foram realizados usando dispositivos integrados a fibra. Os principais efeitos ópticos não lineares aqui abordados são mistura de quatro ondas, amplificação Raman estimulada, amplificação óptica por emissão estimulada em íons de terra rara ( $Er^{3+}$  e  $Tm^{3+}$ ).

Os resultados obtidos incluem: o desenvolvimento de amplificadores e conversor

de frequência baseados em amplificação paramétrica (FOPA) assistido por um bombeamento externo contra-propagante induzindo amplificação Raman, resultando em amplificação nas bandas C e S e conversão de sinais da banda C para S e vice-versa; a implementação de associações de amplificadores em série usando um amplificador óptico a fibra dopada com érbio (EDFA) ou túlio (TDFA) seguido por um FOPA, para amplificação nas bandas C e L ou S e C e conversão de frequências C e L para S ou S e C para L, respectivamente; a demonstração do uso de processos paramétricos para formação e conversão de frequência de trens de pulsos ópticos curtos ( $0.5\text{ ps}$ ) a uma taxa de  $170\text{ GHz}$  na banda C; a geração, via processos paramétricos, e demultiplexação de múltiplas cópias de sinais ópticos para uso em telecomunicações com sistemas WDM; o estudo de efeitos de variação na polarização de um sinal na presença de amplificação paramétrica.

*Palavras chaves: 1. Óptica. 2. Amplificação óptico. 3. Optica não linear. 4.*

*Fibras ópticas.*



# Abstract

The recent telecommunication development can be, to a large extent, attributed to the capacity of transmitting information (video, sound and data) at high transmission rates (Tbits/s) through the optical fiber. The constant advances in the technological development of active and passive devices based on optical fibers have enabled a steady increase in communication speeds. Among these components, one can mention Bragg gratings, filters, couplers, etc., that compose the WDM (Wavelength Division Multiplexing) systems. Semiconductor lasers and modulators complete the group of fundamental devices of the communication systems. This leads communications to advance to frequency bands beyond the optical telecommunications conventional band (C band (1530 – 1560 *nm*)), mainly to the S (1470 – 1530 *nm*) and L (1560 – 1630 *nm*) bands.

In this thesis, we show a series of works that aims at to theoretical and experimental studies of nonlinear optical effects in fiber, giving emphasis to: the development of fiber amplifiers and wavelength converters for use in the C, S and L bands; the generation of a high-repetition-rate train of ultra-short pulses and its simultaneous wavelength conversion; the generation of optical signal copies with different polarizations for use in optical telecommunications. The experimental setups were built with fiber-integrated devices. Here, the main nonlinear optical effects exploited are four wave mixing, Raman amplification, optical amplification based on stimulated emission of rare-earth ions ( $Er^{3+}$  and  $Tm^{3+}$ ).

The obtained results include: the development of a fiber optical parametric amplifier (FOPA) and wavelength converter assisted by an external counter-propagating Raman pump, resulting in amplification in the C and S bands and in signal conversion

from C to S and from S to C bands; the implementation of the association of amplifiers in series using erbium- or thulium-doped fiber optical amplifier (EDFA or TDFA) followed by a FOPA, for amplification in the C and L or S and C bands and wavelength conversion from the C and L bands to the S band or from the S and C bands to the L band, respectively; demonstrations of use of the parametric process for short pulse ( $0.5\text{ ps}$ ) generation and frequency conversion at a high rate ( $170\text{ GHz}$ ) in the C band; the generation, via parametric process, and demultiplexing of signal copies for use in WDM telecommunication systems; the study of the effects of signal polarization change in presence of parametric amplification.

*Keywords:* 1. Optical. 2. Optical Amplifier. 3. Nonlinear optics. 4. Optical fiber.

# Sumário

|          |                                                                      |           |
|----------|----------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introdução geral.</b>                                             | <b>1</b>  |
| 1.1      | Introdução. . . . .                                                  | 1         |
| 1.2      | Resumo histórico. . . . .                                            | 1         |
| 1.2.1    | Os sistemas de comunicações ópticas. . . . .                         | 5         |
| 1.3      | Amplificadores ópticos. . . . .                                      | 12        |
| 1.4      | Conversores de comprimento de onda. . . . .                          | 15        |
| 1.5      | Descrição do corpo da tese. . . . .                                  | 15        |
| <b>2</b> | <b>Efeitos não lineares e propagação de ondas em fibras ópticas.</b> | <b>18</b> |
| 2.1      | Introdução. . . . .                                                  | 18        |
| 2.2      | Equação de onda em meios não lineares. . . . .                       | 19        |
| 2.3      | Atenuação. . . . .                                                   | 25        |
| 2.4      | Dispersão cromática. . . . .                                         | 28        |
| 2.5      | Auto-modulação de fase. . . . .                                      | 31        |
| 2.6      | Modulação de fase cruzada. . . . .                                   | 33        |
| 2.7      | Espalhamento Raman estimulado. . . . .                               | 35        |
| 2.8      | Espalhamento Brillouin estimulado. . . . .                           | 39        |
| 2.9      | Processo paramétrico. . . . .                                        | 42        |
| 2.10     | Fibras de alta não linearidade (HNLF). . . . .                       | 46        |

|          |                                                                                                                      |           |
|----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>3</b> | <b>Amplificação e conversão de comprimento onda via processos paramétricos com e sem assistência de ganho Raman.</b> | <b>49</b> |
| 3.1      | Introdução. . . . .                                                                                                  | 49        |
| 3.2      | Amplificador óptico paramétrico degenerado. . . . .                                                                  | 50        |
| 3.2.1    | Montagem experimental. . . . .                                                                                       | 55        |
| 3.2.2    | Resultados experimentais. . . . .                                                                                    | 57        |
| 3.3      | Amplificador óptico paramétrico assistido por amplificação Raman. . . .                                              | 61        |
| 3.3.1    | Montagem experimental. . . . .                                                                                       | 61        |
| 3.3.2    | Resultados e discussões. . . . .                                                                                     | 62        |
| 3.4      | Conclusões. . . . .                                                                                                  | 68        |
| <b>4</b> | <b>Amplificação e conversão de frequências com amplificadores híbridos de íons terra rara+FOPA.</b>                  | <b>69</b> |
| 4.1      | Introdução. . . . .                                                                                                  | 69        |
| 4.2      | Amplificação com íons terra rara. . . . .                                                                            | 71        |
| 4.2.1    | Amplificação com érbio. . . . .                                                                                      | 73        |
| 4.2.2    | Amplificação com túlio. . . . .                                                                                      | 75        |
| 4.3      | Amplificador híbrido EDFA+FOPA. . . . .                                                                              | 78        |
| 4.3.1    | Montagem experimental . . . . .                                                                                      | 78        |
| 4.3.2    | Resultados e discussões. . . . .                                                                                     | 79        |
| 4.4      | Amplificador híbrido TDFA+FOPA . . . . .                                                                             | 85        |
| 4.4.1    | Montagem experimental. . . . .                                                                                       | 86        |
| 4.4.2    | Resultados e discussões. . . . .                                                                                     | 86        |
| 4.5      | Conclusões. . . . .                                                                                                  | 90        |
| <b>5</b> | <b>Geração de trem de pulsos curtos com taxas de <math>170GHz</math> via processos paramétricos.</b>                 | <b>91</b> |

|          |                                                                                                                          |            |
|----------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 5.1      | Introdução. . . . .                                                                                                      | 91         |
| 5.2      | Múltiplos FWM e montagem experimental. . . . .                                                                           | 93         |
| 5.3      | Simulação numérica. . . . .                                                                                              | 96         |
| 5.4      | Resultados e discussões. . . . .                                                                                         | 96         |
| 5.5      | Conclusões. . . . .                                                                                                      | 101        |
| <b>6</b> | <b>Estudos de polarização e geração de múltiplos <i>idlers</i> com diferentes polarizações via efeitos paramétricos.</b> | <b>102</b> |
| 6.1      | Introdução. . . . .                                                                                                      | 102        |
| 6.2      | Geração de múltiplos <i>idlers</i> com diferentes polarizações via efeitos paramétricos. . . . .                         | 103        |
| 6.2.1    | Princípios de operação e teoria. . . . .                                                                                 | 104        |
| 6.2.2    | Montagem experimental. . . . .                                                                                           | 109        |
| 6.2.3    | Resultados e discussões. . . . .                                                                                         | 110        |
| 6.3      | Estudo da polarização de sinais com ganho paramétrico em fibras. . . . .                                                 | 115        |
| 6.3.1    | Teoria vetorial da FWM em fibras com birrefringência aleatória. . . . .                                                  | 115        |
| 6.3.2    | Montagem experimental e resultados. . . . .                                                                              | 122        |
| 6.4      | Conclusões. . . . .                                                                                                      | 129        |
| <b>7</b> | <b>Conclusões gerais.</b>                                                                                                | <b>131</b> |
| <b>A</b> | <b>Trabalhos publicados e submetidos.</b>                                                                                | <b>134</b> |

# Lista de Figuras

|     |                                                                                                                                       |    |
|-----|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | Matriz alfanumérica dos gregos e as torres de Claude Chappe . . . . .                                                                 | 3  |
| 1.2 | Estudo histórico da atenuação versus o tempo para vidros e fibras. . . . .                                                            | 4  |
| 1.3 | Sistema de comunicação óptica ponto a ponto. . . . .                                                                                  | 6  |
| 1.4 | Produto taxa-distância $BL$ , durante o período de 1850-2010. . . . .                                                                 | 6  |
| 1.5 | Produto Taxa-distância $BL$ , durante os últimos 30 anos para as várias<br>gerações de sistemas ópticos. . . . .                      | 7  |
| 1.6 | Sistema WDM com amplificadores ópticos distribuídos ao longo do enlace.                                                               | 9  |
| 1.7 | Distribuição das redes transoceânicas ópticas em torno do ano 2000. . . . .                                                           | 10 |
| 1.8 | Divisão para as bandas de comunicação padronizada pela ITU e amplifi-<br>cadores ópticos implementados para cada banda. . . . .       | 12 |
| 1.9 | Dispositivos 3R e esquema de amplificadores ópticos. . . . .                                                                          | 13 |
| 2.1 | Espectro de atenuação em fibras ópticas de sílica com e sem pico de $OH$ ,<br>definição usual das bandas de telecomunicações. . . . . | 27 |
| 2.2 | Exemplo para curvas de dispersão para fibras padrão e DSF. . . . .                                                                    | 30 |
| 2.3 | Dispersão de um pulso sech. . . . .                                                                                                   | 31 |
| 2.4 | Interferência entre bits devido à dispersão. . . . .                                                                                  | 32 |
| 2.5 | Propagação de um pulso sech sobre efeito de auto-modulação de fase . . .                                                              | 33 |
| 2.6 | Propagação de um pulso sonda e bombeamento copropagantes sobre XPM                                                                    | 35 |
| 2.7 | Estrutura de níveis quânticos do espalhamento Raman estimulado . . . . .                                                              | 36 |

|      |                                                                                                                                      |    |
|------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.8  | Coeficiente de ganho Raman em fibra de sílica bombeada em $1\ \mu m$ . . .                                                           | 37 |
| 2.9  | Coeficiente de ganho Raman em fibras dopadas com germanato . . . . .                                                                 | 38 |
| 2.10 | Medidas de espectro Brillouin usando um bombeamento de $1525nm$ em<br>três tipos diferentes de fibras dopadas com germânio . . . . . | 40 |
| 2.11 | Criação de componentes de frequências em FWM. . . . .                                                                                | 43 |
| 2.12 | Estrutura de níveis quânticos para FWM. . . . .                                                                                      | 44 |
| 2.13 | Esquema simplificado de um FOPA. . . . .                                                                                             | 44 |
| 2.14 | Perfis de índice de refração de SMF e HNLF. . . . .                                                                                  | 47 |
| 3.1  | Ganho em amplificador paramétrico . . . . .                                                                                          | 54 |
| 3.2  | Ganho distribuído ao longo da fibra em amplificador paramétrico . . . . .                                                            | 55 |
| 3.3  | Montagem experimental do FOPA . . . . .                                                                                              | 56 |
| 3.4  | Espectro de saída do FOPA. . . . .                                                                                                   | 58 |
| 3.5  | Espectro de ganho do FOPA para diversos comprimentos de onda de<br>bombeamento . . . . .                                             | 59 |
| 3.6  | Largura de ganho do FOPA como função de $(\lambda_B - \lambda_0)$ . . . . .                                                          | 59 |
| 3.7  | Figura de ruído, ganho e eficiência de conversão em amplificadores paramétricos<br>(FOPA). . . . .                                   | 60 |
| 3.8  | Montagem experimental para FOPA-Raman . . . . .                                                                                      | 62 |
| 3.9  | Coeficiente de ganho Raman para a HNLF. . . . .                                                                                      | 63 |
| 3.10 | Espectro de ganho Raman para a HNLF. . . . .                                                                                         | 63 |
| 3.11 | Ganho FOPA sem e com assistência do ganho Raman. . . . .                                                                             | 64 |
| 3.12 | Eficiência de conversão do <i>idler</i> para o FOPA-Raman. . . . .                                                                   | 65 |
| 3.13 | Medidas de figura de ruído do FOPA-Raman. . . . .                                                                                    | 66 |
| 4.1  | Associações de amplificadores ópticos em série e paralelo. . . . .                                                                   | 70 |
| 4.2  | Ilustração de amplificadores ópticos a fibra dopada com íons terra rara. .                                                           | 72 |

|      |                                                                                                                  |    |
|------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 4.3  | Níveis de energia do érbio. . . . .                                                                              | 73 |
| 4.4  | Espectro típico de absorção de érbio em fibras de sílica. . . . .                                                | 75 |
| 4.5  | Espectro típico de emissão espontânea de érbio em fibras de sílica otimizadas<br>para banda C e banda L. . . . . | 75 |
| 4.6  | Níveis de energia do túlio. . . . .                                                                              | 76 |
| 4.7  | Esquemas de bombeamento com 1050 <i>nm</i> ou 1410 <i>nm</i> em TDFA . . . . .                                   | 77 |
| 4.8  | Esquemas com duplo bombeamento em túlio. . . . .                                                                 | 77 |
| 4.9  | Espectro típico de emissão espontânea de túlio em fibras de ZBLAN. . . . .                                       | 78 |
| 4.10 | Montagem experimental do EDFA+FOPA. . . . .                                                                      | 79 |
| 4.11 | Ganho e eficiência de conversão para sinais de entrada na banda C+L. . . . .                                     | 80 |
| 4.12 | Figuras de ruído para sinais de entrada na banda C+L. . . . .                                                    | 81 |
| 4.13 | Comparação de EDFA+FOPA com a superposição dos ganhos individuais<br>do EDFA e do FOPA. . . . .                  | 84 |
| 4.14 | ASE/PF do amplificador EDFA+FOPA como função de potências de bombea-<br>mentos do EDFA e do FOPA . . . . .       | 85 |
| 4.15 | Montagem experimental do TDFA+FOPA. . . . .                                                                      | 86 |
| 4.16 | Ganho e eficiência de conversão do TDFA e FOPA individualmente e do<br>TDFA+FOPA. . . . .                        | 87 |
| 4.17 | Figura de ruído para o TDFA e FOPA individualmente e para o TDFA+<br>FOPA. . . . .                               | 88 |
| 4.18 | Amplificação e conversão de frequência de oito sinais simultâneos no<br>TDFA+ FOPA. . . . .                      | 89 |
| 5.1  | Distribuição espectral dos sinais utilizados . . . . .                                                           | 94 |
| 5.2  | Montagem experimental para a geração e conversão espectral de pulsos<br>ópticos . . . . .                        | 95 |



|      |                                                                                                                                           |     |
|------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.3  | Saída espectral da HNLF com o sinal 3 desligado, sinal 3 ligado sem e com o BPF. . . . .                                                  | 98  |
| 5.4  | Pulsos e autocorrelação dos pulso gerados pelo processo de múltiplos FWM                                                                  | 99  |
| 6.1  | Geração de <i>idlers</i> via processos de FWM. . . . .                                                                                    | 105 |
| 6.2  | Montagem experimental usada para gerar e demultiplexar múltiplos <i>idlers</i> via FWM. . . . .                                           | 110 |
| 6.3  | Saída experimental obtida via acoplador 99/1. . . . .                                                                                     | 111 |
| 6.4  | Espectro de saída dos <i>idlers</i> . . . . .                                                                                             | 113 |
| 6.5  | Diagrama esquemático mostrando a geração de três <i>idlers</i> com bombeamentos circulares ortogonais. . . . .                            | 114 |
| 6.6  | Espectro de saída dos <i>idlers</i> obtida via acoplador 99/1, e após transmissão no PBS para diferentes ajustes do PC após HNLF. . . . . | 114 |
| 6.7  | Esfera de Poincaré. . . . .                                                                                                               | 121 |
| 6.8  | Vetores de Stokes normalizados na saída da HNLF como função da potência de bombeamento . . . . .                                          | 122 |
| 6.9  | Parâmetros de Stokes normalizados (teoria) na saída da HNLF como função da potência de bombeamento. . . . .                               | 123 |
| 6.10 | Aparato experimental para mediadas da polarização do sinal na saída do FOPA. . . . .                                                      | 124 |
| 6.11 | Aplicação do FOPA para controle de polarização. . . . .                                                                                   | 128 |

# Lista de Tabelas

|     |                                            |    |
|-----|--------------------------------------------|----|
| 2.1 | Comparação entre DSF, HNLF e BiF . . . . . | 48 |
|-----|--------------------------------------------|----|

# Lista dos Acrônimos Usados

|            |                                                                                                         |
|------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| ASE .....  | Emissão espontânea amplificada<br><i>Amplified Spontaneous Emission</i>                                 |
| DMUX ..... | Demultiplexador                                                                                         |
| DSF .....  | Fibra de dispersão deslocada<br><i>Dispersion shifted fiber</i>                                         |
| DWDM ..... | Multiplexação densa por divisão de comprimento de onda<br><i>Dense wavelength division multiplexing</i> |
| EDF .....  | Fibra dopada com érbio<br><i>Erbium doped fiber</i>                                                     |
| EDFA ..... | Amplificação à fibra dopada com érbio<br><i>Erbium doped fiber amplifier</i>                            |
| FOPA ..... | Amplificador paramétrico de fibra óptica<br><i>Fiber optic parametric amplifier</i>                     |
| FWM .....  | Mistura de quatro ondas<br><i>Four wave Mixing</i>                                                      |
| GVD .....  | Dispersão da velocidade de grupo<br><i>Group velocity dispersion</i>                                    |
| HNLF ..... | Fibra de alta não linearidade<br><i>Highly nonlinear fiber</i>                                          |
| MUX .....  | Multiplexador                                                                                           |
| SBS .....  | Espalhamento Brillouin estimulado<br><i>Stimulated Brillouin scattering</i>                             |

|             |                                                                     |
|-------------|---------------------------------------------------------------------|
| SPM .....   | Auto-modulação de fase                                              |
|             | <i>Self phase modulation</i>                                        |
| SRS .....   | Espalhamento Ramam estimulado                                       |
|             | <i>Stimulated Raman scattering</i>                                  |
| TDF .....   | Fibra dopada com túlio                                              |
|             | <i>Thulium doped fiber</i>                                          |
| TDFA .....  | Amplificação à fibra dopada com túlio                               |
|             | <i>Thulium doped fiber amplifier</i>                                |
| WDM .....   | Multiplexação por divisão de comprimento de onda                    |
|             | <i>Wavelength division multiplexing</i>                             |
| XPM .....   | Modulação de fase cruzada                                           |
|             | <i>Cross phase modulation</i>                                       |
| ZBLAN ..... | Vidros fluorziconados                                               |
|             | <i>Composição: <math>ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF</math></i> |

# Capítulo 1

## Introdução geral.



### 1.1 Introdução.

Neste capítulo, faremos uma introdução histórica e técnica, que terá como objetivo informar ao leitor a importância de estudos em sistemas de comunicação óptica e mais precisamente em amplificações ópticas, conversão de comprimento de onda, geração de sinais, bem como citar os efeitos físicos responsáveis pelas suas dinâmicas. No final do capítulo, apresentamos também a organização da tese.

### 1.2 Resumo histórico.

Desde o início da história humana, o homem, como um ser social, isto é, um ser que vive em uma sociedade de valores culturais, tais como, conhecimento técnico, regras sociais e costumes culturais bem definidos, tem como prática a propagação desses valores dentro de suas comunidades. A transmissão destas informações é datada desde a pré-

história, onde o homem deixava sua forma de escrita primitiva, na figura de animais e plantas, nas paredes de suas cavernas. Com a evolução, o homem teve que aprimorar seus métodos de comunicação, criando línguas complexas e códigos escritos que expressavam de forma unívoca sua linguagem. Com o advento do comércio e guerras territoriais entre povos distintos criou-se uma malha de transporte de informações entre pontos geograficamente distantes, essa malha de informações deu origem a uma forma primitiva do que hoje chamamos de telecomunicações (tele = longas distâncias).

O uso de luz para comunicações foi registrado desde a antigüidade, se interpretamos comunicações ópticas no contexto do senso comum, tais como gestos visuais. Muitos povos usavam espelhos, fogo sobre montanhas, sinais de fumaça (índios americanos) e etc. Podemos citar aqui dois exemplos [1]:

- A utilização dos gregos (no séc. II A.C.) de uma matriz alfabética ( $5 \times 5 = 25$  códigos) com duas tochas para localizar as letras desejadas, uma a uma. Este sistema de comunicação foi utilizado para transportar notícias sobre o front da guerra de Tróia;
- Na idade moderna (1792), o sistema de semáforos, projetados por Claude Chappe na França, utilizado por Napoleão Bonaparte durante as guerras Napoleônicas, consistia em várias torres distribuídas ao longo do caminho. Estas torres possuíam braços móveis aos quais um operador, se utilizando de um código, possibilitavam passar adiante as informações desejadas. Estas por sua vez eram observadas e reproduzidas na torre posterior. Estas torres foram usadas para transportar informações entre Lile e Paris, distantes de  $230\text{km}$  a uma taxa em torno de  $1\text{bit/s}$ .

O advento do telégrafo em 1835 colocou em xeque o uso de sinais ópticos visuais, que caíram em desuso, iniciando uma nova era de comunicações elétricas, que evoluíram

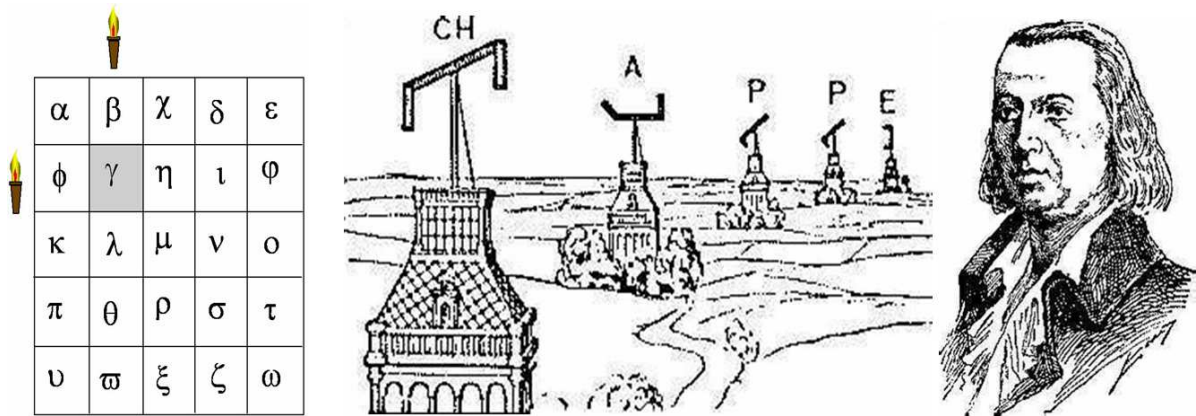


Figura 1.1: À esquerda temos a matriz usada pelos gregos e à direita temos Claude Chappe e suas torres pivotadas usadas por Napoleão

a passos largos. Logo chegou o telefone, em 1886, dando início aos sistemas de comunicações analógicos de transmissões de sinais. Estes sistemas impulsionados por grandes demandas de informações, exigindo-se um número cada vez maior de interconexões telefônicas, culminaram no aparecimento de cabos coaxiais em 1940, que possibilitavam transmitir com uma banda de 3  $MHz$  até 300 canais de voz ou um de televisão. Por volta de 1948, surgiram os primeiros sistemas comerciais usando microondas que usavam portadoras em 4  $GHz$  e taxas de modulação de 100  $Mbits/s$ .

Durante a década de cinquenta, tivemos o aparecimento da eletrônica de semicondutores, surgindo os primeiros transístores e posteriormente os dispositivos integrados (CIs). Já na década de sessenta, era realidade palpável a tecnologia de microondas em válvulas. Sendo assim, o desafio para essa década era o desenvolvimento de dispositivos semicondutores para o uso em microondas. Ainda nos anos sessenta, já se iniciavam os estudos sobre a utilização prática de guias de ondas ópticos. Diferentes tipos de estruturas foram colocadas: baseados em lentes, espelhos e outros elementos.

Devido a uma baixa qualidade dos vidros fabricados até meados da década de sessenta, as grandes quantidades de impurezas faziam com que os vidros apresentassem

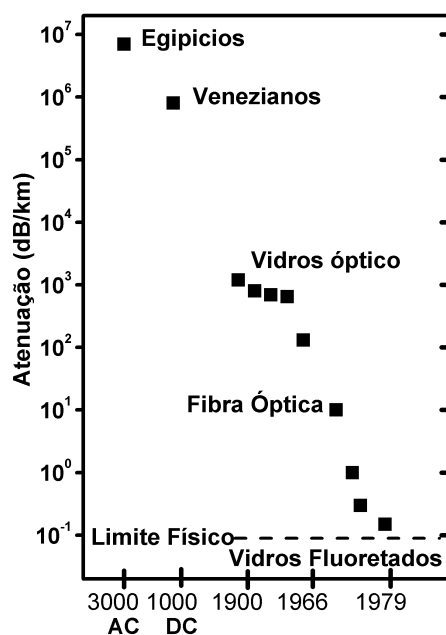


Figura 1.2: Estudo histórico da atenuação versus o tempo para vidros e fibras.

uma altíssima atenuação, em torno de  $1000 \text{ dB/km}$ , cerca de 99.97% de transmissão em  $1 \text{ mm}$ . Isto tornava impensável a utilização de fibras de vidro como guias de onda para comunicações. Entretanto, com o aperfeiçoamento dos métodos de fabricação dos vidros, pesquisadores da Corning Glass Works mostraram fibras com perdas menores que  $20 \text{ dB/km}$  [2], limite de viabilização, na época, para o uso de fibras ópticas em sistemas de telecomunicações. Não apenas os métodos de fabricação de vidros melhoraram, como também os de fabricação de fibras. Assim, em 1973, já existiam fibras com perdas de  $7 \text{ dB/km}$  (Corning Glass Works) usando o método CVD (Chemical Vapor Deposition) [3]. Ainda em 1973, utilizando o processo chamado de MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) [3], pesquisadores da Bell Laboratories obtiveram fibras com  $2.5 \text{ dB/km}$ . Já no final da década de setenta, os pesquisadores da Electral Communication Laboratory e da Fujikura Cable Works já dispunham de fibras com  $0.47 \text{ dB/km}$  em  $1.2 \mu\text{m}$  de comprimento de onda. Na atualidade, as perdas em fibras estão no seu limite físico de  $0.3$  a  $0.2 \text{ dB/km}$  em comprimentos de onda de  $1.30$  e  $1.55 \mu\text{m}$ . Podemos ilustrar a



evolução da atenuação em vidros e fibras ao longo do tempo pela figura 1.2.

Outro componente único em sistemas de comunicações ópticas teve seu surgimento também na década de sessenta, o LASER. Primeiro surgiu o MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) criado por Townes e colaboradores. Posteriormente, veio o LASER (Ligth Amplification by Stimulated Emission of Radiation), cujas bases para sua implementação foram propostas por C. Townes e A. L. Schawlow [4]. Sua primeira implementação foi realizada em 1960 por C. H. Maiman, tendo como meio ativo um bastão de rubi [5]. Daí não demorou muito para surgirem os primeiros lasers a semicondutores. Em 1962, foram desenvolvidos dispositivos de GaAs que possuíam fluorescência operando em temperaturas de  $77\text{ K}$ . O uso prático de lasers em sistemas de comunicações tornou-se possível após 1970, quando surgiram os primeiros lasers de semicondutores operando em temperatura ambiente [6], conhecidos como lasers de diodo.

Cabe-nos, no momento, comentar sobre os detectores ópticos, que tiveram seu desenvolvimento paralelo à maturação da tecnologia de semicondutores, tendo como princípio fundamental o efeito fotoelétrico. Estes, atualmente, possuem uma tecnologia altamente madura, possibilitando dispositivos com características primordiais para comunicação óptica, tais como, alta sensibilidade, repostas rápidas, baixo ruído, baixo custo, etc [7].

### 1.2.1 Os sistemas de comunicações ópticas.

Tínhamos, em meados da década de setenta, uma tecnologia bem estabelecida para sistemas de comunicações baseados em microondas, utilizando-se de cabos coaxiais. Porém, este tinha a limitação de taxas de transmissão de algumas centenas de  $Mbits/s$ , devido as altas perdas com o aumento da frequência de suas portadoras eletromagnéticas. Como alternativa, despontavam os sistemas ponto-a-ponto de comunicações em fibras



Figura 1.3: Sistema de comunicação óptica ponto a ponto.

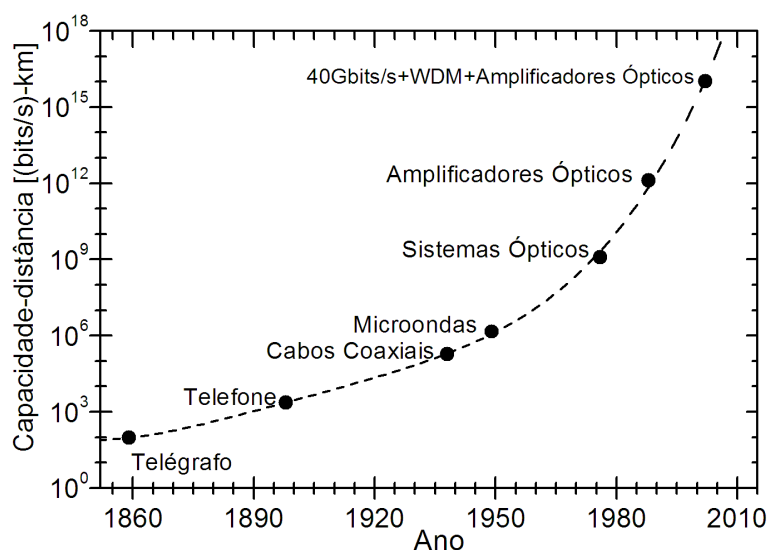


Figura 1.4: O crescimento do produto taxa-distância  $BL$ , durante o período de 1850-2010 (estimado).

ópticas, veja figura 1.3. Estes sim, possuíam uma grande capacidade de transmissão em altíssimas taxas de modulação (na faixa de  $Gbits/s$  inicialmente), devido as suas portadoras terem frequências na faixa de centenas de  $THz$ . Neste contexto, as bases para a sua implementação se encontravam em um bom estado de maturação, já haviam fibras ópticas com perdas baixas ( $< 2 dB/km$ ) para luz em  $0.8 \mu m$  e  $1.3 \mu m$ , existiam também leds e lasers de diodo operando em temperatura ambiente nestas faixas de comprimento de onda. Podemos observar como estes sistemas se mostravam importantes pela figura de mérito do produto taxa-distâncias  $BL$ , também conhecida como capacidade-distância. A figura 1.4 ilustra a evolução temporal dos principais sistemas de comunicação até a atualidade.

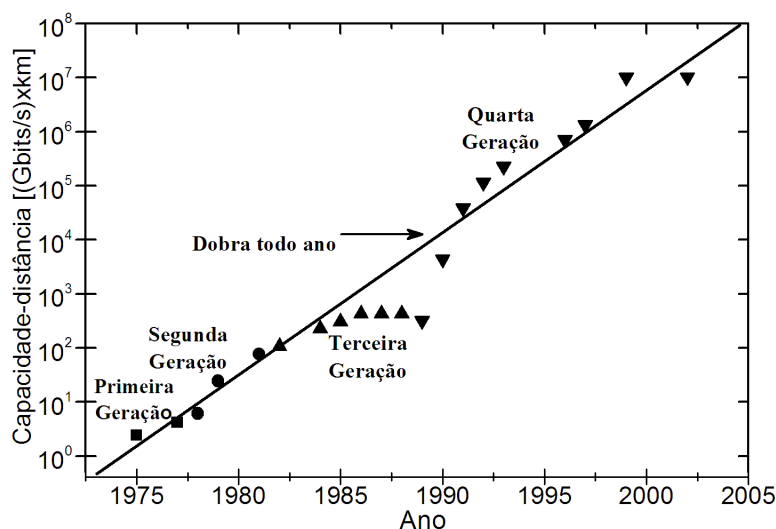


Figura 1.5: O crescimento do produto taxa-distância  $BL$ , durante os últimos 30 anos para as várias gerações de sistemas ópticos. Diferentes símbolos são usados para todas as sucessivas gerações [8].

No período de 30 anos, as comunicações ópticas passaram por diferentes estágios, que atualmente são agrupados em gerações distintas. Podemos observar o crescimento do produto capacidade-distância para cada geração na figura 1.5. A linha contínua mostra-nos que os sistemas ópticos, incrivelmente, dobram sua capacidade a cada ano.

De modo geral, as diferentes gerações de sistemas de comunicação óptica baseiam-se no surgimento de novas tecnologias que são incorporadas a geração anterior. Atualmente, temos uma divisão em cinco gerações. Colocaremos um curto resumo sobre estas gerações deixado para o leitor mais interessado a Ref. [7]:

- **Primeira geração.**

Esta geração se utilizava de lasers de diodo de GaAs operando em comprimentos de onda  $\sim 0.8 \mu\text{m}$ . Este sistema tornou-se comercial em 1980 [9], com um desempenho de  $45 \text{ Mbits/s}$  e um espaçamento totalmente óptico entre suas repetidoras de  $10 \text{ km}$ , que chamamos de enlaces ópticos. Este, por sua vez podia ser considerado um grande enlace se comparado com enlaces de cabos coaxiais que dispunham

somente de 1 *km* de espaçamento.

- **Segunda geração.**

Essa geração teve como mote principal o surgimento de lasers de diodo na região de 1.3  $\mu m$ , região na qual as fibras tinham uma atenuação  $< 1 \text{ dB/km}$  e apresentavam também o mínimo de dispersão nessa região. Com isto podia-se melhorar a transmissão dos sinais para uma taxa limitada em 100 *Mbits/s* em sistemas com fibras multimodo (1980) e 2 *Gbits/s* monomodo (1981) em um enlace óptico de 44 *km* [10]. Em 1987, os sistemas comerciais estavam operando com taxas de 1.7 *Gbits/s* com enlaces de 50 *km*. O principal efeito limitante para estes enlaces era a atenuação nas fibras em torno de 1.3  $\mu m$  (tipicamente de 0.5 *dB/km*).

- **Terceira geração.**

Essa geração surge do fato de que a atenuação em fibras de sílica monomodo na região de 1.55  $\mu m$  é a mais baixa possível, 0.2 *dB/km*, fator limitante na geração anterior. Porém, nesta região estas fibras exibem uma alta dispersão, que neste caso será o principal limitante para esta geração. Este problema foi contornado com a implementação de fibras de dispersão deslocada (DSF - Dispersion Shifted Fiber), ou por uma melhora na coerência da fonte de luz utilizada implementando-se lasers de diodos conhecidos como DFB (Distributed Feedback), que limitavam a largura do laser a, unicamente, um modo longitudinal. Testes em laboratórios, em 1985, mostravam desempenhos de 4 *Gbits/s* em enlaces ópticos de 100*km*; Em 1990 esta geração estava operando comercialmente em taxas de 2.5 *Gbits/s*.

- **Quarta geração.**

Esta geração tem como mote principal o surgimento comercial de duas novas tecnologias, os amplificadores ópticos a fibra dopadas com érbio (EDFA - Erbium

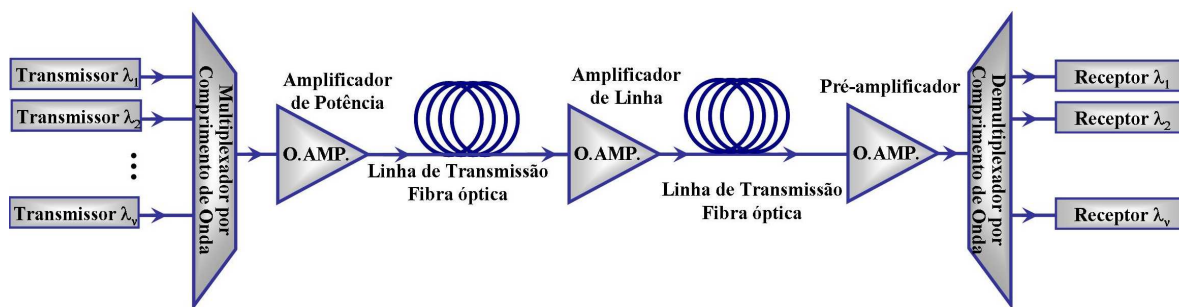


Figura 1.6: Sistema WDM com amplificadores ópticos distribuídos ao longo do enlace.

Doped Fiber Amplifier) e o sistema WDM (Wavelength Division Multiplexing). Com estes, foi possível aumentar as taxas de transmissão de informação de poucos *Gbits/s* para centenas de *Gbits/s*. Os WDMs têm como princípio a utilização de uma mesma fibra com vários canais espaçados em comprimento de onda de menos que um nanômetro (DWDM, com D significando Denso). Isto é, por exemplo, em um sistema usando somente a janela de  $1535 - 1560 \text{ nm}$ , podemos ter mais que vinte e cinco canais, isto equivale a afirmar que uma única fibra tem sua potencialidade multiplicada por um fator de vinte cinco (veja figura 1.6).

Para sistemas com um único canal, as fibras DSF eram a melhor solução para a dispersão em  $1.55 \mu\text{m}$ . Entretanto, com o surgimento do WDM aumentava-se a potência óptica devido ao grande número de canais. Como o núcleo da fibra mantinha a mesma área, passou a haver o aparecimento de efeitos não lineares de mistura de ondas, devido à melhora no casamento de fase. Este efeito gerava novas ondas, que funcionavam como ruídos inseridos no sistema, degradando-o. Este problema foi contornado com um novo tipo de fibra com dispersão deslocada, porém, não nula (NZDF- Non Zero Dispersion Shifted Fiber). As fibras NZDF possuíam um mínimo de dispersão próximo da banda dos sinais transportados, porém era suficiente para que o efeito de mistura de ondas não ocorresse, e nem

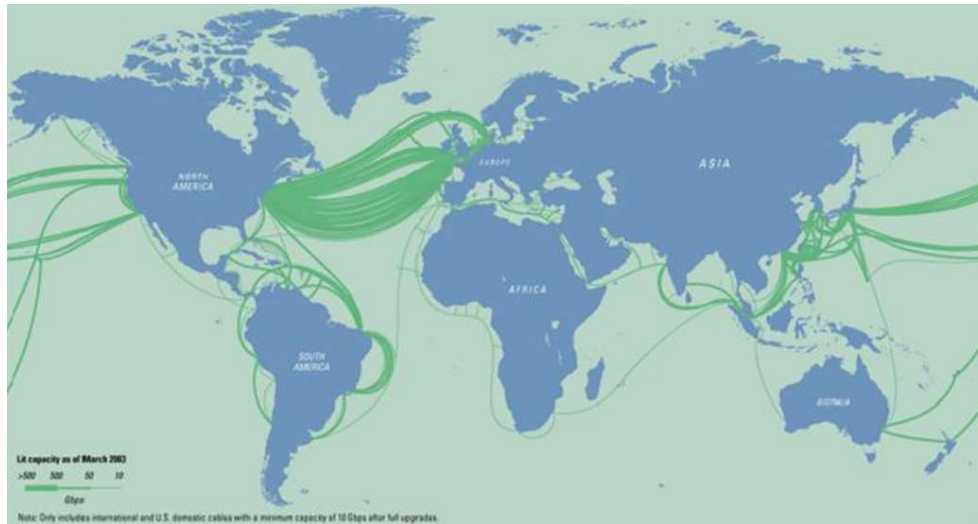


Figura 1.7: Distribuição das redes ópticas transoceânicas em torno do ano 2000 [7].

tão distante para que o efeito de dispersão fosse significativo.

Quanto aos amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio, desenvolvidos em 1985 e que tornaram-se comerciais em 1990, estes resolveram de vez o problema da atenuação nas fibras, fazendo com que os enlaces tivessem distâncias de até 21000 *km* com taxas de 2.5 *Gbits/s* com espaçamentos de 60 à 80 *km* entre amplificadores, ou 14300 *km* em 5 *Gbits/s* [11]. Estes fatos serviram para a implementação de cabos ópticos transoceânicos, e a figura 1.7 ilustra a distribuição até o ano de 2000 das redes ópticas transoceânicas. Sempre motivados pela internet e as suas múltiplas aplicações, já em 2002 tínhamos redes ópticas operacionais cobrindo mais de 250000 *km* com uma capacidade de 2.56 *Tbits/s* (64 canais DWDM em 10 *Gbits/s* sobre 4 pares de fibras) [7].

- **Quinta geração.**

Com o surgimento de fibras ópticas secas (*dry fiber*, isto é, removendo totalmente a água, complexo *OH*), as perdas na enorme banda óptica de 1.3  $\mu\text{m}$  a 1.65  $\mu\text{m}$  foram colocadas nos seus limites físicos do espalhamento Rayleigh (0.35 a 0.2 *dB/km*), que

podem ser explorada por sistemas DWDM. A banda de 1.53 a 1.57  $\mu m$  (conhecida com banda C, banda do Érbio) é basicamente o que é explorado na quarta geração. Isto é, na quinta geração podemos ter sistemas DWDM explorando várias bandas. Isto corresponderia a termos centenas de canais ópticos simultâneos, possibilitando taxas de transmissão nunca antes imaginadas em uma única fibra óptica. Este fato está sendo implementado não somente com o uso de DWDM mas também com o aumento das taxas de modulação dos canais que atualmente têm como estado da arte taxas de 40 a 160  $GHz$ . Estes sistemas, no entanto, exigem técnicas cada vez melhores de controle de dispersão e de efeitos não lineares, tais como: mistura de quatro ondas, espalhamento Raman, auto modulação de fase, etc., provenientes da alta intensidade óptica devido ao grande número de canais. A abordagem natural para este controle é a utilização de pulsos ópticos conhecidos como sólitons [12, 13], que podem se propagar na fibra sem distorção do seu perfil espectral e temporal, devido a um mecanismo de competição, bem balanceado, entre efeitos não lineares e o efeitos dispersivo. Vários experimentos têm demonstrado a eventual potencialidade de sólitons aos sistemas de comunicações. Em 1994, já dispomos de sistemas de comunicações com taxas de 10 (15)  $Gbits/s$  sobre uma distância de 35000 (24000)  $km$ . Já em 1996, estavam sendo experimentalmente estudados sistemas WDM com sólitons combinados com técnicas para controle de dispersão. Em 2000 foi demonstrado experimentalmente, usando 27 canais WDM operando com taxas de 20  $Gbits/s$  transmitidos em 9000 $km$  usando sistema híbrido de amplificadores [7].

Outro aspecto de extrema importância reside do fato que o érbio sozinho não pode amplificar uma banda óptica de  $\sim 350 nm$ , e isto coloca uma necessidade de desenvolvimento de novos tipos de amplificadores ópticos, que possam operar

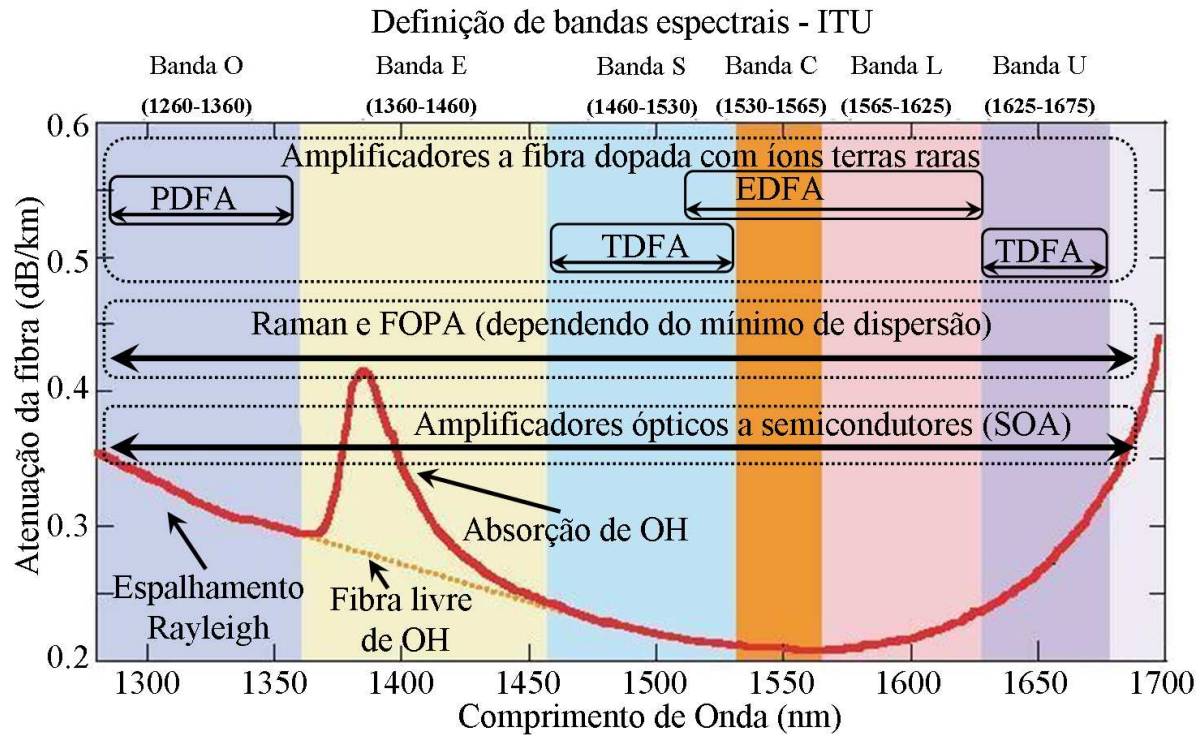


Figura 1.8: Divisão para as bandas de comunicação padronizada pela ITU (International Telecommunications Union) e amplificadores ópticos implementados para cada banda.

entre  $1.3 \mu m$  e  $1.67 \mu m$ , bem como de criar esquemas híbridos de amplificadores.

Atualmente, existe uma subdivisão desta banda em seis sub-bandas (bandas), veja figura 1.8, e vários amplificadores diferentes estão sendo implementados, cada um destinado para uma ou mais banda.

### 1.3 Amplificadores ópticos.

Antes da implementação dos amplificadores ópticos, as distâncias dos enlaces totalmente ópticos não ultrapassavam  $100 km$ . Quando eram necessários maiores distâncias era lançada mão do recurso de dispositivos eletrônicos chamados de 3R (Reshaping, Retiming e Reamplification). Esses dispositivos convertiam o sinal óptico em elétrico, restauravam-no e o reconvertiam em sinal óptico amplificado, veja figura 1.9(a). Os



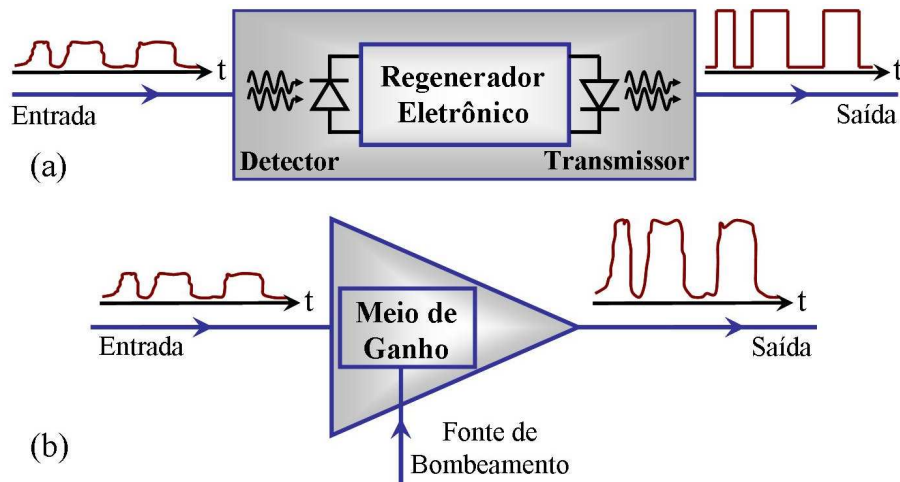


Figura 1.9: (a) Dispositivos 3R e (b) esquema de amplificadores ópticos.

3R representavam limitações para o sistema óptico, tais como, baixo tempo de resposta eletrônica, o que limita altas taxas de modulação, e alto custo. Os amplificadores ópticos se baseiam em um meio opticamente ativo, que denominamos de meio de ganho, e uma fonte de bombeamento que pode ser uma luz coerente intensa ou uma diferença de potencial quando temos o meio de ganho sendo um semicondutor, veja figura 1.9(b). Quando o sinal atravessa o meio de ganho tem sua potência aumentada por transferência direta de energia da fonte de bombeamento para o sinal. Por consequência direta, os amplificadores ópticos são transparentes ao sinal óptico amplificado, tornando o dispositivo indiferente às taxas de modulação utilizadas nos sistemas.

Todavia, os amplificadores ópticos possuem algumas características, que não tiram todos seus méritos, mas os tornam dispositivos não ideais pelas seguintes razões [14]:

- A região de ganho não é necessariamente plana em comprimento de onda, isto é, cada sinal transmitido tem um ganho diferente em cada comprimento de onda.
- Adição de ruídos, causando degradação da sensibilidade do fotoreceptor.
- Efeitos de dispersão e não lineares são passados de maneira acumulativa sem ne-

nhum obstáculo.

Como vimos na seção anterior, na quinta geração temos um conjunto de bandas ópticas que juntas podem chegar a uma largura de banda de  $\sim 350 \text{ nm}$  para tráfego de informações. Todavia, para que tenhamos toda esta banda em funcionamento, devemos dispor de uma tecnologia madura de amplificadores ópticos. Um único amplificador com capacidade de ganho em toda banda não é de “fácil” desenvolvimento. Isto nos leva a projetar amplificadores por faixas de comprimentos de onda (bandas) e que posteriormente podem ser acoplados montando um sistema híbrido de amplificação, objeto de estudo desta tese, que pode cobrir um espectro maior. Estas bandas foram padronizadas pela ITU (International Telecommunications Union) em seis, veja figura 1.8. A principal banda atualmente disponível comercialmente é a banda C (Conventional Band, 1530 a 1565  $\text{nm}$ ) que é totalmente funcional graças aos amplificadores de érbio (EDFA-Erbium-doped fiber amplifier). Contudo, EDFA também estão sendo desenvolvido para funcionamento na banda L (Long wavelengths Band, 1565  $\text{nm}$  a 1625  $\text{nm}$ ) [15, 16] e S (Short wavelengths Band, 1490  $\text{nm}$  a 1530  $\text{nm}$ ) [17].

Outros tipos de amplificadores também estão em desenvolvimento. Por exemplo, para as bandas S e U os amplificadores de túlio (TDFA-Thulium-doped fiber amplifier), para banda O (1260  $\text{nm}$  a 1360  $\text{nm}$ ) os amplificadores de praseodímio (PDFA-Praseodymium-doped fiber amplifier) [3]. Nesta tese, decreveremos em detalhes os amplificadores de EDFA para banda L e TDFA para banda S.

Amplificadores baseados em efeitos não lineares, mistura de quatro ondas e espalhamento Raman podem ter, teoricamente, amplificação em qualquer banda, veja figura 1.8. Os amplificadores ópticos de mistura de quatro ondas e Raman serão motivos de estudo desta tese deixando seus detalhes para capítulos posteriores. Além destes, temos também amplificadores ópticos a semicondutor (SOA, Semiconductor Optical Ampli-

fiers) que, dependendo do semicondutor, podem amplificar em qualquer região espectral. SOAs atualmente têm grande importância no desenvolvimento de óptica integrada, para mais detalhes sobre SOAs deixamos as Ref. [14, 18].

## 1.4 Conversores de comprimento de onda.

Quando dispomos de sistemas ópticos WDM, temos uma série de canais que podem potencializar de forma significativa nosso sistema. Porém quando desejamos trocar de banda de comunicação ou fazer mudança de canais ópticos na mesma banda, novamente temos problemas com limitações eletrônicas quando tratamos de altas taxas de transmissão, o que nos coloca uma necessidade de usarmos sistemas totalmente ópticos para isto. Existem várias técnicas totalmente ópticas para realizar conversão de comprimento de onda. Por exemplo, o uso de SOAs em regime saturado [19, 20], ou explorando processos paramétricos de mistura de quatro ondas em SOAs ou em fibras [21, 22, 23]. Nesta tese, vamos explorar efeitos paramétricos em fibra tanto com a finalidade de amplificadores como também de conversores de comprimento de onda.

## 1.5 Descrição do corpo da tese.

Temos como objetivo, nesta tese, o estudo de efeitos não lineares, tais como, efeitos paramétricos de mistura de quatro ondas, espalhamento Raman e amplificação por íons terra rara para amplificação de sinais ópticos em sistemas de comunicações nas bandas S, C e L. Principalmente, daremos ênfase a efeitos paramétricos puro ou o mesmo associação com algum dos outro efeito, para amplificação e conversão de sinais (bandas S, C e L.). Estudaremos, também, a utilização dos efeitos paramétricos na geração e conversão de comprimento de onda de pulsos ópticos curtos (1.6 ps), geração de múltiplas cópias de

sinais ópticos e os efeitos da polarização do bombeamento sobre a polarização dos sinais amplificados via efeitos paramétricos.

Esta tese está organizada em 6 capítulos e uma conclusão, conforme descrição a seguir:

*Capítulo 1.* Introdução: Faremos uma introdução histórica às comunicações ópticas e estudos básicos de amplificadores e conversores de comprimento de onda.

*Capítulo 2.* Efeitos não lineares e propagação de ondas em fibras ópticas: descreveremos fisicamente e teoricamente os principais efeitos em regime linear e não linear em fibras ópticas, tais como, atenuação, dispersão, auto-modulação de fase, modulação de fase cruzada, espalhamento Raman e Brillouin estimulados, processos paramétricos.

*Capítulo 3.* Amplificação e conversão de comprimentos de onda via efeitos paramétricos com e sem assistência de ganho Raman: mostraremos teoricamente e experimentalmente a caracterização de um amplificador paramétrico sem e com bombeamento Raman externo acoplado.

*Capítulo 4.* Amplificação e conversão de frequência com amplificadores híbridos de íons terra rara+FOPA: mostraremos experimentalmente associações em série de TDFA+FOPA e EDFA+FOPA para amplificação nas bandas S e C+L e conversão de comprimentos de ondas de S para C+L e C+L para S, respectivamente.

*Capítulo 5.* Geração de trem de pulsos com taxas de repetição de 170 GHz via processos paramétricos: demonstramos experimentalmente e teoricamente (simulação numérica) o uso de processos paramétricos para formação e conversão de frequência central de trens de pulsos ópticos curtos na taxa de repetição de  $\sim 170$  GHz e largura temporal de até 1.6ps na banda C.

*Capítulo 6.* Estudos de polarização e geração de múltiplos *idlers* com polarizações diversas via efeitos paramétricos: demonstramos a geração, via processos paramétricos, e demultiplexação de cópias de sinais ópticos em diversas polarizações para usos em tele-

comunicações WDM. Analisamos os efeitos na polarização de um sinal sendo amplificado por efeitos paramétricos.

*Capítulo 7.* Conclusões gerais: Finalizamos com um resumo dos principais resultados e suas discussões.

## Capítulo 2

# Efeitos não lineares e propagação de ondas em fibras ópticas.



### 2.1 Introdução.

Neste capítulo, daremos ênfase à propagação de ondas em fibras tanto no regime linear quanto não linear. Deduziremos a equação de propagação de onda polarizada em fibras. Discutiremos e exemplificaremos efeitos de propagação, tais como, atenuação, dispersão, auto-modulação de fase e modulação de fase cruzada, além de dar uma maior ênfase aos efeitos: Espalhamentos Raman e Brillouin estimulados e aos processos paramétricos em fibras.

Na introdução sobre efeitos de espalhamento Raman estimulado, mostraremos a equação que envolve o processo de amplificação. No espalhamento Brillouin estimulado, trataremos do método utilizado para aumentar a potência de limiar pelo aumento de

largura espectral do bombeamento. Nos processos paramétricos, descreveremos várias formas para as equações envolvidas no efeito de mistura de quatro ondas em fibras.

Por fim, trataremos de fibras com alto parâmetro não linear devido à dopagem com germânio e diminuição de suas áreas efetivas. Utilizamos esse tipo de fibra em nossos experimentos com amplificação paramétrica e Raman.

## 2.2 Equação de onda em meios não lineares.

O comportamento de ondas eletromagnéticas em uma região do espaço com propriedades físicas contínuas é governado pelas equações de Maxwell. Tendo como motivo principal meios no qual a intensidade óptica induz a uma resposta não linear, podemos descrever o comportamento de ondas através das equações de Maxwell, que no sistema internacional de unidades (SI) assumem a forma [24]:

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

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \quad (2.4)$$

onde  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  são, respectivamente, os vetores campo elétrico e campo magnético,  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{B}$  são correspondentes densidades de fluxo elétrico e magnético. O meio no qual nos concentraremos são dielétricos sem cargas ou correntes livres, como fibras ópticas, isto é,  $\rho(\mathbf{r}, t) = 0$  e  $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = 0$ . A resposta do meio ao campo elétrico e magnético da onda luminosa é dada pelas relações constitutivas:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad \text{ou} \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.6)$$

onde  $\varepsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$  é a permissividade elétrica do vácuo e  $\mu_0 \approx \pi \cdot 10^{-17} \text{ H/m}$  é a permeabilidade magnética do vácuo,  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{M}$  são polarizações elétricas e magnéticas induzidas, respectivamente.

Para dielétricos não magnéticos, o caso de fibras ópticas,  $\mathbf{M} = \mathbf{0}$ . Esta consideração faz com que não nos preocupemos com campos magnéticos  $\mathbf{H}$ , pois para nosso meio, seus efeitos são irrelevantes. Além disso para meios homogêneos  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ . Com essas simplificações, as equações de Maxwell tomam a forma:

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.10)$$

Se calcularmos o rotacional da equação 2.7 e usarmos a identidade vetorial  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$  teremos:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} &= \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \nabla \times \left( -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right) \\ &= -\mu_0 \frac{\partial (\nabla \times \mathbf{H})}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.12)$$

onde usamos a definição  $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$  e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo.

A equação 2.12 descreve a interação do meio com o campo elétrico. Na polarização elétrica  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  encontra-se toda informação relevante do meio para a propagação do campo elétrico.

Podemos descrever a polarização  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  como uma soma de efeitos lineares e não lineares, para isso, temos:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (2.13)$$



onde  $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$  é a contribuição somente de efeitos lineares e  $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$  de efeitos não lineares.

Fundamentalmente, a origem da resposta do meio à passagem do campo elétrico está relacionada ao movimento dos elétrons livres sob a influência do campo  $\mathbf{E}$  aplicado. Como resultado, a polarização induzida  $\mathbf{P}$  dos dipolos elétricos é não linear no campo elétrico  $\mathbf{E}$ , isto é, satisfaz a expansão:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \left[ \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right] \quad (2.14)$$

que é equivalente a:

$$P_j = \varepsilon_0 \left[ \chi_{jk}^{(1)} E_k + \chi_{jkl}^{(2)} E_k E_l + \chi_{jklm}^{(3)} E_k E_l E_m + \dots \right] \quad (2.15)$$

onde  $\chi^{(j)}$  é a susceptibilidade de  $j$ -ésima ordem. A susceptibilidade de primeira ordem  $\chi^{(1)}$  representa a parte dominante de  $\mathbf{P}$ , seus efeitos são acrescentados através do índice de refração e do efeitos de atenuação da onda no meio, incluídos via coeficiente de atenuação  $\alpha$ . A susceptibilidade de segunda ordem  $\chi^{(2)}$  é responsável pela primeira ordem de correção dos efeitos não lineares. Nestes efeitos, destacam-se: geração de segundo harmônico e geração de soma de frequências. Contudo, esse termo e qualquer susceptibilidade de ordem par são nulos para meios que possuam simetria de inversão em nível molecular [25], como é o caso de fibras ópticas de sílica. A ordem de não linearidade mais baixa em fibras ópticas é originária de  $\chi^{(3)}$ , o qual é responsável pelo índice de refração não linear (efeito Kerr). O efeito Kerr representa a dependência do índice de refração com a intensidade do campo elétrico. Matematicamente:

$$\tilde{n}(\omega, |\mathbf{E}|^2) = n(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (2.16)$$

onde  $n(\omega)$  é o índice de refração linear.

Podemos escrever  $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$  e  $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$  em função do campo elétrico  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  através

das relações:

$$P_L^j(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{jk}^{(1)}(t - t') E_k dt' \quad (2.17)$$

$$P_{NL}^j(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{jklm}^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) E_k E_l E_m dt_1 dt_2 dt_3 \quad (2.18)$$

onde  $P_L^j$  é a  $j$ -ésima componente de  $\mathbf{P}_L$  e  $P_{NL}^j$  é a  $j$ -ésima componente de  $\mathbf{P}_{NL}$ . As relações somente são válidas em uma aproximação de dipolo elétrico, tal que a resposta do meio é local.

Considerando a resposta do meio instantânea, podemos escrever a dependência temporal da susceptibilidade como funções delta para o caso linear e o produto de  $n$  funções delta para susceptibilidade de  $n$ -ésima ordem. Assim temos:

$$P_L^j(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{jk}^{(1)} \delta(t - t') E_k dt' = \varepsilon_0 \chi_{jk}^{(1)} E_k \quad (2.19)$$

$$P_{NL}^j(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{jklm}^{(3)} \delta(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3) E_k E_l E_m dt_1 dt_2 dt_3 = \varepsilon_0 \chi_{jklm}^{(3)} E_k E_l E_m \quad (2.20)$$

Em geral, tanto o elétron quanto o núcleo respondem à passagem da radiação eletromagnética, porém a resposta do núcleo à radiação é muito pequena se comparada à resposta eletrônica. Com essas considerações, pode-se escrever a equação de onda 2.12 na forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

É necessário realizarmos algumas simplificações para resolvermos a equação 2.21. Inicialmente,  $\mathbf{P}_{NL}$  é tratado como uma pequena perturbação para  $\mathbf{P}_L$ . Segundo, supõe-se que o campo óptico seja quase monocromático, o que implica dizer que o espectro é centrado em uma frequência central  $\omega_0$ , isto é, um espectro com largura tal que

$\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ . Terceiro, por considerarmos a fibra óptica como um meio de propagação isotrópico, teremos o tensor susceptibilidade linear como:

$$\chi^{(1)} = \chi_{xx}^{(1)} \mathbf{1} \quad (2.22)$$

onde  $\mathbf{1}$  é a matriz identidade, e para o tensor susceptibilidade não linear  $\chi^{(3)}$  teremos 21 componentes não nulas das quais somente 3 são independentes [25, 26]:

$$\begin{aligned} \chi_{yyzz}^{(3)} &= \chi_{zzyy}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)}, \\ \chi_{yzyz}^{(3)} &= \chi_{zyzy}^{(3)} = \chi_{zxzx}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)}, \\ \chi_{yzzy}^{(3)} &= \chi_{zyyz}^{(3)} = \chi_{zxzx}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)} = \chi_{xyyx}^{(3)}, \\ \chi_{zzzz}^{(3)} &= \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xxyy}^{(3)} + \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{yxyx}^{(3)} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Assim escrevendo  $\chi_{xxxx}^{(3)}/3 = \chi_{xxyy}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxyx}^{(3)}$  [26], teremos:

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \varepsilon_0 \chi_{xx}^{(1)} \mathbf{E} \quad (2.24)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(r, t) = \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E} \quad (2.25)$$

Assim, podemos usar 2.24 e 2.25 na equação 2.21 ficando com:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \varepsilon_0 \chi_{xx}^{(1)} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \varepsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E}] \quad (2.26)$$

Considerando o campo elétrico na forma:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) + \tilde{\mathbf{E}}^*(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)] \quad (2.27)$$

teremos:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\omega^2}{c^2} (1 + \chi_{xx}^{(1)}) \tilde{\mathbf{E}} + \frac{\chi_{xxxx}^{(3)} \omega^2}{4c^2} [2 |\tilde{\mathbf{E}}|^2 \tilde{\mathbf{E}} + (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}) \mathbf{E}^*] \quad (2.28)$$

Definindo como  $n = (1 + \text{Re}(\chi_{xx}^{(1)}))^{1/2}$ ,  $\alpha = \frac{\omega}{cn} \text{Im}(\chi_{xx}^{(1)})$ ,  $\beta = \frac{\omega n}{c}$  e  $n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)}$  a equação 2.28 fica:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + (\beta^2 + i\beta\alpha) \tilde{\mathbf{E}} + \beta n_2 \frac{2\omega}{3c} [2 |\tilde{\mathbf{E}}|^2 \tilde{\mathbf{E}} + (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}) \mathbf{E}^*] = 0 \quad (2.29)$$

Utilizando o método de substituição de variáveis no campo elétrico da equação 2.29, isto é, escrevendo:

$$\tilde{\mathbf{E}}(r, \omega - \omega_0) = \Psi(x, y) |A(z, \omega - \omega_0)\rangle \exp(i\beta_0 z) \quad (2.30)$$

no qual teremos as funções:  $\Psi(x, y)$  é responsável pela distribuição modal transversal do campo elétrico,  $|A(z, \omega - \omega_0)\rangle = [A_x \ A_y]^T$  amplitude transversal do campo elétrico na frequência  $\omega$  em notação de vetores de Jones [27], e uma parte oscilatória ao longo da propagação do pulso dado por  $\exp(i\beta_0 z)$  onde  $\beta_0$  é o vetor de onda central.

Substituindo na equação 2.29 a equação 2.30, ficamos com:

$$\begin{aligned} (\nabla_{\perp}^2 \Psi) |A\rangle + \left\{ \frac{\partial^2}{\partial z^2} |A\rangle + 2i\beta_0 \frac{\partial}{\partial z} |A\rangle + (\beta^2 - \beta_0^2) |A\rangle + i\beta\alpha |A\rangle \right\} \Psi + \\ + \frac{\beta n_2 \omega}{c} \frac{2}{3} |\Psi|^2 \Psi \{2 \langle A | A \rangle + |A^*\rangle \langle A^*| \} |A\rangle = 0 \end{aligned} \quad (2.31)$$

No caso em que temos fibras padrão de sistemas de comunicação óptica, isto é, sua geometria e diferenças de índice de refração (núcleo-casca) são projetados para termos um único modo propagante na fibra,  $\text{TE}_{00}$ , fibra monomodo (SMF-28 monomodo para sinais ópticos com comprimento de onda maior que 1260 nm [28]). Não teremos, assim, efeitos de dispersão modal produzidos por  $\nabla_{\perp}^2 \Psi$ , isto é  $\nabla_{\perp}^2 \Psi = 0$ , deixando os efeitos resultantes de  $\Psi(x, y)$  apenas como uma área efetiva iluminada dentro do núcleo da fibra,  $A_{eff}$ . Multiplicando ambos os termos da equação 2.31 por  $\Psi^*$  e integrando em toda dimensão transversal, temos:

$$\frac{\partial^2 |A\rangle}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial |A\rangle}{\partial z} + (\beta^2 - \beta_0^2 + i\beta\alpha) |A\rangle + \frac{\beta n_2 \omega}{c A_{eff}} \frac{2}{3} \{2 \langle A | A \rangle + |A^*\rangle \langle A^*| \} |A\rangle = 0 \quad (2.32)$$

onde;

$$A_{eff} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.33)$$

No limite de tratarmos de larguras espectrais pequenas, em torno da frequência central, isto é,  $\Delta\omega \ll \omega$ , passa a ser válida a aproximação  $\beta/\beta_0 \approx 1 \Rightarrow (\beta^2 - \beta_0^2) \approx 2\beta_0(\beta - \beta_0)$ , considerando a aproximação de mudanças lentas para amplitude do campo elétrico, isto é,  $\frac{\partial^2 |A\rangle}{\partial z^2} \ll 2i\beta_0 \frac{\partial |A\rangle}{\partial z}$  de maneira que podemos desprezar a derivada de segunda ordem na equação 2.32. Assim, ficamos com:

$$\begin{aligned} 2i\beta_0 \frac{\partial |A\rangle}{\partial z} + 2\beta_0(\beta - \beta_0) |A\rangle + i\beta\alpha |A\rangle + \frac{\beta n_2 \omega}{cA_{eff}} \frac{2}{3} \{2 \langle A|A\rangle + |A^*\rangle \langle A^*|\} |A\rangle &= 0 \\ \Rightarrow i \frac{\partial |A\rangle}{\partial z} + (\beta - \beta_0) |A\rangle + \frac{i\alpha}{2} |A\rangle + \frac{1}{3} \gamma \{2 \langle A|A\rangle + |A^*\rangle \langle A^*|\} |A\rangle &= 0 \end{aligned} \quad (2.34)$$

onde:  $\gamma = \frac{n_2 \omega}{cA_{eff}}$ , conhecido como parâmetro de não linearidade.

A equação 2.34 pode ser colocada de uma forma mais clara:

$$i \frac{\partial}{\partial z} |A\rangle + (\beta - \beta_0) |A\rangle + \frac{i\alpha}{2} |A\rangle + \gamma \left\{ \begin{bmatrix} |A_x|^2 \\ |A_y|^2 \end{bmatrix} + \frac{2}{3} \begin{bmatrix} |A_y|^2 \\ |A_x|^2 \end{bmatrix} \right\} |A\rangle + \frac{\gamma}{3} \begin{bmatrix} A_y^2 \\ A_x^2 \end{bmatrix} |A^*\rangle = 0 \quad (2.35)$$

A equação 2.34 ou 2.35 é conhecida também como equação não linear de Schrödinger [29]. Ela descreve o comportamento não linear de ondas eletromagnéticas com polarizações transversais bem definida em fibra óptica, levando em conta que suas distribuições modais são similares. Nesta equação 2.34, podemos reconhecer vários termos responsáveis por diversos efeitos de propagação, tais como, atenuação, efeitos dispersivos e auto-modulação de fase.

## 2.3 Atenuação.

Potências ópticas transmitidas ao longo de fibra óptica sofrem efeito de atenuação. Vejamos a equação 2.34 somente com este efeito:

$$\frac{\partial}{\partial z} |A\rangle = -\frac{\alpha}{2} |A\rangle \quad (2.36)$$

sendo a potência óptica definida por  $P(z) = \langle A(z) | A(z) \rangle$ , teremos:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\alpha P \Rightarrow P(z) = P(0) e^{-\alpha z} \quad (2.37)$$

O coeficiente de atenuação da fibra,  $\alpha$ , também é expresso em  $dB/km$ , usando-se a relação:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \left( \frac{P(L)}{P(0)} \right) = 4.343\alpha \quad (2.38)$$

Perdas em fibras são dependentes do comprimento de onda da luz, isto é,  $\alpha = \alpha(\lambda)$ . A figura 2.1 ilustra o comportamento da atenuação com o comprimento de onda. Os princípios físicos para as perdas consistem na absorção do material e no processo de espalhamento Rayleigh. Sílica absorve apenas na região do espectro abaixo de  $300 \text{ nm}$  (ultravioleta) e acima de  $2000 \text{ nm}$  (infravermelho distante). Porém, pequenas quantidades de impurezas podem gerar picos de absorção na janela de  $500 \text{ nm}$  a  $2000 \text{ nm}$ . A impureza mais comum em fibras de sílica é o íon de  $OH^-$ , que se origina durante o processo de fabricação da fibra. Esse íon tem sua frequência fundamental de ressonância em  $2730 \text{ nm}$ , e seu segundo harmônico em torno de  $1370 \text{ nm}$ , causando grande atenuação, veja figura 2.1. Atualmente, tem-se a ausência de água no processo de fabricação de fibras ópticas, assim sendo não temos os íon  $OH^-$  e, com isso, o pico de absorção em  $1370 \text{ nm}$  não está mais presente. Estas fibras são conhecidas como *all-wavelength fibers* ou *dry fibers* (fibras secas).

Mesmo com os melhores processos de fabricação, a sílica tem flutuações em sua densidade que resultam em variações locais no índice de refração. Por isso, há espalhamento de luz. Este processo de perda chama-se de espalhamento Rayleigh e é intrínseco à fibra e corresponde ao mínimo de perda na fibra. Tem sua dependência na forma:

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.39)$$

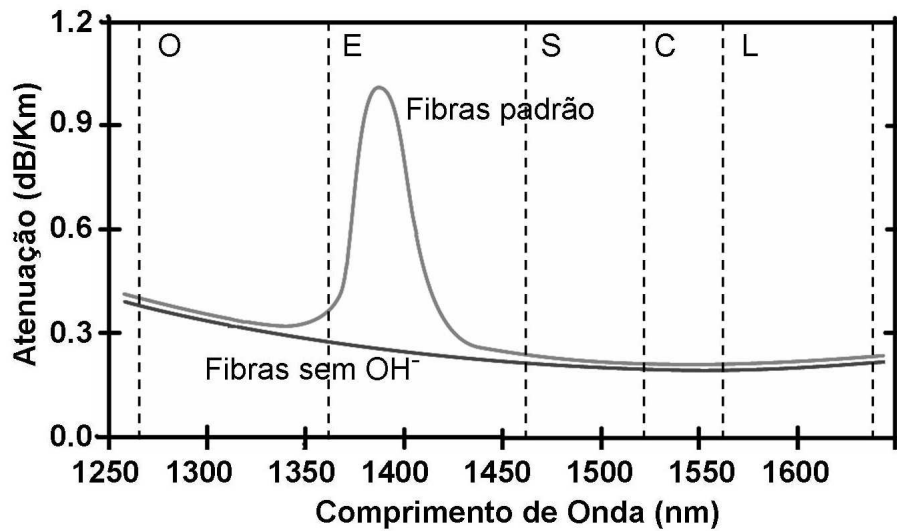


Figura 2.1: Espectro de atenuação em fibras ópticas de sílica com e sem pico de  $\text{OH}^-$ , definição usual das bandas de telecomunicações, bandas O (1260 – 1360 nm), E (1360 – 1460 nm), S (1460 – 1530 nm), C (1530 – 1565 nm), L (1565 – 1625 nm) (Recomendações da ITU (International Telecommunications Union)).

sendo  $C$  uma constante. Portanto o espalhamento Rayleigh produz mais perda óptica para radiação com menores comprimentos de onda.

As bandas de telecomunicações em uso atualmente estão diretamente relacionadas com a curva de atenuação em fibra, veja figura 2.1. As baixas perdas em fibras permitem uma transmissão de  $\sim 100$  km em um comprimento de onda de 1550 nm com atenuação  $0.2$  dB/km. Essas perdas podem ser compensadas com o uso de amplificadores ópticos. Na banda C, usa-se o amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA, Erbium doped fiber amplifier). Porém, o uso de tecnologias de multiplexação de comprimento de onda e as crescentes taxas de transmissão de informação fazem necessário o uso de novas bandas de comunicação no qual o EDFA não pode ser utilizado, impedindo, assim, o crescimento da capacidade de transmissão nesses sistemas. Várias novas tecnologias alternativas já estão sendo disponíveis para tornar possível este crescimento.

## 2.4 Dispersão cromática.

Entre as várias respostas à passagem de campo elétrico em um meio, temos a da manifestação da dependência do índice de refração com a frequência, que é a origem da dispersão cromática e está relacionada com as frequências características da ressonância, nas quais o meio absorve a radiação eletromagnética. Longe das ressonâncias do meio, o índice de refração é aproximado pela equação de Sellmeier:

$$\varepsilon(\omega) = (n(\omega))^2 = 1 + \sum_{j=1}^M \frac{B_j \omega^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (2.40)$$

onde  $\omega_j$  é a frequência de ressonância e  $B_j$  é a intensidade dos osciladores que participam da  $j$ -ésima ressonância. A soma dos termos do lado direito da equação 2.40 estende-se sobre todas as ressonâncias do material que contribuem para o intervalo de frequência de interesse. No caso das fibras ópticas, os parâmetros  $B_j$  e  $\omega_j$  são obtidos experimentalmente pelo ajuste da curva de dispersão média com a equação 2.40.

A dispersão na fibra desempenha um papel limitante em sistemas de comunicação óptica, visto que diferentes componentes espectrais dos sinais de comunicação, que podem ser uma modulação de onda quadrada ou pulsos curtos, viajam com diferentes velocidades de fase dadas por  $(c/n(\omega))$ . Mesmo quando os efeitos não lineares são desprezíveis, o alargamento dos sinais é induzido pela distância de propagação. Matematicamente, os efeitos na fibra são calculados pela expansão do modo de propagação  $\beta(\omega)$  em torno de uma frequência central  $\omega_0$ :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{3!} \beta_3 (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.41)$$

onde:

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega_0} \quad \text{com} \quad m = (1, 2, 3, \dots) \quad (2.42)$$

Observamos que a envoltória do sinal move-se na velocidade de grupo  $v_g = \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega_0} = \frac{1}{\beta_1}$ , enquanto que o parâmetro  $\beta_2 = -\frac{dv_g}{d\omega}$  é responsável pelo alargamento da envoltória. Este



parâmetro é conhecido como dispersão da velocidade de grupo (GVD, Group-Velocity Dispersion). Os parâmetros  $\beta_1$  e  $\beta_2$  estão relacionados com o índice de refração por meio das relações:

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (2.43)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (2.44)$$

Experimentalmente, os profissionais em comunicações ópticas trabalham com o parâmetro de dispersão  $D$ . Esse parâmetro mede o espaçamento temporal,  $\Delta\tau$ , entre dois sinais de diferentes comprimentos de onda,  $\Delta\lambda$ , após percorrerem uma distância  $L$ :

$$\Delta\tau = DL\Delta\lambda \quad (2.45)$$

No limite para atrasos infinitesimais, obteremos o parâmetro de dispersão como:

$$D = \frac{1}{L} \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (2.46)$$

que é o atraso por comprimento da fibra por comprimento de onda, tendo como unidade de  $ps/(nm \text{ km})$ . Resta-nos mostrar a relação entre  $D$ , usado na prática, e o parâmetro  $\beta_2$ , mais comum nas análises teóricas:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.47)$$

Exemplos de curvas de dispersão para dois tipos de fibras são mostrados na figura 2.2. A fibra padrão tem sua dispersão nula em  $\sim 1310 \text{ nm}$ . A fibra com a dispersão nula deslocada para 1510 a 1570  $\text{nm}$  é conhecida como fibra de dispersão deslocada (DSF - Dispersion Shifted Fiber). A dispersão é obtida através da equação 2.46.

Retornando a equação de onda 2.34, desconsiderando efeitos de atenuação e não linearidade, a equação 2.34 fica:

$$i \frac{\partial}{\partial z} |A\rangle + (\beta - \beta_0) |A\rangle = 0 \quad (2.48)$$

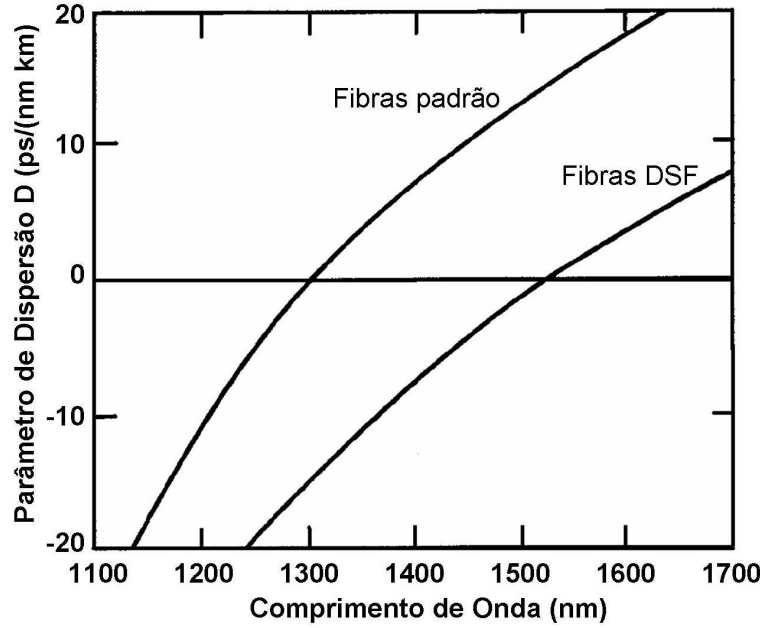


Figura 2.2: Exemplo para curvas de dispersão para fibras padrão e DSF [7].

Por uso da expansão 2.41, a equação para os efeitos dispersivos 2.48 torna-se:

$$i \frac{\partial |A\rangle}{\partial z} + \left( \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 \right) |A\rangle = 0 \quad (2.49)$$

Se nos colocarmos no referencial do sinal óptico o tempo  $t$  se transforma em  $T = t - \beta_1 z$ , para a equação no espaço espectral equivale ao termo  $\beta_1 (\omega - \omega_0) |A\rangle$  ser desprezado.

Podemos então ter como solução para 2.49:

$$\frac{\partial}{\partial z} |A\rangle = \frac{i}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 |A\rangle \Rightarrow |A(z, \omega - \omega_0)\rangle = e^{\frac{i}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 z} |A(0, \omega - \omega_0)\rangle \quad (2.50)$$

Considerando o perfil polarizado somente em uma direção, isto é,  $|A\rangle = [A \ 0]^T$ , podemos reescrever a equação 2.50 na forma:

$$A(z, \omega - \omega_0) = A(0, \omega - \omega_0) e^{\frac{i}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 z} \quad (2.51)$$

Podemos então observar que o perfil espectral do sinal não muda ao longo de  $z$ . Podemos definir o perfil temporal como:

$$A(z, T) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z, \omega - \omega_0) e^{-i(\omega - \omega_0)T} d(\omega - \omega_0) \quad (2.52)$$

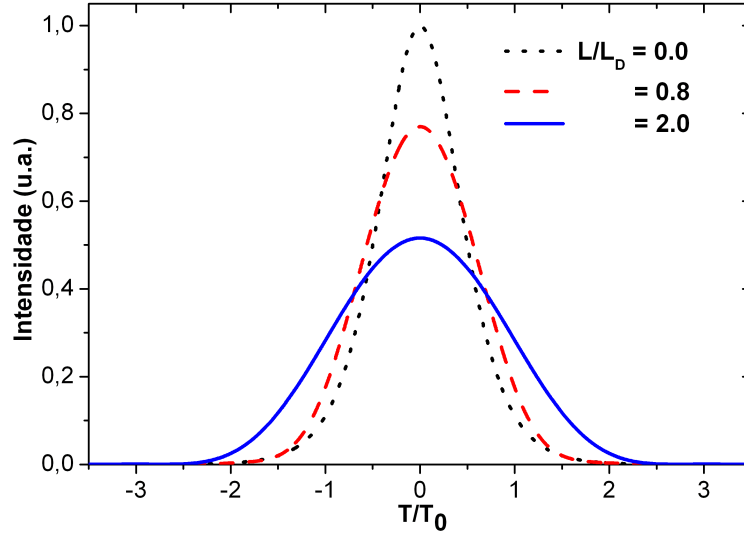


Figura 2.3: Dispersão de um pulso sech usando a equação 2.51. Temos aqui  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$  e  $T_0$  é a largura temporal inicial do pulso.

Ficando o perfil temporal de 2.51 na forma:

$$A(z, T) = \int_{-\infty}^{\infty} A(0, \omega - \omega_0) e^{-i(\frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 - (\omega - \omega_0)T)} d(\omega - \omega_0) \quad (2.53)$$

Podemos analisar, desta forma, a dispersão a partir da equação 2.53. Por exemplo, podemos observar o efeito da dispersão em um pulso secante hiperbólica, como ilustrado na figura 2.3. Notamos que o pulso alarga temporalmente, à medida que se propaga ao longo da fibra. Podemos também analisar os efeitos de dispersão em uma linha de transmissão óptica, no qual esse efeito degrada o sinal de entrada podendo gerar interferência entre os bits, veja figura 2.4.

## 2.5 Auto-modulação de fase.

Considerando os efeitos da polarização não linear produzida pelo campo elétrico em sua passagem em um meio, podemos ter um acoplamento do índice de refração com a intensidade luminosa (efeito Kerr). Este acoplamento pode gerar, no domínio espec-

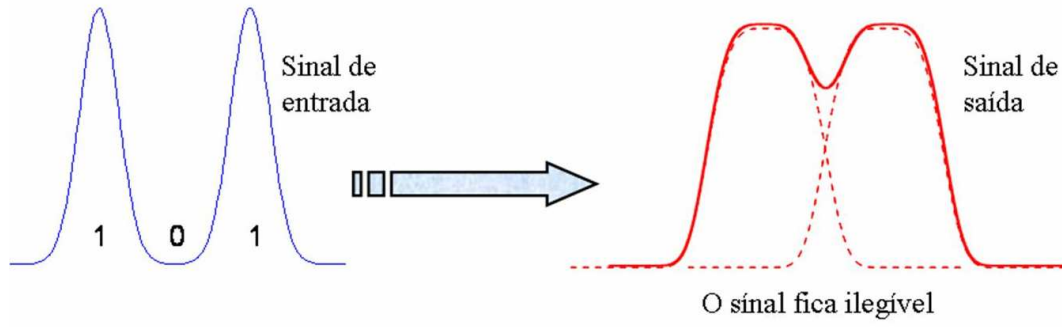


Figura 2.4: *Interferência entre bits devido à dispersão. À medida que o pulso viaja ao longo de uma fibra, ele se alarga. Isto limita a distância de transmissão e a taxa de bits a ser enviada em uma fibra óptica.*

tral, novas componentes de frequência, ou seja, podemos, com a não linearidade, gerar uma fase para cada instante do pulso dependendo de sua intensidade. Este fenômeno chamamos de auto-modulação de fase (SPM, Self-phase Modulation). Observando, unicamente, o SPM através da equação 2.34, desprezamos os efeitos dispersivos e de absorção, ficando com:

$$i \frac{\partial}{\partial z} |A\rangle + \frac{1}{3} \gamma \{ 2 \langle A | A \rangle + |A^*\rangle \langle A^*| \} |A\rangle = 0 \quad (2.54)$$

Em uma polarização unidimensional teremos:

$$i \frac{\partial}{\partial z} A + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (2.55)$$

que tem como solução para um perfil temporal inicial,  $A(0, T) = \sqrt{P} U(0, T)$ , onde  $P$  é a potência de pico e:

$$U(z, T) = U(0, T) e^{i\phi_{NL}(z, T)} \quad (2.56)$$

onde:

$$\phi_{NL} = |U(0, T)|^2 \frac{z}{L_{NL}}, \quad e \quad L_{NL} = (\gamma P)^{-1} \quad (2.57)$$

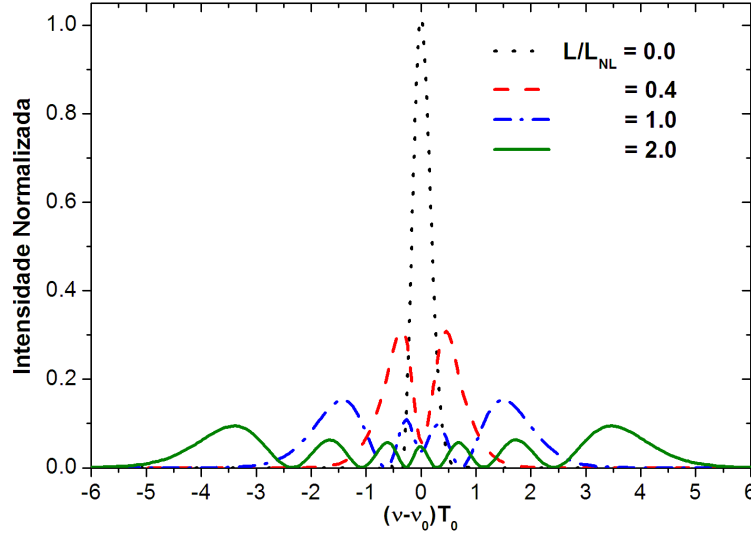


Figura 2.5: Propagação de um pulso sech sobre efeito unicamente de auto-modulação de fase, utilizando a equação 2.58.

Assim, o efeito de SPM, sozinho não afeta o perfil temporal  $|U(z, T)|^2$ . No domínio espectral, a equação 2.56 toma a forma:

$$U(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(0, T) e^{i\phi_{NL}(z, T) + iT\omega} dT \quad (2.58)$$

Utilizando a equação 2.58, esboçamos o efeito produzido por um pulso com perfil inicial tipo  $U(0, T) = \text{sech}(T/T_0) \exp(i\phi_0)$  quando se propaga num meio no qual SPM é o efeito dominante, veja figura 2.5.

## 2.6 Modulação de fase cruzada.

Assim como na auto-modulação de fase (SPM), podemos ter um pulso óptico com frequência  $\omega_1$ , que tenha uma intensidade capaz de gerar uma polarização não linear que pode ser sentida por um outro pulso de frequência  $\omega_2$ , quando essa interação ocorre com a geração de uma fase não linear variando temporalmente no pulso. Isto é, gerando novas frequências para  $\omega_1$ , podemos dizer que  $\omega_1$  esta sofrendo o efeito de modulação

de fase cruzada (XPM, Cross-Phase Modulation). Tanto no efeito de SPM quanto o de XPM, as ondas não transferem energia de uma para a outra. Analisaremos este efeito usando a equação de onda não linear 2.55 com duas ondas copropagantes da forma:

$$A = A_1 e^{i\omega_1 t} + A_2 e^{i\omega_2 t} \quad (2.59)$$

obteremos assim para termos unicamente ressonantes com  $\omega_1$  e  $\omega_2$ :

$$|A|^2 A = \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2\right) A_1 e^{i\omega_1 t} + \left(|A_2|^2 + 2|A_1|^2\right) A_2 e^{i\omega_2 t} + cc \quad (2.60)$$

Assim, as equações de propagação para as ondas  $A_1$  e  $A_2$ :

$$i \frac{\partial}{\partial z} A_1 + \gamma \left(|A_1|^2 + 2|A_2|^2\right) A_1 = 0 \quad (2.61)$$

$$i \frac{\partial}{\partial z} A_2 + \gamma \left(|A_2|^2 + 2|A_1|^2\right) A_2 = 0 \quad (2.62)$$

Notamos que a fase da onda 1 e 2 é alterada na presença da onda 2 e 1, respectivamente. Isto é, equivale a termos um índice de refração observado pela onda 1 e 2, dado por:

$$n_{1(2)}(\omega, E_1, E_2) = n(\omega) + n_2 \left( |E_{1(2)}|^2 + 2|E_{2(1)}|^2 \right) \quad (2.63)$$

Para exemplificar um efeito de XPM vamos inserir dois pulsos Gaussianos [29], um pulso sonda (baixa intensidade) e um pulso de bombeamento (alta intensidade) em uma fibra e observar seus perfis espectrais depois da propagação em uma fibra óptica. Podemos iniciar fazendo umas simplificações nas equações 2.61 e 2.62. Devido à diferença nas intensidades dos pulsos  $|A_B|^2 \gg |A_S|^2$ , escreveremos:

$$i \frac{\partial}{\partial z} A_B + \gamma |A_B|^2 A_B = 0 \quad (2.64)$$

$$i \frac{\partial}{\partial z} A_S + 2\gamma |A_B|^2 A_S = 0 \quad (2.65)$$

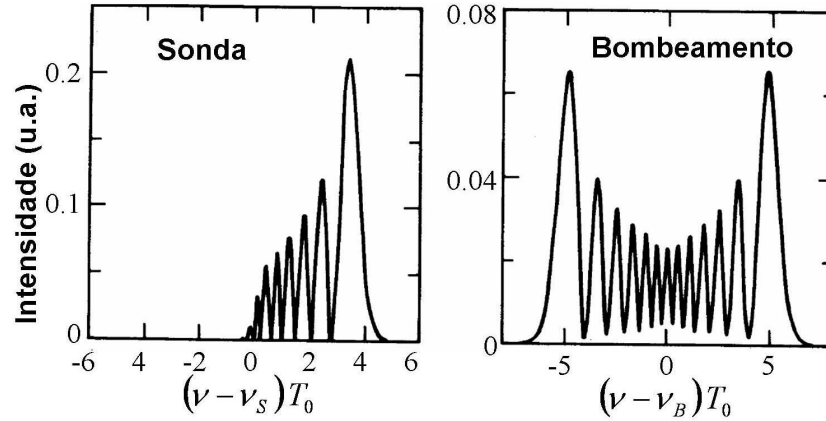


Figura 2.6: Propagação de um pulso sonda e bombeamento copropagantes sobre condições idênticas (adaptado de [29]).

Resolvendo esse sistema de equações acopladas para pulsos gaussianos como perfil temporal inicial, temos as repostas esboçadas no domínio espectral na figura 2.6. Observamos que para o pulso de bombeamento temos unicamente SPM, enquanto que para o pulso sonda tem uma distorção em seu perfil espectral, produzido unicamente pelo efeito de modulação de fase cruzada.

## 2.7 Espalhamento Raman estimulado.

O espalhamento Raman será introduzido nesta seção como sendo um mecanismo não linear de transferência de energia Stokes entre ondas de diferentes comprimentos de onda. Introduzindo, em um contexto físico, o espalhamento Raman como um processo inelástico em que a luz interage com a matéria através de modos vibracionais locais de altas frequências [30]. De um ponto de vista da mecânica quântica, este processo envolve a aniquilação de um fóton de bombeamento e a criação de um fônon óptico e um fóton Stokes. Para conservação de energia, o fóton Stokes é deslocado para frequências menores relativas à frequência do bombeamento. O processo pode ser de natureza espontânea,

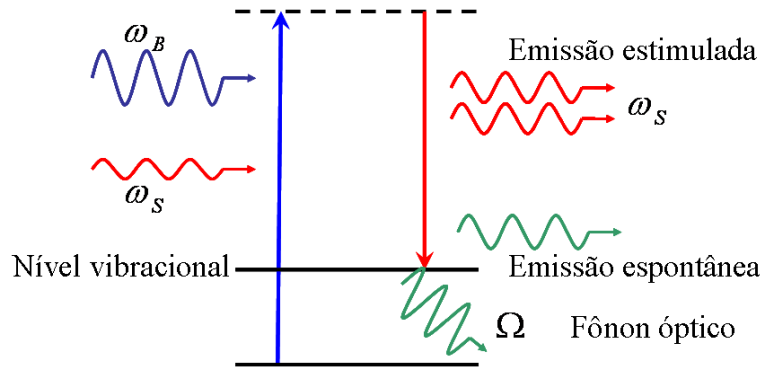


Figura 2.7: Estrutura de níveis quânticos para o espalhamento Raman estimulado (SRS).

evidenciado pela amplificação espontânea (ASE, amplified spontaneous emission) ou estimulado, se temos um fóton de entrada envolvido, veja figura 2.7. Como o espalhamento Raman é um processo não ressonante, seu ganho é disponível para qualquer comprimento de onda sendo bastante estudado em amplificação óptica.

O espalhamento Raman em vidros tem uma proveitosa assinatura espectral, exibindo larguras de bandas que excedem  $30 THz$ . A fonte deste comportamento encontra-se na estrutura amorfa de vidros [31]. Vidros podem dispor de grandes larguras de modos vibracionais ou, em outras palavras, fônons ópticos com grandes alcances de energia como um resultado da ausência de longos parâmetros de ordem. Essas energias de fônons induzem diretamente uma larga variação de energias de fótons Stokes.

Em termos de eletromagnetismo, o ganho devido ao espalhamento Raman está diretamente relacionado com o coeficiente de ganho Raman  $g_R$ , que contém todas as informações da distribuição de energia para cada comprimento de onda, ou seja,  $g_R = g_R(\lambda)$ . O coeficiente de ganho  $g_R$  está relacionado por uma proporcionalidade com a parte imaginária da susceptibilidade não linear  $\chi^{(3)}$ . A figura 2.8 mostra-nos  $g_R$  para fibras de sílica com bombeamento em  $1 \mu m$ . O coeficiente de ganho  $g_R$  tem o seu valor máximo deslocado em frequência em torno de  $13 THz$  ou  $430 cm^{-1}$ . Este deslocamento



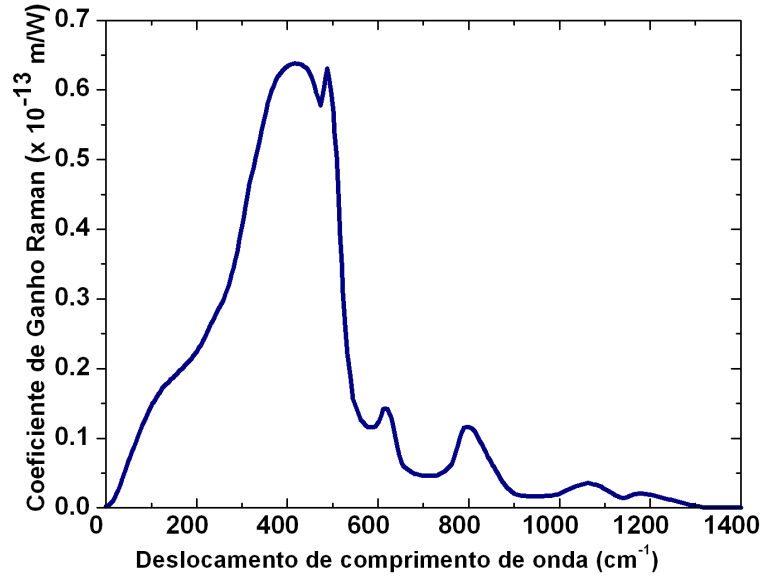


Figura 2.8: Coeficiente de ganho Raman em fibra de sílica bombeada em  $1 \mu\text{m}$ .

corresponde a uma variações em comprimento de onda de  $\sim 100 \text{ nm}$  ( $\sim 50 \text{ nm}$ ) para bombeamento em  $1550 \text{ nm}$  ( $1060 \text{ nm}$ ).

Em fibras de matriz vítrea de sílica com dopagem de germanato tem-se altas não linearidades, veja seção 2.10. Nestas fibras, o coeficiente de ganho Raman tem o seu perfil dependente da concentração de  $\text{GeO}_2$ , veja figura 2.9. Podemos observar um aumento de até 9 vezes em relação ao ganho em fibra de sílica e também um alargamento da banda de ganho com o aumento da dopagem de  $\text{GeO}_2$  [31].

Quando os feixes ópticos são cw ou quase-cw, isto é, quando a resposta do meio produzindo o espalhamento Raman é muito mais rápida que o tempo de modulação da luz, e como o espalhamento Raman está relacionado com a parte imaginária da susceptibilidade não linear  $\chi^{(3)}$ . Poderemos então escrever que seus efeitos estão relacionados com ganho ou perdas de energias. Temos, também, a relação direta com a intensidades dos feixes ópticos. Assim, consideramos os coeficientes de absorção efetivo para um sinal

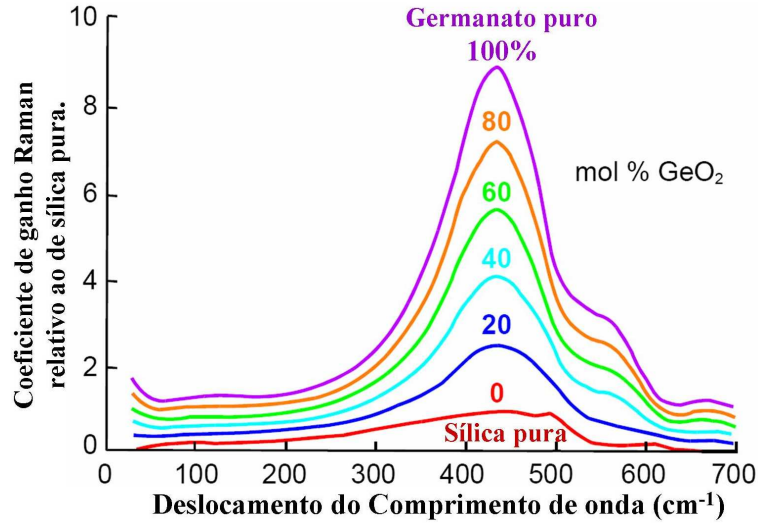


Figura 2.9: Coeficiente de ganho Raman em fibras dopadas com germanato com relação ao coeficiente de ganho  $g_R$  para fibras de sílica puras [31].

Stokes e bombeamento, quando estão copolarizados, da forma [29]:

$$\alpha_1 = \alpha_B + g_B |A_S|^2 A_B \quad (2.66)$$

$$\alpha_2 = \alpha_S - g_S |A_B|^2 A_S \quad (2.67)$$

onde  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  são os coeficientes de absorção efetivo para o bombeamento e o sinal Stokes, respectivamente. Usando as equações 2.34, 2.66 e 2.67, escreveremos as equações de propagação para o bombeamento e o sinal, considerando SPM e XPM e efeitos dispersivos, como:

$$i \frac{\partial A_B}{\partial z} + (\beta_B - \beta_0) A_B + \gamma (|A_B|^2 + 2|A_S|^2) A_B + \frac{i}{2} (\alpha_B + g_B |A_S|^2) A_B = 0 \quad (2.68)$$

$$i \frac{\partial A_S}{\partial z} + (\beta_S - \beta_0) A_S + \gamma (|A_S|^2 + 2|A_B|^2) A_S + \frac{i}{2} (\alpha_S - g_S |A_B|^2) A_S = 0 \quad (2.69)$$

onde os coeficientes de ganho  $g_B$  e  $g_S$  estão relacionados com o coeficiente de ganho Raman  $g_R$  pelas expressões:

$$g_S = \frac{1}{A_{eff}} g_R \quad g_B = \frac{\omega_B}{\omega_S A_{eff}} g_R. \quad (2.70)$$

## 2.8 Espalhamento Brillouin estimulado.

O processo de espalhamento Brillouin pode ser descrito, classicamente, como uma interação entre um bombeamento e um campo Stokes através de uma onda acústica. O bombeamento gera uma onda acústica através do processo de electrostrição [25]. A onda acústica modula o índice de refração da fibra. Esta modulação no índice, induzido pelo bombeamento, cria uma grade de difração de Bragg, que se move com a velocidade da onda acústica,  $v_A$ . Isto faz com que a luz espalhada por esta grade tenha uma frequência menor que a do bombeamento (onda Stokes), devido ao efeito Doppler ocasionado pelo movimento da grade. Este processo, visto pela mecânica quântica, trata-se de uma aniquilação de um fóton de bombeamento e a criação de um fóton Stokes e um fônon acústico, simultaneamente. Como ambos devem conservar energia e momentum durante o processo de espalhamento temos:

$$\Omega_A = \omega_B - \omega_S, \quad \mathbf{k}_A = \mathbf{k}_B - \mathbf{k}_S \quad (2.71)$$

onde  $\omega_B$  e  $\omega_S$  são as frequências,  $\mathbf{k}_B$  e  $\mathbf{k}_S$  são os vetores de onda, do bombeamento e Stokes, respectivamente.

A frequência  $\Omega_A$  e o vetor de onda  $\mathbf{k}_A$  da onda acústica satisfazem a relação:

$$\Omega_A = v_A \mathbf{k}_A = v_A |\mathbf{k}_B - \mathbf{k}_S|^2 \approx 2v_A |\mathbf{k}_B| \sin(\theta/2) \quad (2.72)$$

onde  $\theta$  é ângulo entre os campos de bombeamento e Stokes, e usamos  $|\mathbf{k}_B| \approx |\mathbf{k}_S|$ . A equação 2.72 mostra que a frequência da onda Stokes depende do ângulo de espalhamento. Em fibras, temos unicamente dois ângulos possíveis,  $\theta = 0$  ou  $\pi$ . No ângulo 0 (espalhamento copropagante com o bombeamento) não temos onda espalhada, em  $\pi$  temos o máximo de luz retroespalhada. Logo, observamos que as ondas de bombeamento e Stokes são contrapropagantes. Da relação de dispersão 2.72, podemos observar

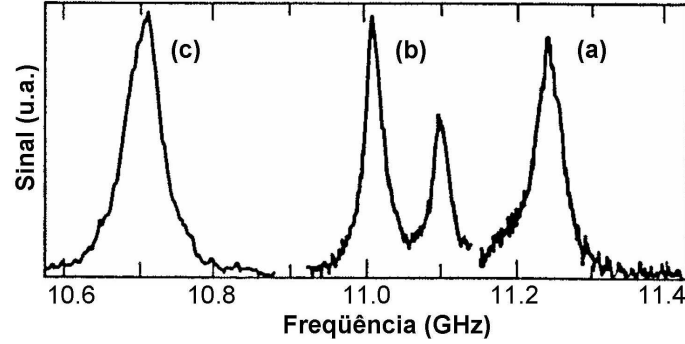


Figura 2.10: Medidas de espectro Brillouin usando um bombeamento de 1525nm em três tipos diferentes de fibras dopadas com germânio: (a) fibra com núcleo de sílica; (b) fibra com casca afinada; (c) fibra DSF [7]

que a frequência de deslocamento do espalhamento Brillouin estimulado é dado por:

$$\nu_A = \Omega_A/2\pi = 2nv_A/\lambda_B \quad (2.73)$$

onde usamos  $|\mathbf{k}_B| = 2\pi n/\lambda_B$ ,  $n$  índice de refração e  $\lambda_B$  comprimento de onda de bombeamento. Usando parâmetros típicos de fibra de sílica,  $v_A = 5.69 \text{ km/s}$  e  $n = 1.45$ , teremos  $\nu_A \approx 11 \text{ GHz}$  em  $\lambda_B = 1.55 \mu\text{m}$ . Assim como ocorre no processo de espalhamento Raman estimulado, onde é caracterizado por um parâmetro de ganho  $g_R$ , o espalhamento Brillouin também é caracterizado pelo seu parâmetro de ganho  $g_{SBS}$ , com o pico de ganho em  $\Omega = \Omega_A$ . Contudo, sua largura espectral é muito menor que do espalhamento Raman,  $\approx 10 \text{ MHz}$  no Brillouin e  $\approx 10 \text{ THz}$  no Raman, veja figura 2.10. Isto está relacionado com os tempos de vidas dos fônons acústicos que são muito maiores que os tempos de vida dos fônons ópticos do caso Raman. Se considerarmos que as ondas acústicas decaem da forma  $\exp(-\Gamma_{SBS}t)$ , o espectro de ganho Brillouin tem uma forma Lorentziana [29]:

$$g_{SBS} = g_B \frac{(\Gamma_{SRS}/2)^2}{(\Omega - \Omega_A)^2 + (\Gamma_{SRS}/2)^2} \quad (2.74)$$

onde o valor do pico de ganho  $g_B$  ocorre em  $\Omega = \Omega_A$ . O parâmetro de ganho  $g_B$  tem

seu valor dependendo, exclusivamente, de várias características do material, tais como, densidade e coeficiente elástico-óptico.

A largura espectral do ganho Brillouin (FWHM) está relacionada com  $\Gamma_{SBS}$  como  $\Delta\nu_{SBS} = \Gamma_{SBS}/2\pi$ . O tempo de vida é dado por  $T_{SBS} = \Gamma_{SBS}^{-1} \approx 10 \text{ ns}$ .

A potência de limiar da emissão Brillouin estimulado pode ser dada por [29]:

$$g_B P_{lim} L_{eff} / A_{eff} \approx 21 \quad (2.75)$$

Se usarmos parâmetros típicos de fibras de sílica SMF,  $A_{eff} = 50 \text{ } \mu\text{m}^2$ ,  $L_{eff} = 20 \text{ km}$  e  $g_B = 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ , na equação 2.75 prediz um  $P_{lim} = 1 \text{ mW}$ .

Nossos experimentos de amplificação paramétrica, com parâmetros,  $A_{eff} = 10.3 \text{ } \mu\text{m}^2$ ,  $L_{eff} \approx 470 \text{ m}$ , assim, temos  $P_{lim} \approx 9 \text{ mW}$ . Isto torna o retroespalhamento Brillouin do bombeamento um problema em amplificação paramétrica, pois estamos com bombeamento da ordem de centenas de  $\text{mW}$ , o processo de amplificação paramétrica é duramente penalizado.

Uma das técnicas usadas no aumento do limiar de SBS é através da ampliação da largura espectral do bombeamento por modulação da fase [32]. Quando aumentamos a largura de linha do bombeamento formam-se redes de Bragg independentes e o ganho Brillouin é dividido entre estas redes. Como resultado, temos um ganho Brillouin menor. Deste modo, o limiar de SBS aumenta [33]. O que temos na realidade é um processo no qual uma dependência do ganho Brillouin com a coerência do laser de bombeamento, seja,  $L_{coh}^B \propto 1/\Delta\nu_B$  é o comprimento de coerência do laser de bombeamento e  $L_{SBS} \propto A_{eff}/g_B P_B$  é o comprimento característico do ganho Brillouin. Podemos notar dois regimes distintos quanto à largura espectral do laser de bombeamento. Quando temos  $L_{coh}^B/L_{SBS} \gg 1$  ocorre interferência construtiva entre os modos de pressão, o que origina redes de Bragg independentes e de maior contraste. Neste caso, o alargamento do bombeamento origina uma interferência construtiva e o ganho Brillouin gerado

do ruído é sempre grande. O caso que desejamos é  $L_{coh}^B/L_{BS} \ll 1$ . Neste caso, não ocorre interferência construtiva entre os modos de pressão. Assim, se o alargamento do bombeamento é pequeno, é como se tivéssemos uma rede de contraste maior, porém, menor que o caso anterior e o limiar de Brillouin diminui. Quando o alargamento espectral do bombeamento é maior, temos várias redes independentes e a contribuição à amplificação Brillouin é dividida entre elas, aumentando o limiar [34, 33, 35].

Em nosso trabalho, usamos esta técnica para obtermos um aumento do limiar Brillouin. Com isso, podemos viabilizar um amplificador óptico paramétrico. Esta alternativa é a mais utilizada entre os diversos grupos de pesquisa.

## 2.9 Processo paramétrico.

Processo paramétrico de mistura de ondas (FWM, Four-wave Mixing) é um efeito bem conhecido em materiais exibindo não linearidades [25, 36]. Quando temos dois campos ópticos com diferentes frequências ( $\omega_1$  e  $\omega_2$ ) copropagantes em uma fibra óptica, eles originam um batimento. Este batimento resulta em uma modulação de intensidade com frequência  $\omega_2 - \omega_1$ . A intensidade modulada produz um batimento no índice de refração, devido ao efeito Kerr na fibra, com uma frequência de  $\omega_2 - \omega_1$ . O índice de refração modulado afeta um terceiro campo óptico com frequência  $\omega_3$ , modulando a sua fase, este processo resulta na criação de um nova frequência  $\omega_3 \pm (\omega_2 - \omega_1)$ . Contudo, a inserção de  $\omega_3$  principia um batimento com  $\omega_1$ , resultando novamente no processo de modulação de fase em  $\omega_2$  que resulta na nova frequência em  $\omega_2 \pm (\omega_3 - \omega_1)$ . Em um sistema com três campos de entrada, nove frequências novas serão geradas com frequências em  $\omega_{ijk} = \omega_i + (\omega_j - \omega_k)$ , veja figura 2.11, as alturas dos sinais gerados na figura 2.11 correspondem ao número de processos que contribuem para a frequência.

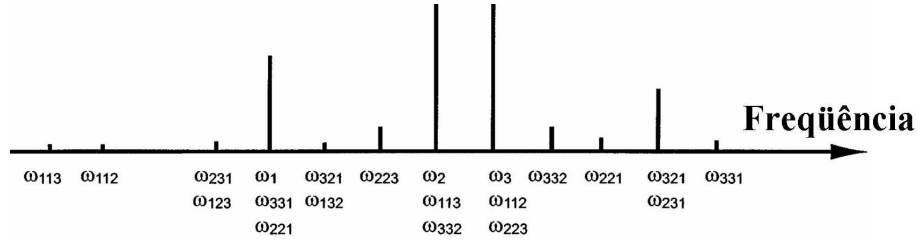


Figura 2.11: Criação de componentes de frequências em FWM,  $\omega_{ijk} = \omega_i + (\omega_j - \omega_k)$ .

Geralmente, o número de novas componentes geradas  $M$  cresce com

$$M = \frac{N^2(N-1)}{2} \quad (2.76)$$

onde  $N$  é o número de sinais que foram inseridos na fibra [37].

Para que exista FWM, devemos ter vários sinais sendo criados com a frequência do sinal. São estes produtos que aumentam a amplitude do sinal, isto é, originam a amplificação paramétrica. Notemos também que a maioria dos sinais gerados é de pouca intensidade e são geralmente desprezados. Somente campos na frequência  $\omega_4 = \omega_3 + \omega_2 - \omega_1$ , que chamaremos de frequência de *idler*, serão consideradas. Podemos ter também, FWM com bombeamentos degenerados, isto é,  $\omega_3 = \omega_2$ , este processo é conhecido como mistura de quatro ondas degenerado.

De um ponto de vista quântico, o efeito de FWM é representado como um processo de aniquilação de um fóton de cada bombeamento com o criação de um fóton sinal (emissão estimulada) e um fóton do *idler*. Estes processos estão esboçados na figura 2.12.

A implementação de um amplificador paramétrico óptico em fibra (FOPA, Fiber Optic Parametric Amplifier) pode ser feita usando-se o sistema esboçado na figura 2.13. A escolha da fibra é fundamental, pois esta, além de ser o meio com não linearidade necessária para o processo, deve também dispor de um bom casamento de fase entre os lasers de bombeamentos e sinal, isto é, seus efeitos dispersivos deverão ser otimizados

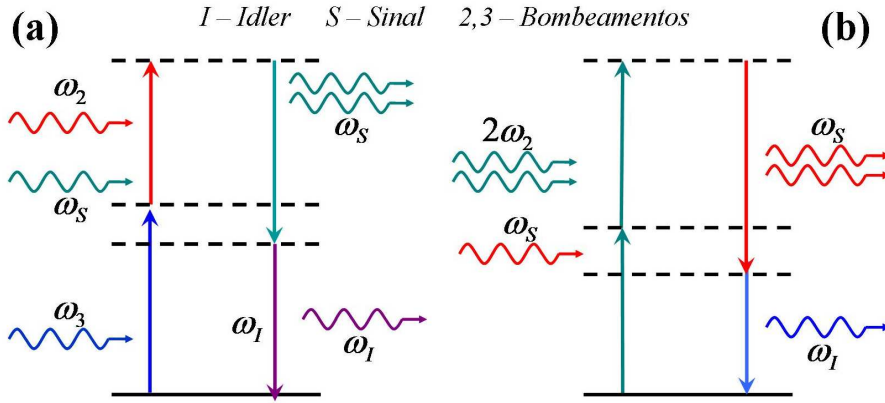


Figura 2.12: Estrutura de níveis quânticos para FWM, (a) estrutura com duplo bombeamento, (b) estrutura com bombeamento degenerado.

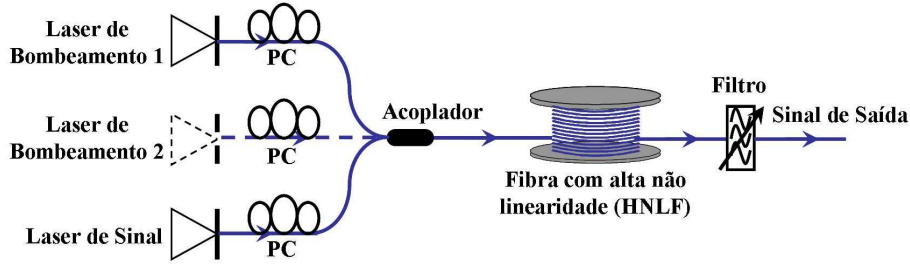


Figura 2.13: Esquema simplificado de um FOPA. Podemos destacar nesta figura o fato de termos dois esquemas possíveis para o FOPA, primeiro, FOPA com duplo bombeamento, lasers 1 e 2 estão ligados, segundo, FOPA com um único bombeamento ou degenerado (neste caso retiramos o bombeamento 2). Na figura PC é um controlador de polarização.

para que se maximize o processo de FWM.

Descreveremos as equações de propagação em fibras para os campos que realizam o processo FWM, bombeamentos, sinal e *idler*. Considerando que os campos 1 e 2 são de bombeamento e 3 e 4 são o sinal *S* e o *idler* *I*, respectivamente, e que a amplitude do campo é dada por:

$$|A\rangle = \sum_{j=1}^4 e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} |A_j\rangle \quad (2.77)$$

onde a condição  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$  deve ser imposta aos campos  $|A_j\rangle$  e  $\beta_j = \beta(\omega_j)$ . De-



sprezando a atenuação na fibra e inserindo 2.77 na equação de propagação 2.34, escolhendo os termos ressonantes em cada frequência  $\omega_j$ , poderemos desacoplar as equações para cada campo de bombeamento  $|A_j\rangle$ , onde  $j, m = 1$  ou  $2$  ( $j \neq m$ ), temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial |A_j\rangle}{\partial z} &= \frac{i\gamma}{3} \left[ 2 \langle A_j | A_j \rangle + |A_j\rangle \langle A_j| + 2 \sum_{k=S,I,m} (\langle A_k | A_k \rangle + |A_k\rangle \langle A_k| + |A_k^*\rangle \langle A_k^*|) \right] |A_j\rangle + \\ &+ \frac{2i\gamma}{3} (\langle A_m | A_S \rangle |A_I\rangle + \langle A_m | A_I \rangle |A_S\rangle + \langle A_S^* | A_I \rangle |A_m^*\rangle) e^{(-i(\Delta\beta z - \omega_j t))} \end{aligned} \quad (2.78)$$

onde

$$\Delta\beta = \beta_1 + \beta_2 - \beta_S - \beta_I \quad (2.79)$$

é uma constante de propagação que relaciona as fases de cada campo, ou seja, é o casamento de fase linear. Para a propagação do sinal  $S$  e do *idler*  $I$ , temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial |A_j\rangle}{\partial z} &= \frac{i\gamma}{3} \left[ 2 \langle A_j | A_j \rangle + |A_j\rangle \langle A_j| + 2 \sum_{k=1,2,m} (\langle A_k | A_k \rangle + |A_k\rangle \langle A_k| + |A_k^*\rangle \langle A_k^*|) \right] |A_j\rangle + \\ &+ \frac{2i\gamma}{3} (\langle A_m | A_1 \rangle |A_2\rangle + \langle A_m | A_2 \rangle |A_1\rangle + \langle A_1^* | A_2 \rangle |A_m^*\rangle) e^{(i(\Delta\beta z - \omega_j t))} \end{aligned} \quad (2.80)$$

onde  $j, m = S$  ou  $I$  ( $j \neq m$ ). Seguindo uma análise similar, podemos calcular as equações para o caso de bombeamento degenerado (FWM degenerado  $\omega_1 = \omega_2 = \omega_B \rightarrow 2\omega_B = \omega_S + \omega_I$ ,  $|A_2\rangle = |A_1\rangle = |A_B\rangle$ ). Sobre estas condições, temos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial |A_B\rangle}{\partial z} &= \frac{i\gamma}{3} \left[ 2 \langle A_B | A_B \rangle + |A_B\rangle \langle A_B| + 2 \sum_{k=I,S} (\langle A_k | A_k \rangle + |A_k\rangle \langle A_k| + |A_k^*\rangle \langle A_k^*|) \right] |A_B\rangle + \\ &+ \frac{2i\gamma}{3} (\langle A_B | A_S \rangle |A_I\rangle + \langle A_B | A_S \rangle |A_I\rangle + \langle A_S^* | A_I \rangle |A_B^*\rangle) e^{(-i(\Delta\beta z - \omega_j t))} \end{aligned} \quad (2.81)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial |A_j\rangle}{\partial z} &= \frac{i\gamma}{3} \left[ 2 \langle A_j | A_j \rangle + |A_j\rangle \langle A_j| + 2 \sum_{k=B,m} (\langle A_k | A_k \rangle + |A_k\rangle \langle A_k| + |A_k^*\rangle \langle A_k^*|) \right] |A_j\rangle + \\ &+ \frac{2i\gamma}{3} (2 \langle A_m | A_B \rangle |A_B\rangle + \langle A_B^* | A_B \rangle |A_j^*\rangle) e^{(-i(\Delta\beta z - \omega_j t))} \end{aligned} \quad (2.82)$$

onde  $j, m = S$  ou  $I$  ( $j \neq m$ ). Nas equações 2.78, 2.80, 2.81 e 2.82 temos que os primeiros conjuntos de termos do lado direito, são os responsáveis pelos deslocamento da fase não

linear devido a SPM e XPM. Os últimos termos são os de transferência de energia entre os bombeamentos, sinais e *idler* devido ao FWM. O termo de atenuação da fibra pode ser adicionado de forma simples às equações, bastando para isso a inclusão no lado direito de  $-\left(\frac{1}{2}\right)\alpha|A_x\rangle$ , onde  $x = 1, 2, S, I$ , nas equações 2.78, 2.80, 2.81 e 2.82.

Se considerarmos que os campos são copolarizados,  $|A_x\rangle = [A_x \ 0]^T$ , ficaremos com as equações para FWM na forma:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} = i\gamma \left[ |A_j|^2 + 2 \left( |A_k|^2 + |A_S|^2 + |A_I|^2 \right) \right] A_j + 2i\gamma A_m^* A_S A_I e^{(-i\Delta\beta z)} \quad (2.83)$$

$$\frac{\partial A_k}{\partial z} = i\gamma \left[ |A_k|^2 + 2 \left( |A_l|^2 + |A_2|^2 + |A_2|^2 \right) \right] A_k + 2i\gamma A_l^* A_1 A_2 e^{(i\Delta\beta z)} \quad (2.84)$$

onde  $j, m = 1$  ou  $2$  ( $j \neq m$ ) e  $k, l = S$  ou  $I$  ( $k \neq l$ ).

No caso FWM degenerado, ficaremos com o seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial A_B}{\partial z} = i\gamma \left[ |A_B|^2 + 2 \left( |A_S|^2 + |A_I|^2 \right) \right] A_B + 2i\gamma A_B^* A_S A_I e^{(-i\Delta\beta z)} \quad (2.85)$$

$$\frac{\partial A_k}{\partial z} = i\gamma \left[ |A_k|^2 + 2 \left( |A_B|^2 + |A_l|^2 \right) \right] A_k + i\gamma A_l^* A_B^2 e^{(i\Delta\beta z)} \quad (2.86)$$

Estas equações, 2.78-2.86, formam a base para estudos de FOPAs, e serão muito discutidas ao longo desta tese.

## 2.10 Fibras de alta não linearidade (HNLF).

Fibras com alto coeficiente de não linearidade  $\gamma$  (HNLF, Higly nonlinear fiber), da ordem de  $20 \text{ (Wkm)}^{-1}$  e com perdas ópticas baixas, em torno de  $0.5 \text{ dB/km}$  [38], têm atraído muito interesse pela possibilidade de desenvolvimento de dispositivos que explorem efeitos não lineares. O coeficiente de não linearidade é proporcional ao índice de refração não linear  $n_2$  e é naturalmente baixo em fibras de sílica. A combinação de HNLF com fibras de dispersão deslocada (DSF, dispersion sifted fiber) torna possível

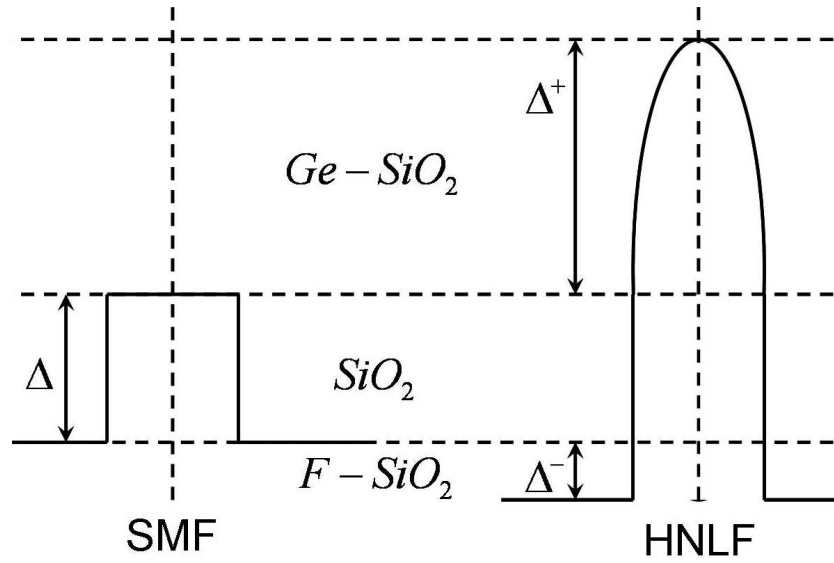


Figura 2.14: Perfis de índice de refração de SMF e HNLF.

diversas aplicações com efeitos paramétricos. Podemos conseguir fibras de sílica com altas não linearidade se temos seu núcleo dopado com  $\text{GeO}_2$  [39, 40]. Contudo, as perdas aumentam significativamente com o crescimento da dopagem. Por isso, para diminuir as perdas podemos também dopar a casca com flúor [39, 40].

Outra forma de compararmos uma HNLF com uma fibra padrão monomodo SMF é observando as diferenças nos perfis de índice de refração. A mudança de índice de refração pode ser descrita como [41]:

$$\Delta \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.87)$$

onde  $n_1$  é o índice de refração do núcleo e  $n_2$  é o índice de refração da casca da fibra. A HNLF pode ser superior em 3.5% ( $\Delta^+$ ) relativo ao índice de refração do núcleo de uma SMF, e pode ser inferior a 0.5% ( $\Delta^-$ ) relativo à região da casca. Isto é ilustrado na figura 2.14. O crescimento de 3.5% deve-se à dopagem de germânio no núcleo e a diminuição de 0.5% a dopagem com flúor na casca.

Outra forma para conseguirmos fibras com alta não linearidade é por redução da área

|                                              | DSF  | HNLF* | BiF  |
|----------------------------------------------|------|-------|------|
| Atenuação $\alpha$ (dB/km)                   | 0.25 | 0.55  | 800  |
| Dispersão (ps/nm/km) @ 1550 nm               | -1.6 | 0.57  | -260 |
| Não linearidade $\gamma$ (Wkm) <sup>-1</sup> | 3    | 11.9  | 1100 |
| $A_{eff}$ (μm <sup>2</sup> )                 | 45   | 10    | 3    |

Tabela 2.1: Comparação entre DSF, HNLF e BiF (\* os dados da HNLF são os da fibra usado em nossos experimentos, trata-se de uma fibra de  $\approx 0.48$  km produzida pela Sumitomo Electric U.S.A. Inc. com mínimo de dispersão em 1531 nm, as demais fibras são da referência [43]).

efetiva do núcleo  $A_{eff}$ , lembrando que  $\gamma \propto 1/A_{eff}$ . Contudo, núcleos com diâmetros muito pequenos requerem técnicas muito precisas de controle de dispersão que podem variar muito seu comprimento de onda no zero de dispersão ao longo da fibra. Na prática, há um balanço ideal entre o índice de refração e a área efetiva. Com essa técnica, já é possível se observar fibras com  $\gamma$  de até 30 (Wkm)<sup>-1</sup>.

Atualmente, existem pesquisas que mostram que é possível obtermos  $\gamma$  com valores da ordem de 1100 (Wkm)<sup>-1</sup>, por uso de fibras dopadas com bismuto (BiF) [42], na tabela 2.1, comparamos a fibras DSF, HNLF e BiF.

## Capítulo 3

# Amplificação e conversão de comprimento onda via processos paramétricos com e sem assistência de ganho Raman.



### 3.1 Introdução.

Devido à crescente demanda por taxa de transmissão de informações em redes de comunicações ópticas, necessitamos da expansão do sistema para bandas próximas (S e L). Especificamente para amplificadores ópticos, temos o desenvolvimento, por exemplo, de amplificadores a fibra dopada com érbio (EDFA) para bandas C e L [15, 16] (usado comercialmente), amplificadores a fibra dopada com túlio (TDFA) para banda S [44, 45] (candidato potencial ao uso comercial), e amplificadores que usam efeitos não lineares,

FOPA [46, 47] e Raman [48, 49] (candidatos potenciais ao uso comercial). Estes teoricamente podem amplificar em diversas bandas. Assim, em sistemas que façam uso de duas ou mais bandas simultaneamente, temos que ter amplificadores de espectro de ganho largo (S-C-L 1450 – 1600 nm) ou esquemas de amplificadores em série ou paralelo.

Para amplificadores Raman e FOPA seus espectros de ganho estão relacionados com o comprimento de onda de seus bombeamentos. No caso do FOPA, temos também a dependência com os efeitos dispersivos na fibra. Além disso, temos a vantagem de conversão de comprimento de onda feita pelo FOPA [46] que nenhum outro amplificador a fibra possui. Em trabalho recente, [23] foi descrito amplificação em parte da banda S (1500–1530 nm) e conversão de comprimento de onda para a banda C (1530–1560 nm) usando um FOPA. A combinação de FOPA com amplificação Raman para acentuar algumas características de interesse na banda C já foi estudada em [50, 51, 52].

Neste capítulo, vamos inicialmente discutir e caracterizar um FOPA na banda S-C tanto teoricamente, quanto experimentalmente. Estudaremos, também, o FOPA na banda S-C com a presença de um bombeamento Raman contrapropagante (simulações numéricas e experimentos) [53].

## 3.2 Amplificador óptico paramétrico degenerado.

Amplificador óptico paramétrico a fibra (FOPA) degenerado, isto é, de bombeamento com único comprimento de onda, tem como princípio a aniquilação de dois fótons do bombeamento e a geração de um fóton de sinal e um de *idler*, por intermédio da suscetibilidade não linear  $\chi^{(3)}$ , respeitando a conservação de energia,  $2\omega_B = \omega_S + \omega_I$ . Como vimos anteriormente, na seção 2.9, podemos escrever as equações para as amplitudes dos campos, no caso de ondas copolarizadas e bombeamento degenerado pelo

conjunto de equações 2.85-2.86, dado como:

$$\frac{\partial A_B}{\partial z} = i\gamma \left[ |A_B|^2 + 2 \left( |A_S|^2 + |A_I|^2 \right) \right] A_B + 2i\gamma A_B^* A_S A_I \exp(-i\Delta\beta z) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} = i\gamma \left[ |A_j|^2 + 2 \left( |A_B|^2 + |A_m|^2 \right) \right] A_j + i\gamma A_m^* A_B^2 \exp(i\Delta\beta z) \quad (3.2)$$

onde  $j, m = S$  ou  $I$  ( $j \neq m$ )  $A_B$ ,  $A_S$  e  $A_I$  são as amplitudes dos campos de bombeamento, sinal e *idler*, respectivamente,  $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{eff})$  é o coeficiente não linear da fibra e  $\Delta\beta$  representa o casamento de fase linear, dado por:

$$\Delta\beta = 2\beta_B - \beta_S - \beta_I \quad (3.3)$$

Considerando algumas simplificações nas equações 3.1 e 3.2, tais como: (a) o bombeamento tem sua intensidade muito maior que o sinal e *idler*,  $|A_B| \gg |A_S|$  e  $|A_I|$ , (b) o único efeito não linear dominante para o bombeamento é sua auto-modulação de fase, isto é, estamos em um regime de não degradação do bombeamento devido à transferência de energia por processos paramétricos para o sinal e *idler* deve ser desprezada em relação a sua potência total do bombeamento. Isto tem como consequência que as expressões para o sinal e *idler* tenhamos somente os efeito de modulação de fase cruzada e amplificação paramétrica devido ao bombeamento. As equações 3.1 e 3.2 ficam então na forma:

$$\frac{\partial A_B}{\partial z} = i\gamma |A_B|^2 A_B \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} = 2i\gamma |A_B|^2 A_j + i\gamma A_m^* A_B^2 \exp(i\Delta\beta z) \quad (3.5)$$

A equação 3.4 para o uma potência de bombeamento  $P_0$  tem como solução:

$$A_B(z) = \sqrt{P_0} e^{i\gamma P_0 z} \quad (3.6)$$

Fazendo  $A_j(z) = a_j(z) e^{i2\gamma P_0 z}$ , teremos:

$$\frac{\partial a_j}{\partial z} = i\gamma a_m^* P_0 e^{-iKz} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial a_m^*}{\partial z} = -i\gamma a_j P_0 e^{iKz} \quad (3.8)$$

onde  $K = 2\gamma P_0 - \Delta\beta$ . Derivando a equação 3.7 em relação a  $z$  e usando 3.8, ficaremos com:

$$\frac{\partial^2 a_j}{\partial z^2} + iK \frac{\partial a_j}{\partial z} (\gamma P_B)^2 a_j - (\gamma P_B)^2 a_j = 0 \quad (3.9)$$

A equação 3.9 tem como solução:

$$a_j(z) = \left( \Gamma_j e^{gz} + \Sigma_j e^{-gz} \right) e^{-Kz/2} \quad (3.10)$$

onde  $g$  é conhecido como parâmetro de ganho, sendo dado por:

$$g^2 = (\gamma P_0)^2 - \left( \frac{K}{2} \right)^2 \quad (3.11)$$

as constates  $\Gamma_j$  e  $\Sigma_j$  têm seus valores dependendo unicamente dos valores iniciais do sinal ou *idler*. Para um sinal e *idler* de entrada dado por  $a_S(z=0) = \sqrt{P_{0S}}$  e  $a_I(z=0) = 0$ , teremos:

$$\Gamma_S = \frac{\sqrt{P_{0S}}}{2} \left( 1 + \frac{iK}{2g} \right), \quad \Sigma_S = \frac{\sqrt{P_{0S}}}{2} \left( 1 - \frac{iK}{2g} \right) \quad (3.12)$$

$$\Gamma_I = \frac{1}{2} \frac{i\gamma P_0 \sqrt{P_{0S}}}{g}, \quad \Sigma_I = -\frac{1}{2} \frac{i\gamma P_0 \sqrt{P_{0S}}}{g} \quad (3.13)$$

Assim, temos para  $a_S(z)$  e  $a_I(z)$ :

$$a_S(z) = \left( \cosh(gz) + \frac{iK}{2g} \sinh(gz) \right) \sqrt{P_{0S}} e^{-Kz/2} \quad (3.14)$$

$$a_I(z) = \frac{i\gamma P_0 \sqrt{P_{0S}}}{g} \sinh(gz) \sqrt{P_{0S}} e^{-Kz/2} \quad (3.15)$$

Definindo o ganho do amplificador como:

$$G_S = \frac{|A_S(z)|^2}{|A_S(0)|^2} = \frac{|a_S(z)|^2}{P_{0S}} = 1 + \left( \frac{\gamma P_0}{g} \sinh(gz) \right)^2 \quad (3.16)$$



Podemos também definir a eficiência de conversão como:

$$\eta = \frac{|A_I(z)|^2}{|A_S(0)|^2} = \frac{|a_I(z)|^2}{P_{0S}} = \left( \frac{\gamma P_0}{g} \sinh(gz) \right)^2 = G - 1 \quad (3.17)$$

A frequência de dispersão nula  $\omega_0$  e frequência de bombeamento  $\omega_B$  devem ser próximas para que se tenha ganho paramétrico, ou seja, deve-se ter casamento de fase. Assim, podemos expandir  $\beta(\omega_S)$  e  $\beta(\omega_I)$  em uma série de Taylor em torno de  $\omega_B$  e obteremos:

$$\beta(\omega_S) = \beta(\omega_B) + \beta_1(\omega_S - \omega_B) + \frac{1}{2!}\beta_2(\omega_S - \omega_B)^2 + \frac{1}{3!}\beta_3(\omega_S - \omega_B)^3 + \dots \quad (3.18)$$

$$\beta(\omega_I) = \beta(\omega_B) + \beta_1(\omega_I - \omega_B) + \frac{1}{2!}\beta_2(\omega_I - \omega_B)^2 + \frac{1}{3!}\beta_3(\omega_I - \omega_B)^3 + \dots \quad (3.19)$$

Observando que no processo paramétrico temos  $2\omega_B = \omega_S + \omega_I$ , assim podemos escrever,  $(\omega_S - \omega_B) = -(\omega_I - \omega_B) = \Omega$ , e teremos:

$$\Delta\beta = \beta_2\Omega^2 + \frac{\beta_4}{12}\Omega^4 + \dots \quad (3.20)$$

Usualmente, consideramos até o termo em segunda ordem em  $\Omega$ . Isto se deve a irregularidades no índice de refração próximo ao valor de dispersão nula. Estas variações na prática fazem com que não tenhamos uma frequência de dispersão nula fixa, mais sim um valor médio  $\omega_0$ . Assim, para uma frequência de bombeamento  $\omega_B$ , teremos:

$$\Delta\beta = \beta_2\Omega^2 = (2\pi c)^2 \beta_2 \left( \frac{1}{\lambda_S} - \frac{1}{\lambda_B} \right)^2 = (2\pi c)^3 \beta_3 \left( \frac{1}{\lambda_S} - \frac{1}{\lambda_B} \right)^2 \left( \frac{1}{\lambda_B} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \quad (3.21)$$

Um casamento de fase perfeito ( $K = 0$ ) ocorre unicamente quando  $\Delta\beta$  e  $\gamma P_0$  são sempre positivos. O casamento de fase vai para zero quando escolhermos o comprimento de onda do sinal muito próximo ao do bombeamento de forma que  $\Delta\beta \sim 0$ , e assim teremos  $g \rightarrow 0$ . Usando a condição que  $\sinh(x)/x \rightarrow 1$  quando  $x \rightarrow 0$ , teremos de 3.16:

$$G_s = 1 + (\gamma P_0 L)^2 \left[ \frac{\sinh(gL)}{gL} \right]^2 \approx 1 + (\gamma P_0 L)^2 \quad (3.22)$$

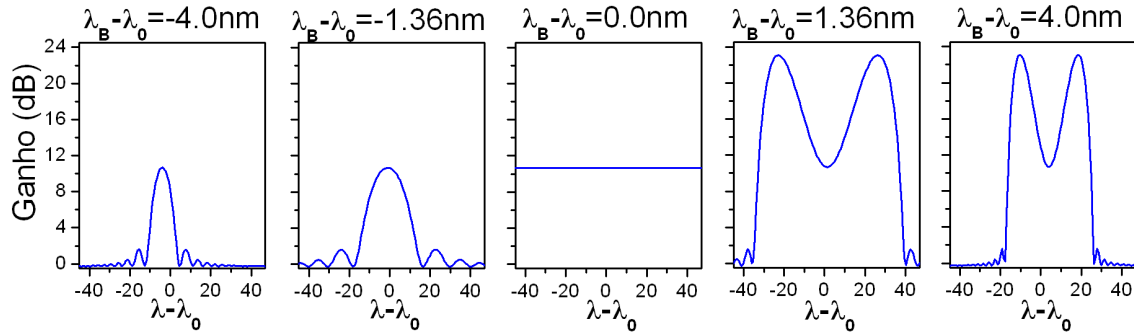


Figura 3.1: Ganho em amplificador paramétrico, cálculo usando a equação 3.16, mudando as condições para o casamento de fase do bombeamento. Diferentes comprimentos de onda de bombeamentos foram utilizados,  $\lambda_B = 1527.36, 1530.00, 1531.36, 1532.72, 1535.36$  nm, da esquerda para direita. Neste cálculos  $\gamma P_0 = 6.8 \text{ km}^{-1}$  e  $L = 0.48 \text{ km}$  e  $\beta_3 = 0.32 \text{ ps}^2/\text{km}$ , e não foram consideradas perdas ópticas na fibra.

O ganho é quadrado com respeito a  $\gamma P_0$ ,  $L$  é o comprimento da fibra. Quando temos o caso perfeito ( $K = 0$ ) teremos  $g = 2\gamma P_0 \gg 1$ , a equação 3.16 simplifica-se para:

$$G_s = 1 + (\gamma P_0 L)^2 \left[ \frac{\sinh(gL)}{gL} \right]^2 \approx \left( \frac{\sinh(gL)}{2} \right)^2 = \frac{1}{4} [e^{\gamma P_0 L} - e^{-\gamma P_0 L}]^2 \approx \frac{1}{4} e^{2\gamma P_0 L} \quad (3.23)$$

Isso mostra que o ganho é exponencial com  $\gamma P_0$ . Observe que estas expressões são aproximadas e dão somente uma idéia do ganho esperado. Elas não incluem qualquer tipo de flutuação na dispersão ou efeitos de saturação do ganho.

Podemos observar a influência do casamento de fase na figura 3.1, na qual há três situações distintas: Primeira,  $\lambda_B < \lambda_0$  é a região de dispersão normal  $\beta_2 > 0$ . Essa região é de pouco interesse, pois a banda de ganho é estreita e o ganho máximo que podemos obter é limitado. Isto ocorre devido ao casamento de fase não linear. De fato, para este caso,  $K = \beta_2 \Omega + \gamma P_0$  é sempre positivo, nunca se anulando e a condição de casamento de fase não pode ser satisfeita. Segunda,  $\lambda_B = \lambda_0$ , esta região só é possível teoricamente, pois na prática sempre temos pequenas variações de  $\lambda_0$  ao longo da fibra, observe que neste caso  $\Delta\beta = 0$  e temos ganho dado pela equação 3.22, para qualquer

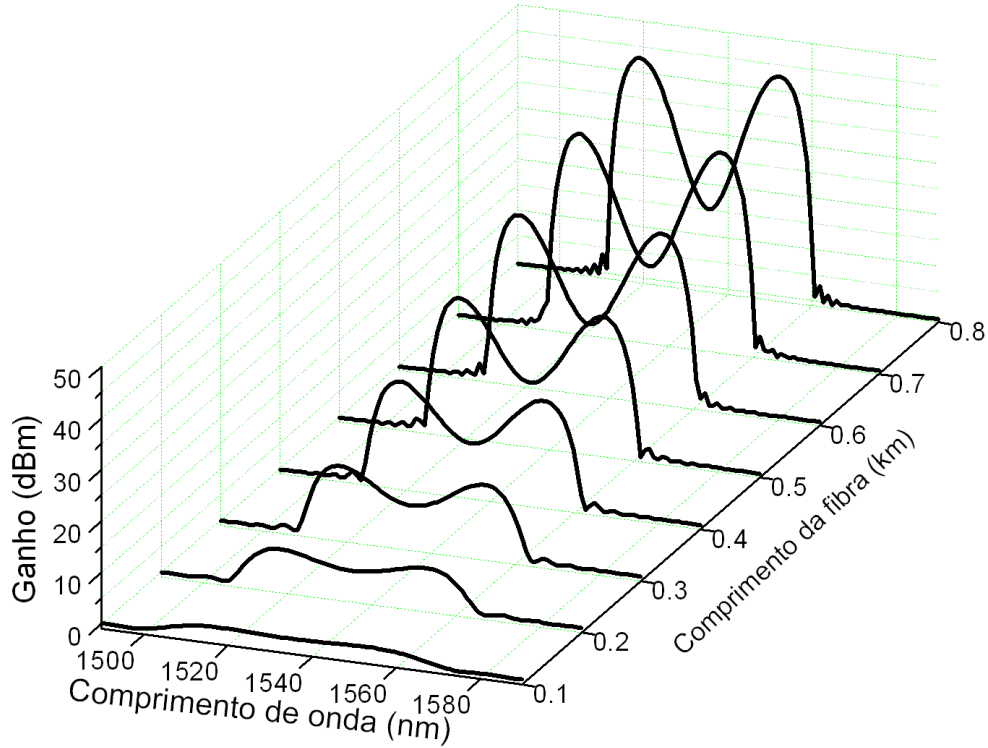


Figura 3.2: *Ganho distribuído ao longo da fibra em amplificador paramétrico, cálculo usando a equação 3.16. Bombeamento com  $\lambda_B = 1534.9 \text{ nm}$ ,  $\gamma P_0 = 6.8 \text{ km}^{-1}$  e  $\beta_3 = 0.32 \text{ ps}^2/\text{km}$ , e não foram consideradas perdas ópticas na fibra.*

comprimento de onda do sinal que desejarmos. Terceiro,  $\lambda_B > \lambda_0$  é a região de dispersão anômala, o espectro de ganho resultante consiste em duas bandas de cada lado de  $\lambda_B$ . Na figura 3.2, vemos o comportamento do ganho como uma função do comprimento da fibra e do comprimento de onda do sinal.

### 3.2.1 Montagem experimental.

No nosso aparato experimental para o FOPA, ilustrado na figura 3.3, o laser de bombeamento FOPA tem em sua montagem um laser de diodo sintonizável, cuja largura de linha é aumentada por um modulador de fase (PM), que é alimentado por sinais de RF senoidais (RF1 e RF2) com frequências de  $\sim 500 \text{ MHz}$  e  $\sim 1000 \text{ MHz}$  amplificados por

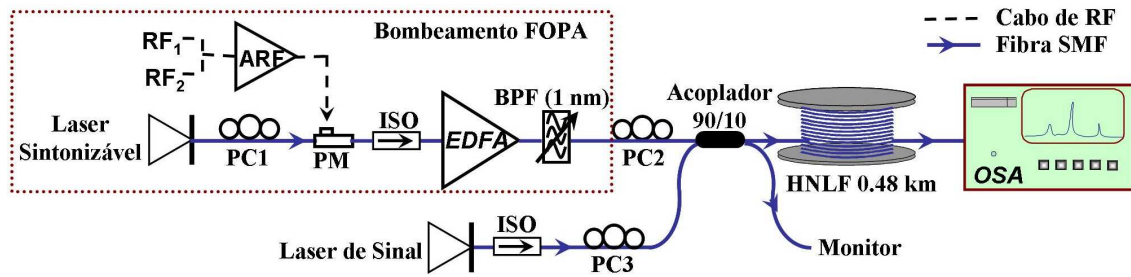


Figura 3.3: Montagem experimental do FOPA. O Bombeamento FOPA é composto por um laser de diodo sintonizável que tem seu espectro de frequência alargado por um modulador de fase (PM) e amplificado por um EDFA e filtrado por um filtro passa banda (BPF) sintonizável de 1 nm de largura. Sinal e bombeamento FOPA tem suas polarizações controladas por PC1 e PC2 e são inseridos na HNLF via acoplador 90/10. O modulador de fase (PM) tem como fonte dois sinais de RF (RF1 e RF2) amplificados por um amplificador de RF (ARF). OSA é um analisador de espectro óptico.

um amplificador de RF (ARF). Em seguida, este laser é amplificado por um amplificador de Érbio (EDFA), que pode fornecer uma potência óptica de até 1 W, e depois transferido através de um filtro passa banda sintonizável de 1 nm de largura (BPF) para remoção da amplificação espontânea (ASE) do EDFA. Um ajuste fino das frequências de RF é realizado antes do experimento para que tenhamos o mínimo de retroespalhamento Brillouin na fibra de alta não linearidade (HNLF), veja seção 2.8. Medimos a potência óptica do bombeamento que retorna da HNLF através da porta do acoplador 90/10 de entrada do sinal.

Sinal e bombeamento FOPA são injetados na HNLF via acoplador 90/10, no qual temos, efetivamente, 90% do bombeamento FOPA e 10% do sinal entrando na fibra. Para otimizar o ganho, devemos ter um controle das polarizações do sinal e bombeamento FOPA. Para isto, dispomos dos controladores de polarização PC2 e PC3, como indicado na figura 3.3. Em alguns pontos da montagem, colocamos alguns isoladores ópticos (ISO) para uma proteção de dispositivos ópticos contra bombeamento retroespalhado pelo Brillouin, principalmente, quando os sinais de RF são eventualmente desligados.

Por fim, medimos o ganho do sinal e eficiência de conversão do *idler* no analisador de espectro óptico (OSA).

A fibra utilizada no nosso experimento é uma fibra de alta não linearidade (HNLF) de 0.48 km que já foi bem caracterizada em nosso grupo de pesquisa [34]. Suas características e suas constantes físicas de interesse são apresentados na tabela 2.1. Os valores de  $\gamma = 11.9 (W \text{ km})^{-1}$  e  $\beta_3 = 0.32 \text{ ps}^3/\text{km}$  na tabela 2.1 apresentam pequenas variações com o comprimento de onda do bombeamento, porém para o nosso trabalho, estas variações não são relevantes, pois, estaremos trabalhando na maior parte do tempo com  $\lambda_B$  fixo em  $\sim 1534.8 \text{ nm}$ .

### 3.2.2 Resultados experimentais.

Utilizando o aparato experimental da figura 3.3, caracterizamos o amplificador paramétrico utilizado nos experimentos. Os parâmetros medidos foram tirados da análise espectral do FOPA, que tinha sua saída típica na forma dada pela figura 3.4. Podemos caracterizar o FOPA pelas seguintes equações:

$$G_{dB} = 10 \log \left[ \frac{P_S}{P_{S0}} \right] \quad (3.24)$$

$$\eta_{dB} = 10 \log \left[ \frac{P_I}{P_{S0}} \right] \quad (3.25)$$

$$NF_{dB} = 10 \log \left[ \frac{(SNR)_{entrada}}{(SNR)_{saida}} \right] = 10 \log \left[ \frac{1}{G} \left( 1 + \frac{2P_{PF}}{h\nu B} \right) \right] \quad (3.26)$$

onde  $P_S$ ,  $P_{S0}$  e  $P_I$  são as potências de saída e de entrada do sinal e potência de saída do *idler*, respectivamente,  $P_{PF}$  é a potência da fluorescência paramétrica do FOPA,  $B$  largura de resolução espectral utilizada no analisador de espectro óptico.  $NF$  é a figura de ruído do amplificador óptico,  $G$  o ganho do amplificador e  $\eta$  é a eficiência de conversão óptica. A figura de ruído  $NF$  (tradução do termo técnico *Noise Figure*) de um

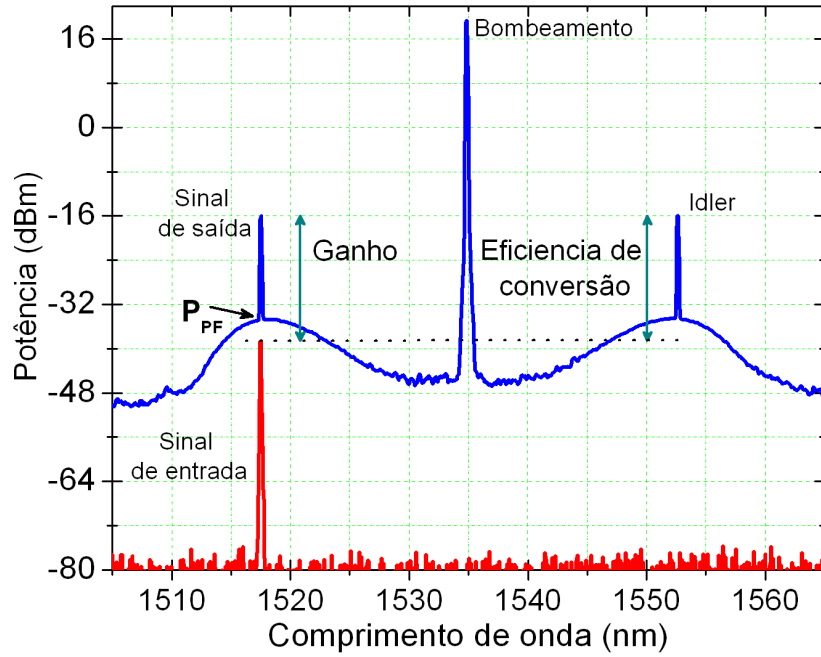


Figura 3.4: Espectro de saída do FOPA.

amplificador é uma medida que mostra o quanto de ruído indesejado esta sendo inserido no sinal, degradando-o. A NF é composta por medida da relação sinal ruído na entrada  $(SNR)_{entrada}$  e de saída  $(SNR)_{saida}$  do amplificador [7]. Em amplificadores paramétricos devido à polarização da fluorescência ser bem definida, há uma multiplicação por 2, conforme demonstrado em [54, 55]. Este fato não ocorre em amplificadores com íon terra raras ou outros amplificadores que não tenham sua fluorescência (amplificação espontânea, ASE) com uma polarização definida.

Na figura 3.5, mostramos o ganho do FOPA para diferentes comprimentos de onda de bombeamento  $\lambda_B$ , seguido por seus ajustes teóricos. Observamos a diminuição da banda de ganho com o aumento de  $(\lambda_B - \lambda_0)$  devido aos efeitos dispersivos, ou seja, diminuição do casamento de fase entre o bombeamento e o sinal. Esboçamos melhor esse comportamento através da figura 3.6, usando a equação 3.16 e definimos a largura de ganho do FOPA como a largura espectral com ganho  $G_S \geq 1 + (\gamma P_0 L)^2$ . Observamos

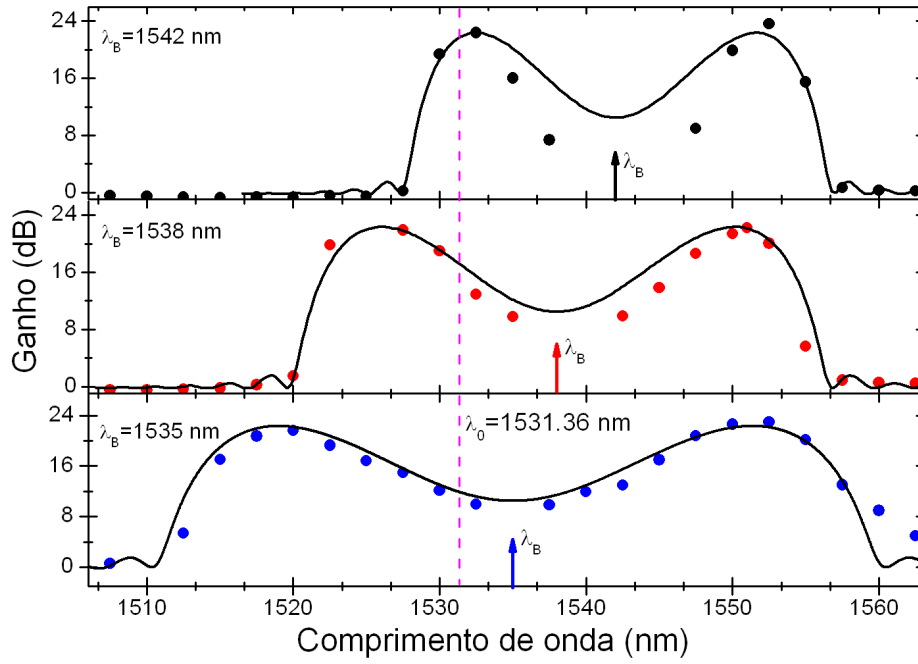


Figura 3.5: Espectro de ganho do FOPA para diversos comprimentos de onda de bombeamento, resultados experimentais (círculos) e teóricos (linha). A potência do bombeamento foi mantida fixa em  $\sim 550$  mW.

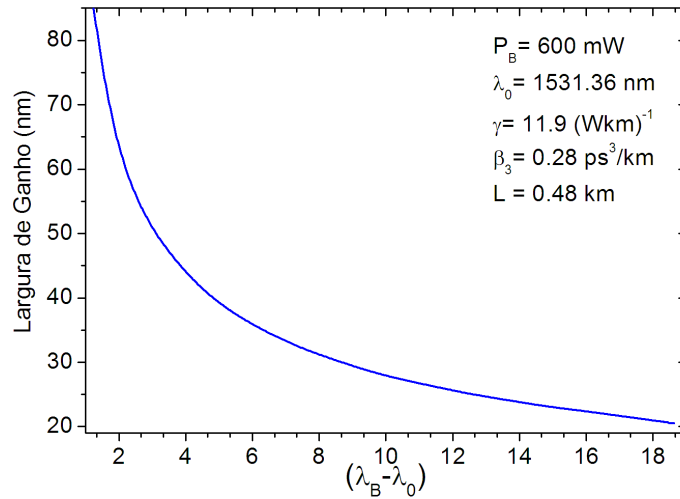


Figura 3.6: Largura de ganho do FOPA como função de  $(\lambda_B - \lambda_0)$

a tendência da largura de ganho tender ao infinito com  $(\lambda_B - \lambda_0) \rightarrow 0$ . Isto não é observado experimentalmente devido a flutuações em  $\lambda_0$  ao longo da fibra.

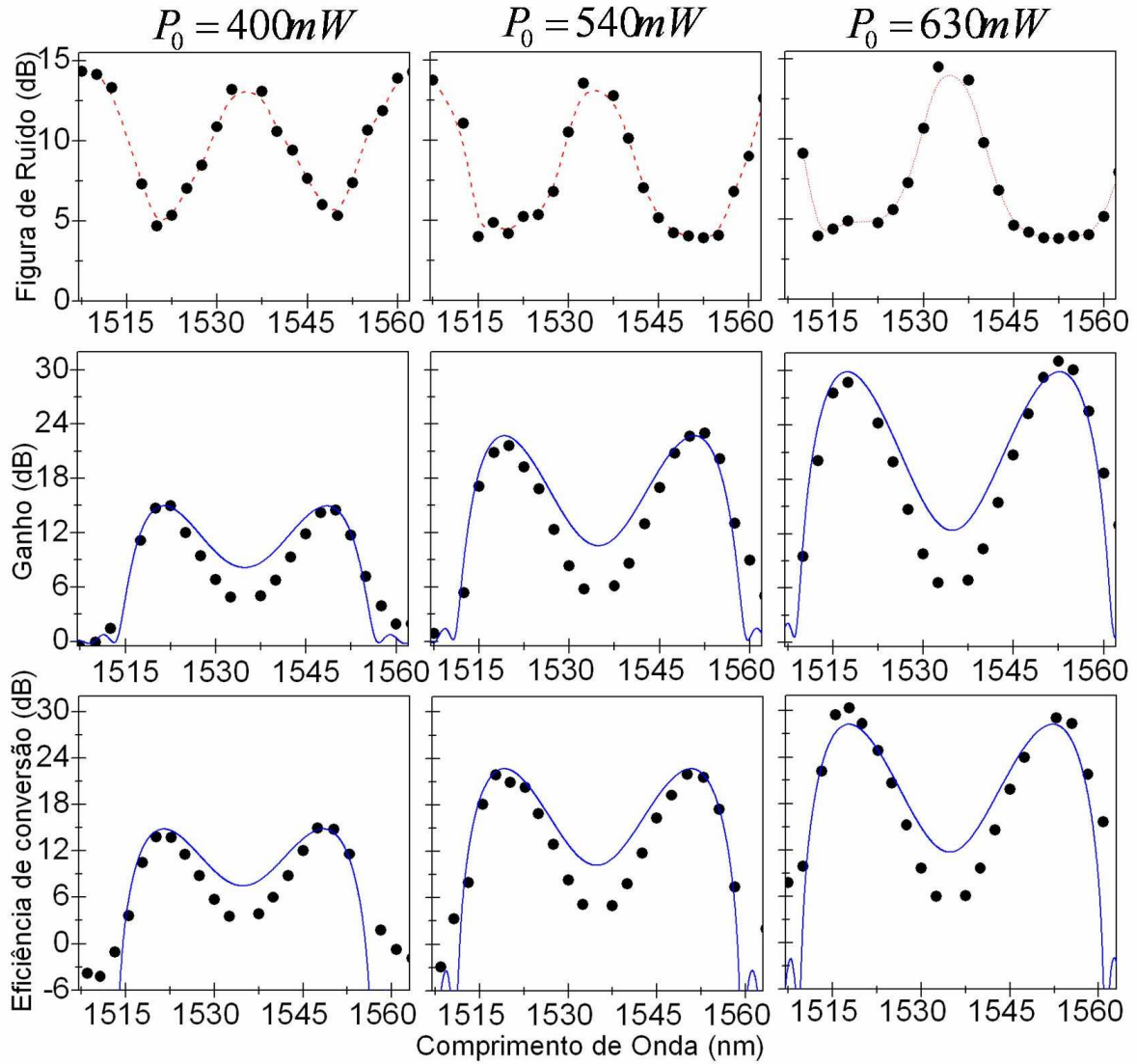


Figura 3.7: *Figura de ruído, ganho e eficiência de conversão em amplificadores paramétricos (FOPA). Os resultados exibidos em círculos são experimentais, a linha continua é teórica, a linha tracejada é interpolação de dados experimentais*

Na figura 3.7, mostramos o ganho, eficiência de conversão (experimental e ajuste teórico) e figura de ruído (a curva pontilhada é somente uma interpolação dos pontos experimentais). Essa caracterização foi realizada com mudança de potência de bombeamento  $P_0$  do FOPA.



### 3.3 Amplificador óptico paramétrico assistido por amplificação Raman.

Nesta seção, estudaremos [53] o FOPA descrito anteriormente com um incremento de um bombeamento Raman contrapropagante (FOPA-Raman) para extensão e melhoramento dos resultados previstos em [23, 52], e incluiremos estudos com simulações numéricas para confirmação de nossos resultados experimentais. Um aumento de 10 *dB* com a presença do ganho Raman foi observado no FOPA de 11 *dB* de ganho (limitamos a potência de bombeamento), eficiência de conversão de 10 *dB* e 20 *dB* sem e com o ganho Raman, respectivamente, e uma melhora na figura de ruído com o incremento do ganho Raman.

#### 3.3.1 Montagem experimental.

Para este experimento, utilizamos o aparato experimental mostrado na figura 3.3, onde a fonte de bombeamento FOPA, que foi anteriormente mostrada e discutida na figura 3.3, operando em 1535 *nm* com potência máxima de 1 *W* cw de saída. O bombeamento FOPA e o sinal de entrada são acoplados via acoplador 90/10 após ajustarmos suas polarizações por meio de controladores de polarização PC1 e PC2 e inseridos na HNLF via circulador óptico OC-2. A fonte de bombeamento Raman é um laser operando em 1426 *nm* tendo como potência máxima de saída até 2 *W* cw. Este tem por função, via efeito Raman, amplificar o sinal e o bombeamento FOPA contrapropagantes. Os circuladores ópticos (OC-1 e OC-2) filtram os bombeamentos FOPA e Raman residuais, respectivamente. Na saída da HNLF, é usado um analisador de espectro óptico (OSA; com 0.06 *nm* de resolução) para realização das análises. Os circuladores ópticos OC-1 e OC-2 são limitados a potência máxima de 1 *W*.

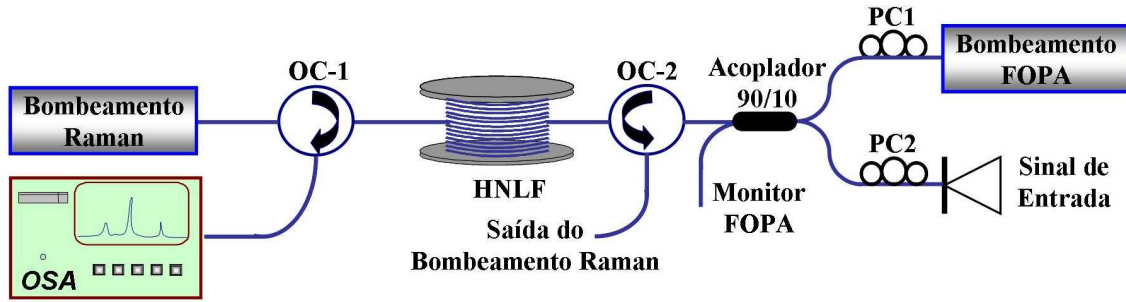


Figura 3.8: Montagem experimental para o amplificador paramétrico assistido por ganho Raman.

### 3.3.2 Resultados e discussões.

Em uma primeira etapa, os amplificadores Raman e FOPA foram caracterizados separadamente. Medidas do coeficiente de ganho Raman e do espectro de ganho Raman para a fibra HNLF são mostradas nas figuras 3.9 e 3.10. A linha teórica na figura 3.10 foi obtida usando as equações 2.68, 2.69 e 2.70. Observamos um máximo de ganho de  $12\text{ dB}$  em  $1520\text{ nm}$  com uma potência de  $\sim 635\text{ mW}$ . O coeficiente de ganho Raman foi calculado através da amplificação espontânea Raman (ASE) e é extremamente necessário para simulações numéricas do amplificador Raman e do conjunto FOPA-Raman.

A figura 3.11 mostra os resultados de ganho óptico. As curvas inferiores (com quadradinhos e linha) é o ganho do sinal no FOPA com a ausência do ganho Raman. O ganho está distribuído em parte na banda S e outra na banda C. A potência do bombeamento FOPA neste caso foi de  $400\text{ mW}$ , limitado pela potência máxima que suporta os circuladores ópticos e temos para este caso um pico de ganho de  $\sim 11\text{ dB}$  simétrico. As curvas superiores (com círculos e curva tracejada) mostram o ganho óptico do FOPA quando a amplificação Raman está presente. Os dados experimentais e teóricos mostram um aumento do pico de ganho de  $\sim 10\text{ dB}$  e nas laterais do espectro de ganho  $\sim 4\text{ dB}$ . Além disto, um alargamento do espectro de ganho de  $\sim 10\text{ nm}$  em ambas as bandas C e S foi observado.

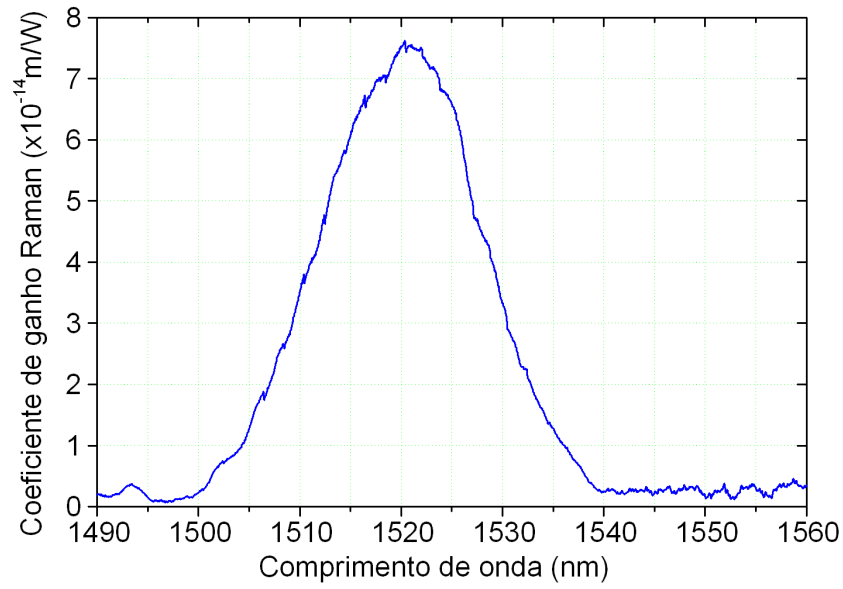


Figura 3.9: Coeficiente de ganho Raman para a HNLf. Bombeamento em 1426 nm.

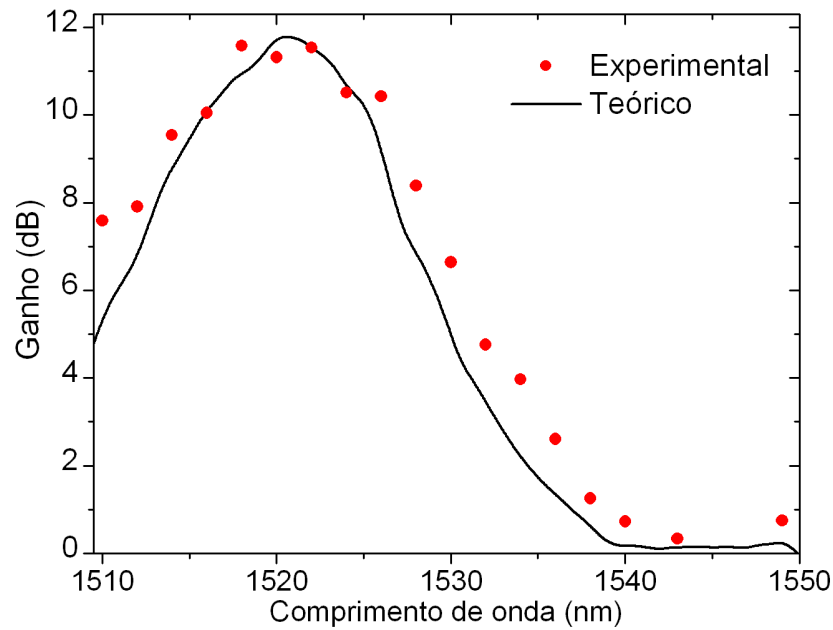


Figura 3.10: Espectro de ganho Raman para a HNLf. Potência de bombeamento Raman com 635 mW operando em 1426 nm.

As linhas sólida e tracejada são resultados de simulação numérica usando as equações para o efeito paramétrico, equações 2.85 e 2.86, incluindo os termos de acoplamento com

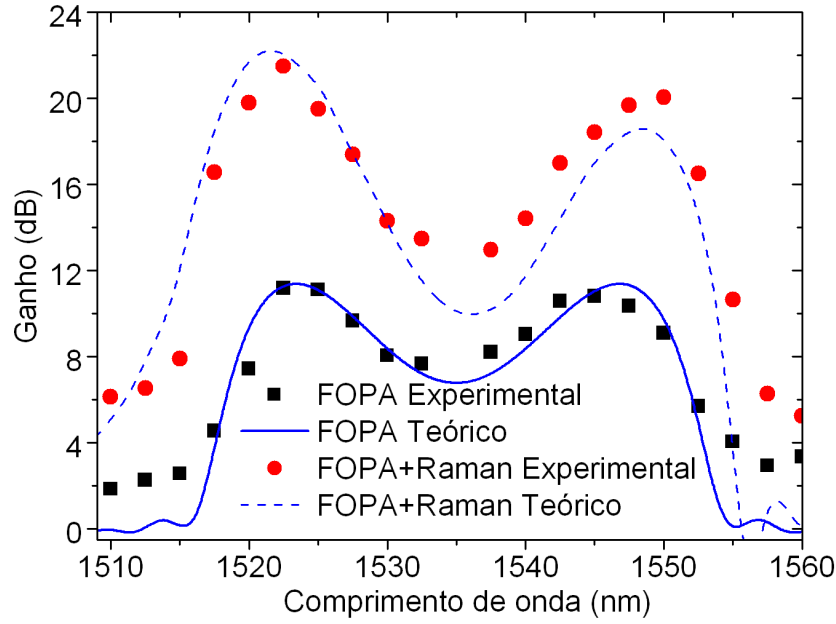


Figura 3.11: Ganho FOPA sem e com assistência do ganho Raman como indicado na figura.

o bombeamento Raman e uma equação de propagação para o bombeamento Raman, ficando assim com o conjunto de equações acopladas:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_B}{\partial z} &= i\gamma \left[ |A_B|^2 + 2 \left( |A_S|^2 + |A_I|^2 + |A_R|^2 \right) \right] A_B \\ &+ 2i\gamma A_B^* A_S A_I \exp(-i\Delta\beta z) + \left( g_R(\lambda_B) |A_R|^2 - \alpha_B \right) \frac{A_B}{2} \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_j}{\partial z} &= i\gamma \left[ |A_j|^2 + 2 \left( |A_B|^2 + |A_m|^2 + |A_R|^2 \right) \right] A_j \\ &+ i\gamma A_m^* A_B^2 \exp(i\Delta\beta z) + \left( g_R(\lambda_I) - \alpha_j \right) \frac{A_j}{2} \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_R}{\partial z} &= i\gamma \left[ |A_R|^2 + 2 \left( |A_B|^2 + |A_S|^2 + |A_I|^2 \right) \right] A_R \\ &- \left( g_B(\lambda_B) |A_B|^2 + g_S(\lambda_S) |A_S|^2 + g_I(\lambda_I) |A_I|^2 + \alpha_R \right) \frac{A_R}{2} \end{aligned} \quad (3.29)$$

onde  $j, m = S$  ou  $I$  ( $j \neq m$ ) e  $A_i$  ( $B, S, I, R$ ) são as envoltórias de campo elétrico com direção de propagação  $z$  para o campo  $i$ ,  $\gamma$  é a coeficiente de não linearidade para qualquer campo  $i$ ,  $\Delta\beta$  é condição de casamento de fase e  $g_i = [\lambda_i / (A_{eff} \lambda_R)] \tilde{g}_R$  sendo  $\tilde{g}_R$

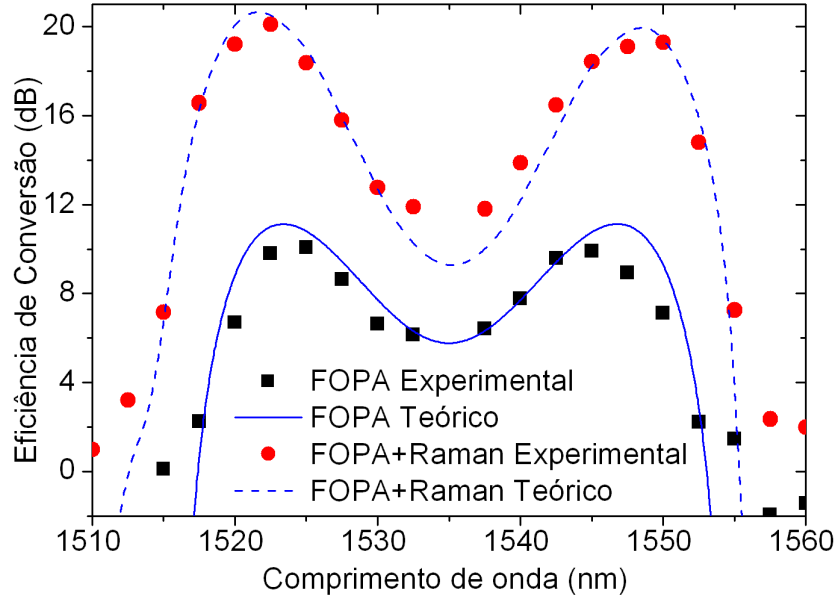


Figura 3.12: Eficiência de conversão do idler para o FOPA com e sem assistência do ganho Raman.

é o coeficiente de ganho Raman. Para  $A_i = \sqrt{P_i}e^{i\theta_j}$ , o conjunto de equações foi resolvido numericamente utilizando o algoritmo de Runge Kutta [56].

Na figura 3.12, temos a eficiência de conversão como definida no texto, onde um aumento de 10 dB é observado nas bandas C e S, o resultado tem uma boa concordância com os cálculos numéricos.

Observe que temos um controle de polarização em que o sinal, *idler* e bombeamento FOPA estão copolarizados para melhor maximizar o ganho paramétrico. Contudo foi verificado, experimentalmente, que o ganho em amplificadores Raman é independente da polarização do bombeamento Raman, e por isso, não controlamos sua polarização experimentalmente. Isto é bem conhecido, pois o uso de bombeamento Raman contrapropagante com o sinal em longas fibras tende a ter um ganho independente com a sua polarização. Apesar da fibra utilizada ser relativamente curta ( $\sim 0.5$  km) um excelente acordo entre experimento e teoria contribui para nossa hipótese.

A figura 3.13 mostra os resultados para as figuras de ruído (resultado unicamente

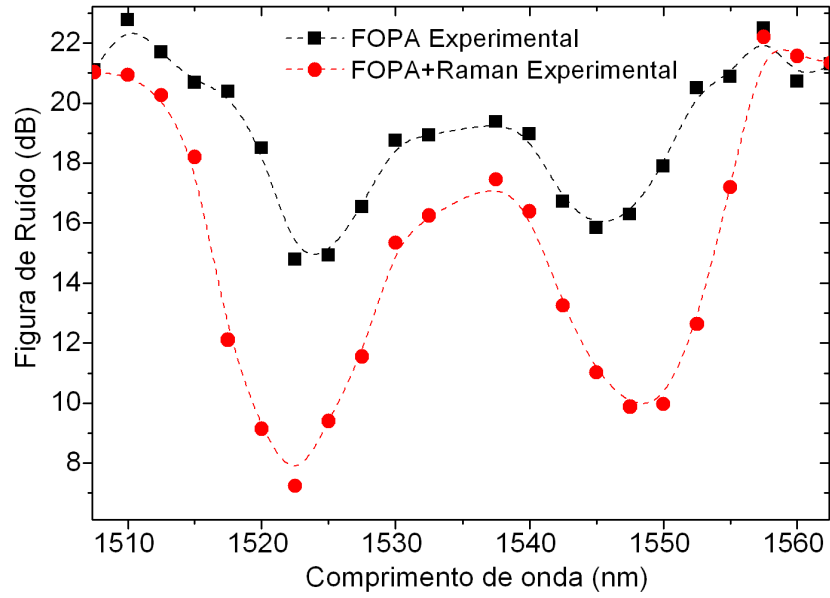


Figura 3.13: Medidas de figura de ruído do sinal com e sem assistência do ganho Raman.

experimental), tendo sido calculados pela equação 3.26, que foi deduzida em [54, 55] como a expressão correta para NF em um FOPA de um único bombeamento. O fator 2 multiplicando a potência de fluorescência paramétrica  $P_{PF}$  tem origem da dependência da polarização da mesma, que é predominantemente em um único modo de polarização. Observamos uma melhoria da figura de ruído em ambas as bandas C e S com a inclusão do ganho Raman.

O entendimento das características da figura de ruído do FOPA tem sido objeto recente de pesquisas [54, 57, 58, 59]. Em [57], foi mostrado que o limite inferior da NF de um FOPA é 3.7 dB, que é maior que o limite quântico de 3 dB.

Medidas feitas por diversos autores usando diferentes métodos têm reportado valores para NF de 3.7 dB [60], 3.8 dB [58]] e 4.2 dB [59]. O trabalho [59] demonstra que filtros apropriados na fonte de bombeamento são necessários para anular excesso de ruído espectral da fonte de bombeamento FOPA, assim temos NF com baixo valor como já reportados nas medidas. Isto foi realizado experimentalmente por introduzir um filtro

estreito, antes do meio não linear. Isto é particularmente importante em sistemas que usam amplificador de érbio (EDFA) como parte final da fonte de bombeamento, desde que a ASE do EDFA deteriora (aumenta) o NF do FOPA, como mostrado claramente em [59].

O alto valor de NF do FOPA em nossos experimentos (14.5 *dB* no pico de ganho) na ausência do ganho Raman, é devido a dois fatores: Primeiro, a falta de um filtro apropriado (um filtro passa banda de 1 *nm* era largo e não suprimia a ASE de forma suficiente). Segundo, o baixo ganho do FOPA devido a limitação técnica da potência de bombeamento.

Observamos que o mesmo experimento com uma potência de bombeamento FOPA melhor [23] tem uma figura de ruído menor. Quando o ganho Raman é adicionado, aumentamos o ganho substancialmente, o NF é naturalmente melhor, desde que é inversamente proporcional ao ganho. A obtenção do valor de 7.3 *dB* no pico de ganho ainda é maior que o limite teórico para o FOPA. O limite teórico calculado em [57] leva em conta a influencia do efeito Raman espontâneo gerado pelo próprio bombeamento FOPA, auxiliando desta forma uma deterioração da NF. Em nosso caso porem trata-se de um ganho estimulado por um espalhamento Raman induzido por uma fonte externa de bombeamento.

A NF do experimento pode ser melhorada por propriedades de filtragem da fonte de bombeamento FOPA. Contudo, acreditamos que o baixo limite para NF do sistema pode ser de alguma forma mais alta que a derivada em [57], desde que o ganho Raman e todas as suas características podem aumentar a NF de modo que o bombeamento FOPA não seja o único responsável pela alta NF. Por exemplo, o NF típico de um amplificador Raman operando na banda C e S pode ser maior que 5 *dB* [61, 62]. Uma clara demonstração do impacto da amplificação do espalhamento Raman espontâneo sobre o NF do

FOPA pode ser visto do trabalho [63], onde a fonte geradora do bombeamento Raman é o próprio bombeamento FOPA.

### 3.4 Conclusões.

Mostramos a caracterização teórica e experimental de um FOPA degenerado com pico de ganho de até  $\sim 30$  dB (experimental) e banda de ganho  $\sim 50$  nm (1510 – 1560 nm), eficiência de conversão de até  $\sim 30$  dB e banda de conversão de 1510 – 1534 nm para 1536 – 1560 nm e vice e versa. Figura de ruído de 3.8 dB no pico de ganho bem próximo ao limite de 3.7 dB teórico. Demonstramos, tanto numericamente como experimentalmente as melhoras realizadas por adição de um ganho Raman ao FOPA operando nas bandas S e C, provendo simultaneamente ganho e conversão de comprimento de onda. A contribuição do ganho Raman aumentando o ganho do FOPA, assim alargando sua banda de ganho utilizável. Melhora na figura de ruído do FOPA-Raman também foi observada.



## Capítulo 4

# Amplificação e conversão de frequências com amplificadores híbridos de íons terra rara+FOPA.



### 4.1 Introdução.

O desenvolvimento global crescente de internet, transmissão de dados, vídeos e som é um fato. Como resultado, temos uma inevitável expansão de bandas de comunicações [64]. Uma das formas para esta expansão é o avanço das comunicações da banda C ( $1530 - 1565 \text{ nm}$ ) para as bandas vizinhas S ( $1460 - 1530 \text{ nm}$ ) e L ( $1565 - 1625 \text{ nm}$ ). A amplificação e conversão de sinais entre as bandas de forma totalmente óptica são extremamente necessárias para dispensarmos as complicações de conversões de dados ópticos em elétricos e elétricos em ópticos.

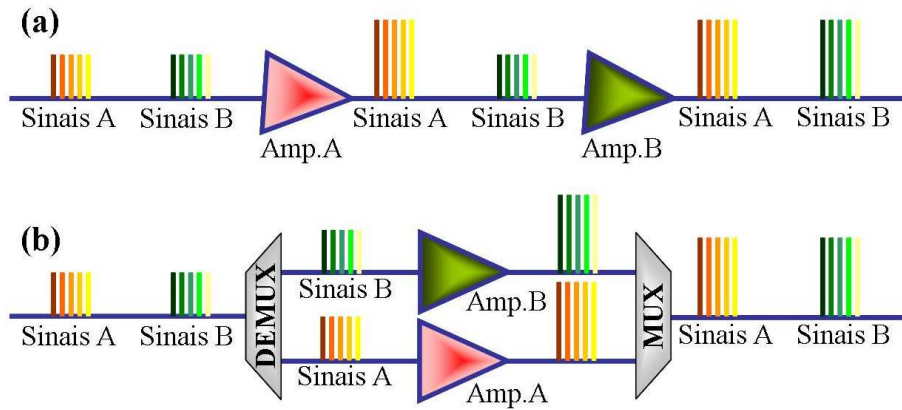


Figura 4.1: Associações de amplificadores ópticos em série (a) e paralelo (b). Os amplificadores (Amp.A e Amp.B) são específicos para amplificação na banda A e B, respectivamente, (DE)MUX é um (des)multiplexador em comprimento de onda.

Recentemente, amplificadores com grandes larguras de banda têm sido intensamente estudados [65, 66]. Eles incluem os amplificadores de fibra dopada com érbio (EDFA) para as bandas C, L e parte de S [67, 68, 17], amplificadores Raman (RFA) [69, 70], bem como, amplificadores explorando configurações híbridas, tais como, RFA+EDFA [71], RFA+amplificadores a fibra dopados com túlio (TDFA)[72, 73], EDFA+TDFA [74], e RFA+EDFA+TDFA [75].

Estes amplificadores híbridos são uma associação em série ou em paralelo de amplificadores especializados para uma banda de frequência. Por exemplo, se temos dois amplificadores ópticos (Amp.A e Amp.B) para as bandas A e B hipotéticas, podemos associar estes amplificadores para operar na banda formada por A+B, através de associações em série, figura 4.1(a), ou em paralelo, figura 4.1(b).

Podemos observar que não é qualquer associação em série que pode funcionar. Tecnicamente, temos que observar: as perdas inseridas aos sinais da banda A (B) pelo amplificador Amp.B (Amp.A); se há superposição de bandas de frequências; e inserção de ruído inerente a associação dos amplificadores.

Para conversores de comprimento de onda totalmente óptico, temos inicialmente os dispositivos baseados em  $LiNbO_3$  (PPLN) [76, 77], amplificadores ópticos a semicondutores (SOA) [78, 79], e os FOPAs.

Existe uma diferença sutil entre um amplificador híbrido e o amplificador FOPA assistido por ganho Raman, estudado no capítulo anterior. Este não é considerado um amplificador híbrido por se tratar de um amplificador com dois bombeamentos (um para o FOPA e o outro para o Raman), em que a amplificação ocorre simultaneamente via processos paramétricos e efeito de espalhamento Raman estimulado em um único meio de ganho (a fibra HNLf). Não se tratando, assim, como um arranjo de amplificadores em série ou paralelo.

Recentemente, estudamos várias configurações híbridas RFA+FOPA [80], TDFA+FOPA [81] e EDFA+FOPA [82]. Neste capítulo, mostraremos nossos estudos realizados com amplificação óptica híbrida em série EDFA+FOPA e TDFA+FOPA para amplificação na banda C+L ou S, respectivamente, e também para conversão em comprimento de onda entre bandas, S para C+L, associação TDFA+FOPA, e C+L para S, associação EDFA-FOPA.

Iniciaremos com a apresentação sucinta de amplificação com íons terras rara, especificando para amplificação com érbio e túlio. Seguimos, então, para amplificação em série de EDFA+FOPA e TDFA+FOPA, onde mostramos nossas caracterizações para estes sistemas.

## 4.2 Amplificação com íons terra rara.

Devido a sua estrutura eletrônica, os íons terra rara [3] são de grande interesse em amplificação óptica, utilizando-se para o processo de amplificação o fenômeno de emissão estimulada de radiação. A amplificação óptica a fibra com núcleo dopado com íons terra

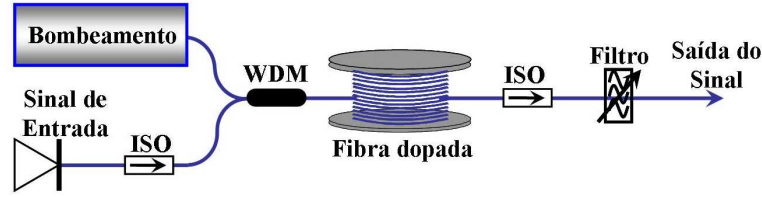


Figura 4.2: Ilustração típica de amplificadores ópticos a fibra dopada com íons terra rara com sinal e bombeamento copropagante.

rara é descrito na literatura desde 1964 [83]. As terras raras (ou lantanídeos) são um grupo de elementos químicos com propriedades similares. Seus números atômicos são de 58 a 71. Quando estes elementos são dopantes em matrizes vítreas, tais como sílica, ZBLAN (acronismo formado pelas iniciais dos materiais utilizados na sua fabricação ( $ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$ )) ou outras, tornam-se ionizados trivalentes, isto é, são removidos dois elétrons da camada mais externa  $6s$  e um elétron da camada interna  $4f$ . Temos, assim, uma camada interna incompleta e blindada por camadas externas completas  $5s$  e  $5p$ , o proporciona propriedades ópticas com uma boa independência da matriz vítrea em que a terra rara esteja dopando, exceto pelo alargamento da banda de ganho e competição com fônons da rede.

Quando as terras raras são excitadas com uma energia ressonante com um dos seus níveis de energia, estas fluorescem, correspondendo às transições ópticas destes elementos que podem amplificar sinais por emissão estimulada ao longo da propagação na fibra. A estrutura típica de um amplificador óptico a fibra dopado com terra rara é ilustrado na figura 4.2, que é composto por um laser de bombeamento em um comprimento de onda  $\lambda_B$ , um acoplador óptico (WDM) para junção do sinal com o bombeamento, seguido da fibra dopada com a terra rara, isolador (ISO) óptico para evitar efeitos de deterioração do sinal amplificado devido a campos ópticos refletidos e por fim um filtro passa a banda para remoção residual do laser de bombeamento.

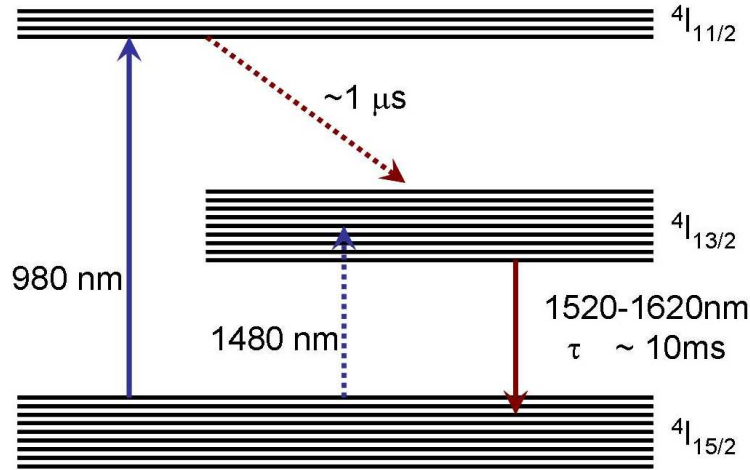


Figura 4.3: Níveis de energia do érbio.

A fibra dopada com terra rara como meio ativo no amplificador óptico determinará as principais características do amplificador. Assim, ganho, espectro de ganho, figura de ruído, comprimento de onda de bombeamento terão seus valores dependentes do tipo específico do íon terra rara dopante e de sua concentração. Por exemplo, com relação ao espectro de amplificação temos na banda O (1260 – 1360 nm) como dopante o praseodímio ( $Pr^{3+}$ ) ou o neodímio ( $Nd^{3+}$ ) [3], na banda S (1460 – 1530 nm) íons de Túlio ( $Tm^{3+}$ ) [34, 84], na banda C (1530 – 1565 nm) parte superior da banda S e banda L (1565 – 1625 nm) íons de Érbio ( $Er^{3+}$ ) [16, 15], veja figura 1.8.

### 4.2.1 Amplificação com érbio.

Amplificação nas bandas C e L têm seu início na década de 1980 com a utilização de fibras de sílica dopadas com  $Er^{3+}$ , cujos íons têm uma alta eficiência para este tipo de amplificação, devido ao seu alto ganho e baixa figura de ruído. A figura 4.3 ilustra a configuração dos níveis de érbio responsáveis por sua amplificação:

O nível  $4I_{15/2}$  é o estado fundamental, que pode ter seus elétrons excitados diretamente para o nível  $4I_{13/2}$  ou  $4I_{11/2}$ , dependendo do comprimento de onda de bombea-

mento (980 nm ou 1480nm), respectivamente. Quando excitado com 980 nm rapidamente decaem por emissão fônônica ( $\sim 1 \mu s$ , fibras de sílica) para o nível  $4I_{13/2}$ . Este nível decai por emissão estimulada por um pequeno sinal para seu estado fundamental liberando sua energia para o sinal. Como a transição energética de  $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$  pode corresponder a emissão entre 1520 nm a 1620 nm, podemos amplificar sinais para as bandas C e L.

A principal diferença entre a amplificação nas bandas C e L com amplificador de érbio deve-se à curva da absorção do  $Er^{3+}$  que dopa a fibra de sílica e seu espectro de ganho está nas duas bandas. Para  $Er^{3+}$ , os sinais na banda C apresentam uma grande absorção e para sinais na banda L, baixa absorção. Porém, o ganho apresentado na banda C é maior que na banda L. Com isto, temos uma otimização na amplificação em cada banda com dependência na dopagem ou no tamanho da fibra. Assim, se temos uma fibra no qual o bombeamento é absorvido até próximo à sua saída, temos um ganho alto na banda C e baixo na banda L, sendo esta fibra otimizada para banda C. Isto é feito com fibras com uma dopagem típica de 100 a 1000 ppm e comprimento de 10 a 15 m [16, 15]. Com uma fibra com alta absorção do bombeamento logo em seu início temos após a sua absorção uma redistribuição da energia reabsorvida no restante da fibra para banda L, fazendo desta forma uma otimização para banda L. Isto é feito com fibras com uma dopagem típica de 5000 a 10000 ppm e comprimento de 10 a 50 m. A figura 4.4 mostra o comportamento da absorção típica para uma fibra de sílica dopada com  $Er^{3+}$ . Na figura 4.5 temos os espectros de emissão espontânea para duas fibras com diferentes dopagens de  $Er^{3+}$ . Uma dopagem otimizada para amplificação banda C e a outra para banda L.

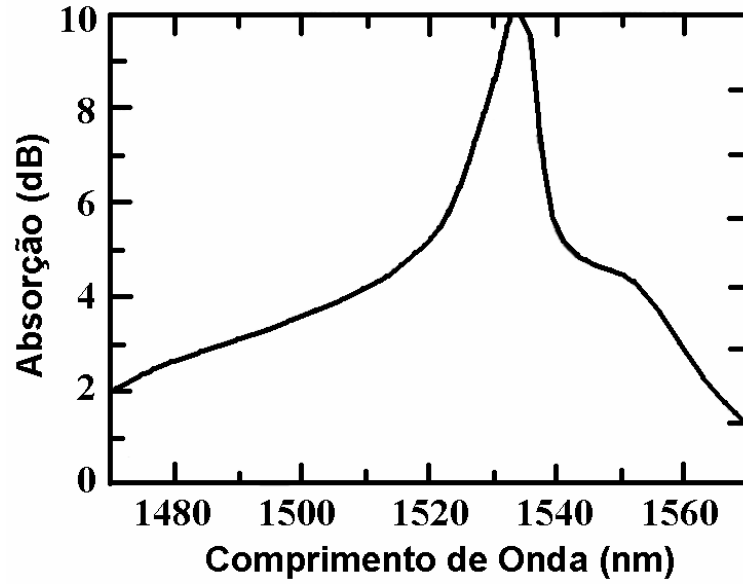


Figura 4.4: Espectro típico de absorção de érbio em fibras de sílica. Adaptado de [85]

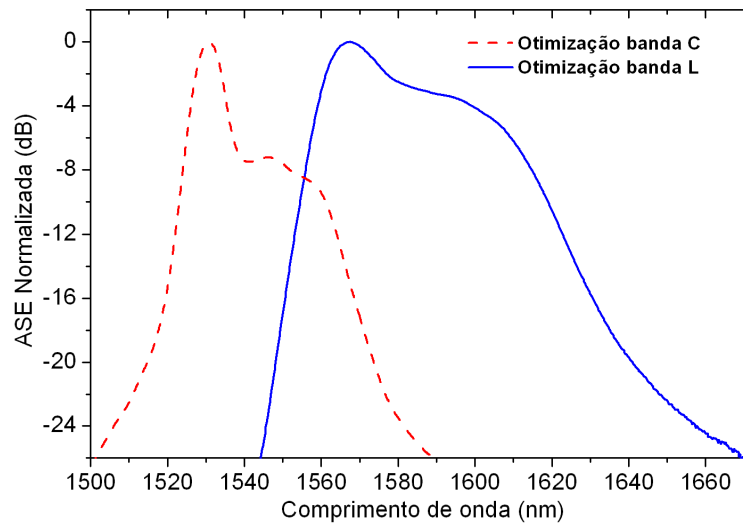


Figura 4.5: Espectro típico de emissão espontânea de érbio em fibras de sílica otimizadas para banda C (linha pontilhada) e banda L (linha contínua).

#### 4.2.2 Amplificação com túlio.

O túlio, por apresentar uma transição entre os níveis de  $^3H_4 \rightarrow ^3F_4$ , tem sua ressonância centrada em 1470 nm. A utilização do túlio em amplificadores ópticos a fibra

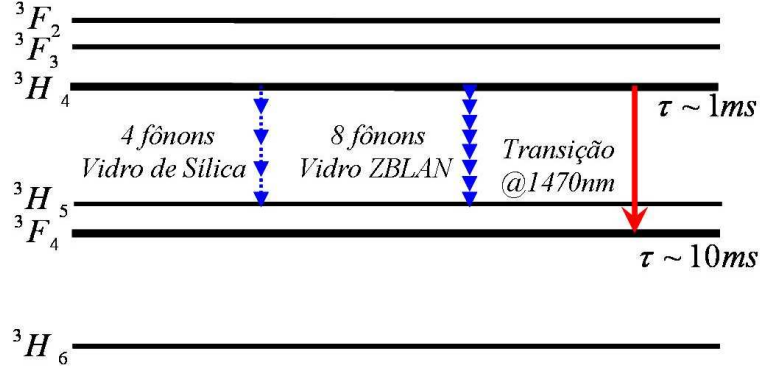


Figura 4.6: Níveis de energia do túlio, tempos de vida nos níveis de  ${}^3H_4$  e  ${}^3F_4$  e ilustração dos decaimentos fônicos em fibras com sílica e ZBLAN dopadas com túlio.

na banda S apresenta algumas dificuldades técnicas:

- Fibras de sílica têm uma alta energia de fônons. Por isso, o nível  ${}^3H_4$  decai muito rapidamente por emissão não radioativa para o nível  ${}^3F_4$  com uma energia de  $4400\text{ cm}^{-1}$ . Abaixo do nível  ${}^3H_4$ , para sílica que tem transições fônicas de  $1100\text{ cm}^{-1}$ , o que corresponde a somente 4 fônons. Isto é contornado por utilização de fibras ZBLAN que têm suas energia de fônons de  $500\text{ cm}^{-1}$ , isto corresponde a 8 fônons para a transição de  $4400\text{ cm}^{-1}$  o que torna esta transição menos provável que em fibras de sílica.
- O nível  ${}^3H_4$  tem seu tempo de vida ( $\sim 1\text{ ms}$ ) muito menor que o tempo de vida do nível  ${}^3F_4$  ( $\sim 10\text{ ms}$ ) o que dificulta a inversão de população. A figura 4.6 mostra os níveis de túlio que se envolvem na amplificação de sinais na banda S, bem como mostra as dificuldades com os fônons em fibras de sílica e ZBLAN dopadas com túlio e os tempos de vida nos níveis  ${}^3H_4$  e  ${}^3F_4$ .

Devido à diferença dos tempos de vida nos níveis  ${}^3H_4$  e  ${}^3F_4$  um simples bombeamento direto em  $800\text{ nm}$  transferindo população de  ${}^3H_6$  para  ${}^3H_4$  não promoveria inversão de população entre os níveis  ${}^3H_4$  e  ${}^3F_4$ , responsáveis pela amplificação dos sinais. Para



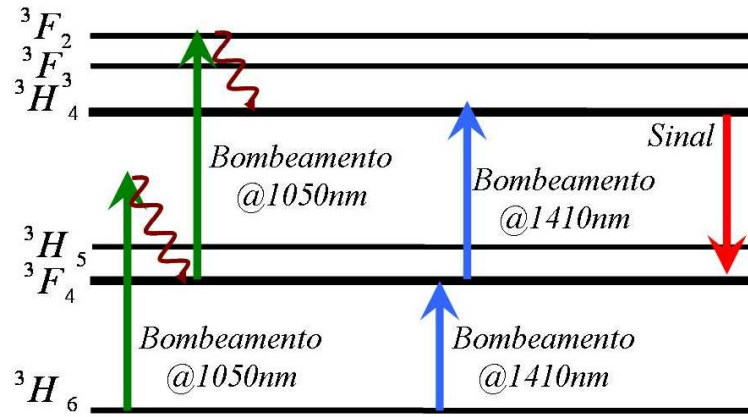


Figura 4.7: Esquemas de bombeamento com 1050 nm ou 1410 nm em TDFA.

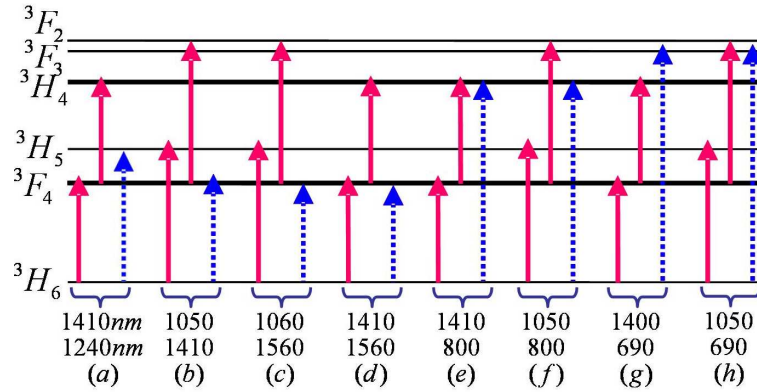


Figura 4.8: Esquemas com duplo bombeamento, (a) 1410 nm e 1240 nm [86], (b) 1050 nm e 1410 nm [87], (c) 1060 nm e 1560 nm [88], (d) 1410 nm e 1560 nm [89], (e) 1410 nm e 800 nm [45], (f) 1050 nm e 800 nm [90], (g) 1400 nm e 690 nm e (e) 1050 nm e 690 nm [91] em TDFA.

desenvolver amplificadores a fibra dopada com túlio (TDFA) deve-se contornar este problema. Vários esquemas de bombeamento foram estudados, utilizando lasers cw em 1064 nm ou 1410 nm como bombeamento. Estes têm como princípio a conversão ascendente de energia por absorção sequencial de dois fótons do bombeamento, figura 4.7. Além destes, foram, também, desenvolvidos esquemas com duplo bombeamento para TDFA, figura 4.8. Estes são considerados mais promissores por diversas razões, tais como alto ganho com baixa potência de bombeamento, alta eficiência de conversão

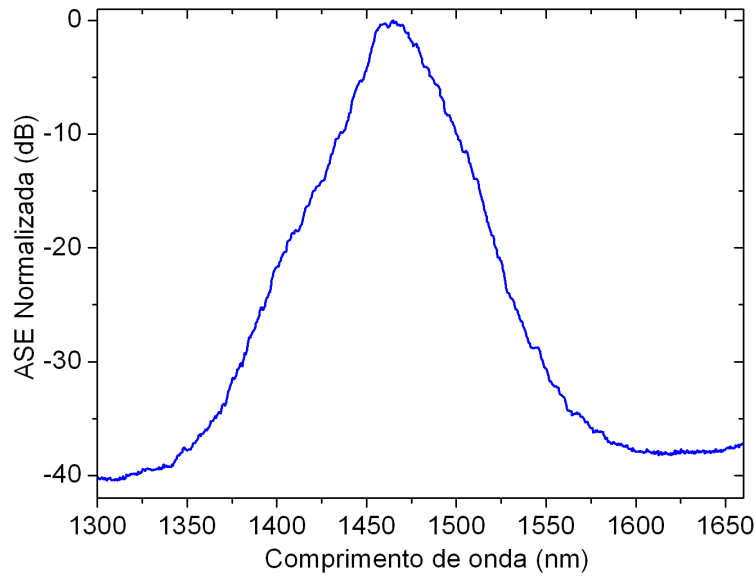


Figura 4.9: *Espectro típico de emissão espontânea de túlio em fibras de ZBLAN com bombeamento em 1050 nm.*

de potência, dopagens menores de túlio na fibra, melhor versatilidade na banda de ganho como deslocamento de ganho. A figura 4.9 mostra o espectro de emissão espontânea para fibras ZBLAN dopadas com túlio com bombeamento em 1050 nm.

### 4.3 Amplificador híbrido EDFA+FOPA.

Nesta seção, mostraremos um amplificador híbrido construído a partir de uma montagem em série de um EDFA otimizado para amplificação na banda L e um FOPA com ganho na banda C e conversão de frequências nas bandas C e L (1530 a 1640 nm) para a banda S.

#### 4.3.1 Montagem experimental

O aparato experimental do amplificador híbrido e conversor de comprimento de onda EDFA+FOPA consiste de um amplificador de érbio para banda L conectado em série

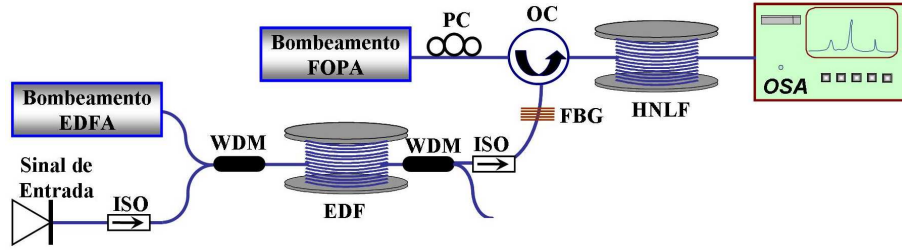


Figura 4.10: *Montagem experimental do EDFA+FOPA.*

com um FOPA. A figura 4.10 mostra nosso aparato experimental. Usamos um laser de diodo sintonizável como um sinal nas bandas C+L, que é acoplado, via um WDM, a um bombeamento (laser de diodo) de  $978\text{ nm}$  de até  $300\text{ mW}$  de potência óptica máxima e inseridos em uma fibra dopada com érbio (EDF) otimizada para amplificação na banda L de  $9\text{ m}$  de comprimento com pico de absorção de  $34.11\text{ dB/km}$  em  $1530\text{ nm}$ . No fim da EDF foi usado um WDM para remoção de possível bombeamento em  $978\text{ nm}$  remanescente. Em seguida, o sinal é inserido no FOPA via um circulador óptico. O FOPA tem em sua estrutura um bombeamento em  $1534.8\text{ nm}$  (veja seção 3.2.1 para mais detalhes) seguido por um controlador de polarizador (PC) e um circulador óptico (OC) e uma rede de Bragg (FBG) de FWHM de  $0.2\text{ nm}$  centrado em  $1538.8\text{ nm}$ , para reflexão do bombeamento FOPA, como ilustrado na figura 4.10. Assim, o bombeamento FOPA e o sinal óptico pré-amplificado são inseridos em uma fibra de alta não linearidade ( $\gamma = 11.9\text{ (W km)}^{-1}$ ) com dispersão deslocada para  $\lambda_0 = 1531\text{ nm}$  de  $0.48\text{ km}$  de comprimento. A saída do sistema era inserida em um analisador de espectro óptico (OSA).

### 4.3.2 Resultados e discussões.

Inicialmente, caracterizamos cada módulo de amplificação (EDFA e FOPA) individualmente. O ganho e a figura de ruído do módulo EDFA e FOPA e a eficiência de

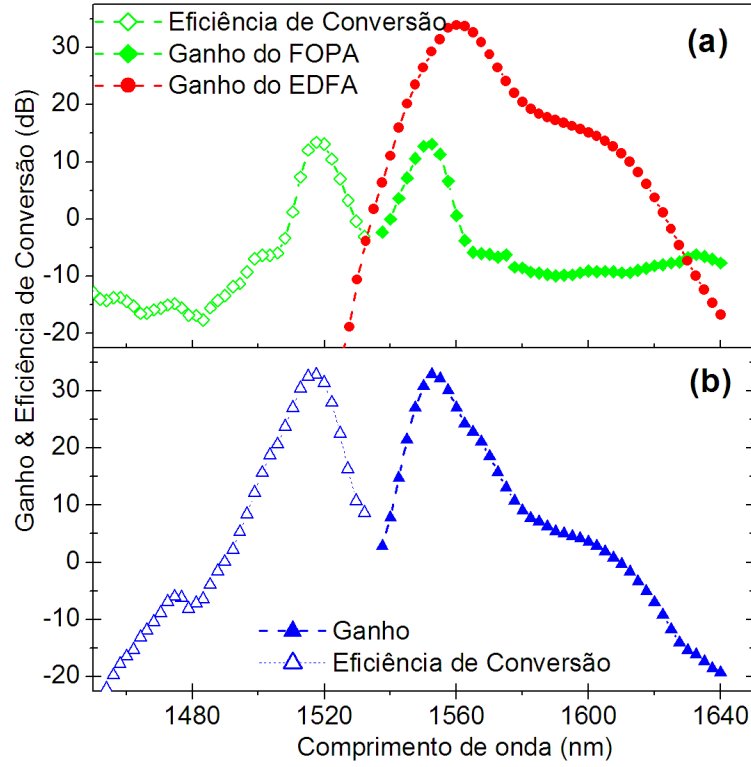


Figura 4.11: *Ganho e eficiência de conversão para sinais de entrada na banda C+L. (a) EDFA e FOPA caracterizados individualmente. (b) EDFA+FOPA. Símbolos abertos são referentes a idlers.*

conversão do FOPA são mostrados na figuras 4.11(a) e 4.12(a). O ganho no EDFA também sofre impacto dos componentes passivos não otimizados para a banda L. Com uma potência de bombeamento de 260 mW na EDF, o ganho do amplificador para um sinal de entrada de 1.5  $\mu W$  em 1560 nm foi de  $\sim 34$  dB (figura 4.11(a)). Um ganho positivo foi observado numa faixa de 90 nm (de 1533.5 até 1623 nm). A figura de ruído NF foi calculada usando a expressão [16]:

$$NF_{ASE} = \frac{1}{G} \left( 1 + \frac{P_{ASE}}{\hbar\omega B} \right) \quad (4.1)$$

onde  $P_{ASE}$  é a potência da amplificação espontânea do EDFA,  $B$  é a largura de resolução espectral utilizada no analisador de espectro óptico,  $G$  é o ganho do amplificador. A figura de ruído tem um perfil considerado planar de  $\sim 5.2$  dB em torno de 1600 nm e sobe em ambos os lados do espectro onde o ganho diminui (Figura 4.12(a)).

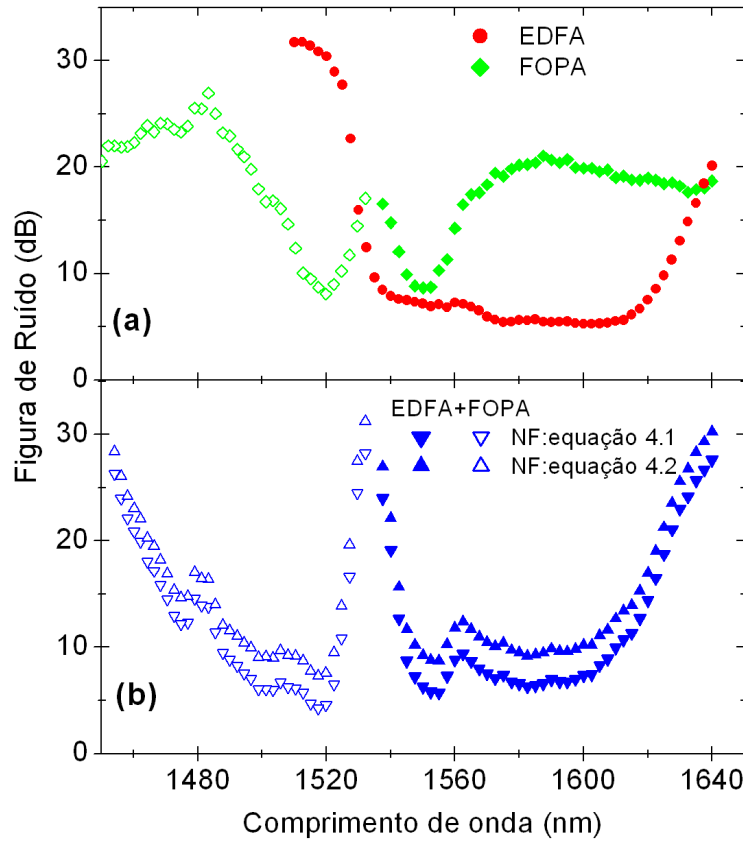


Figura 4.12: Figuras de ruído para sinais de entrada na banda C+L. (a) EDFA e FOPA caracterizados individualmente. (b) Amplificador EDFA+FOPA. Símbolos abertos são referentes à *idlers*.

Ganho, eficiência de conversão e figura de ruído para o sinal e *idler* do módulo FOPA para sinais nas bandas C e L com conversão para banda S são mostrados também nas figuras 4.11(a), 4.12(a). Com o bombeamento FOPA de potência de  $\sim 440$  mW na entrada da HNLF, temos uma banda de ganho de 1540 a 1560 nm com um ganho máximo de 13.5 dB em 1552.5 nm e uma banda de eficiência de conversão positiva de 1509 a 1530 nm com máximo de 13.4 dB em 1517.5 nm, figura 4.11(a). Para sinais acima de 1565 nm, temos perdas crescentes devido aos componentes passivos utilizados não serem adequados para esta banda. A eficiência de conversão para sinais de comprimento de onda mais longos é  $\sim 7$  dB abaixo do ganho do seus respectivos sinais. Isto se deveu ao casamento de fase entre o sinal *idler* e bombeamento estar sendo prejudicado para

comprimentos de onda dos sinais cada vez mais longos, sendo a potência do *idler* gerado ser menor que o sinal de entrada. A expressão usada para o cálculo da figura de ruído do FOPA é a equação 3.26:

$$NF_{PF} = \frac{1}{G} \left( 1 + \frac{2P_{PF}}{\hbar\omega B} \right) \quad (4.2)$$

onde o fator dois é devido à copolarização da fluorescência paramétrica com o sinal e bombeamento, conforme discutido na seção 3.2.2.

Como esperado, temos uma figura de ruído do FOPA espelhando o ganho e a eficiência de conversão, figura 4.12(a) com valores menores que 8 *dB* em comprimentos de onda no qual o ganho/eficiência de conversão é máximo.

O amplificador EDFA-FOPA foi constituído pela junção em série do EDFA com FOPA. A configuração com o EDFA precedendo o FOPA foi adotada para amplificação de sinais nas bandas C e L, amplificado pelo EDFA inicialmente e posteriormente convertido então pelo FOPA para banda S. Ganho e eficiência de conversão para os sinais de entrada de 1.5  $\mu W$  nas bandas C+L com o EDFA e o FOPA com bombeamentos de 260 *mW* e 440 *mW*, respectivamente, são mostradas nas figuras 4.11(b) e a figura de ruído é mostrado na figura 4.12(b). Ganho positivo foi obtido de 1537 a 1610 *nm* com o máximo de 32.8 *dB* em 1552.5 *nm*, eficiência de conversão positiva de 1490 a 1532 *nm* com máximo de 32.8 *dB*. A eficiência de conversão do híbrido excede a do FOPA por 9 *dB* na saída até 1470 *nm*. Contudo, para os *idlers* em comprimentos de ondas mais curtos, a diferença diminui e em 1460 *nm* o *idler* criado pelo híbrido é menor que o criado pelo FOPA (veja figura 4.12). Atribuímos este fato, para sinais acima de 1610 *nm*, a contribuição do ganho do EDFA torna se negativo, levando diretamente a uma redução da eficiência de conversão do FOPA.

A figura 4.12 compara os comportamentos das figuras de ruído do amplificador híbrido (figura 4.12(b)) com as figuras de ruído dos módulos individuais do EDFA e

do FOPA (figura 4.12(a)). Inicialmente, a figura de ruído é calculada para o amplificador híbrido na equação 4.1 (adequada para o tratamento de EDFA e outros amplificadores com emissão espontânea com polarização aleatória). Porém, no híbrido há uma superposição entre emissão espontânea  $ASE$  e a fluorescência paramétrica  $PF$ . Assim, posteriormente, calculamos a figura de ruído com a equação 4.2 (apropriada para FOPA, por ter sua  $PF$  copolarizada com o bombeamento). A mesma abordagem damos aos *idlers* gerados na banda S, onde o ganho nas equações 4.1 e 4.2 é recolocado pela eficiência de conversão. No caso dos sinais, temos dois regimes distintos. Na faixa de 1537 a 1560 nm a  $PF$  do FOPA tem uma notável contribuição para a figura de ruído do híbrido e fora deste alcance temos um predomínio da  $ASE$  do EDFA. Podemos supor que o valor correto para a figura de ruído do híbrido esteja entre a equação 4.1 e 4.2. Assim podemos observar que a figura de ruído do híbrido é abaixo de 10 dB no espectro de 1537 a 1610 nm, exibindo um mínimo em 1580 nm de 6.3 dB.

Para os *idlers* na banda S, na faixa de 1495 a 1532 nm a eficiência de conversão tem contribuição de ambos os efeitos de  $ASE$  e  $PF$  com o domínio do  $PF$  sobre  $ASE$ . Em comprimentos de onda mais curtos temos uma degradação da eficiência de conversão devido ao descasamento de fase entre o sinal, *idler* e bombeamento do FOPA levando, também, a uma deterioração da figura de ruído (alta figura de ruído). A figura de ruído para os *idlers* é menor que 10 dB entre 1490 a 1523 nm, exibindo um mínimo em 1517 nm de 7 dB.

Com o EDFA+FOPA em uma configuração em série de dois amplificadores/conversores de comprimento de onda individuais, esperamos que as curvas de ganho sejam essencialmente a superposição de suas curvas individuais. A figura 4.13 compara as medidas de ganho do híbrido com a superposição das curvas individuais do EDFA e FOPA. Uma discrepância de 9.5 dB em torno do ganho máximo em 1552.5 nm é observada.

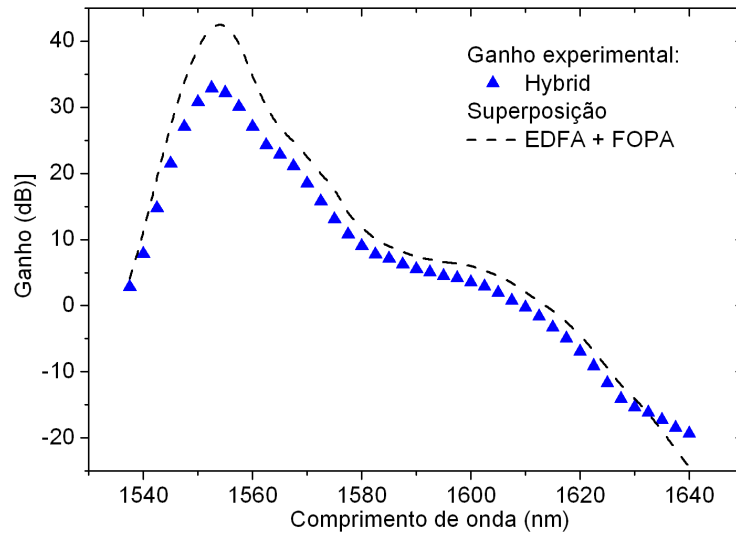


Figura 4.13: Comparação de medidas do espectro de ganho do híbrido EDFA+FOPA com a superposição dos ganhos individuais do EDFA e do FOPA.

Esta discrepância cai gradualmente à medida que nos afastamos de  $1552.5 \text{ nm}$ . Acima  $1565 \text{ nm}$ , onde a contribuição ao ganho do FOPA é desprezada, uma diferença constante de  $\sim 2 \text{ dB}$  é mantida entre o ganho do EDFA+FOPA e a superposição dos ganhos individuais. Isto se deve a perdas dos dispositivos passivos responsáveis pelo acoplamento entre os dois módulos. A diferença em torno do máximo de ganho é devido a efeitos de saturação de ganho no FOPA. Isto ocorre devido ao ganho máximo do EDFA, que coincide com o máximo do FOPA (veja figura 4.11) e o EDFA precedendo o FOPA faz com que tenhamos sinais intensos sendo inseridos no FOPA.

A figura 4.14 mostra os espectros de  $ASE/PF$ . Em 4.14(a) o bombeamento FOPA é constante de  $440 \text{ mW}$ , enquanto o EDFA tem sua potência de bombeamento variada de  $85 \text{ mW}$  a  $260 \text{ mW}$ . Em 4.14(b), o bombeamento do FOPA está variando de  $275 \text{ mW}$  a  $440 \text{ mW}$  enquanto o EDFA tem seu bombeamento constante de  $260 \text{ mW}$ .



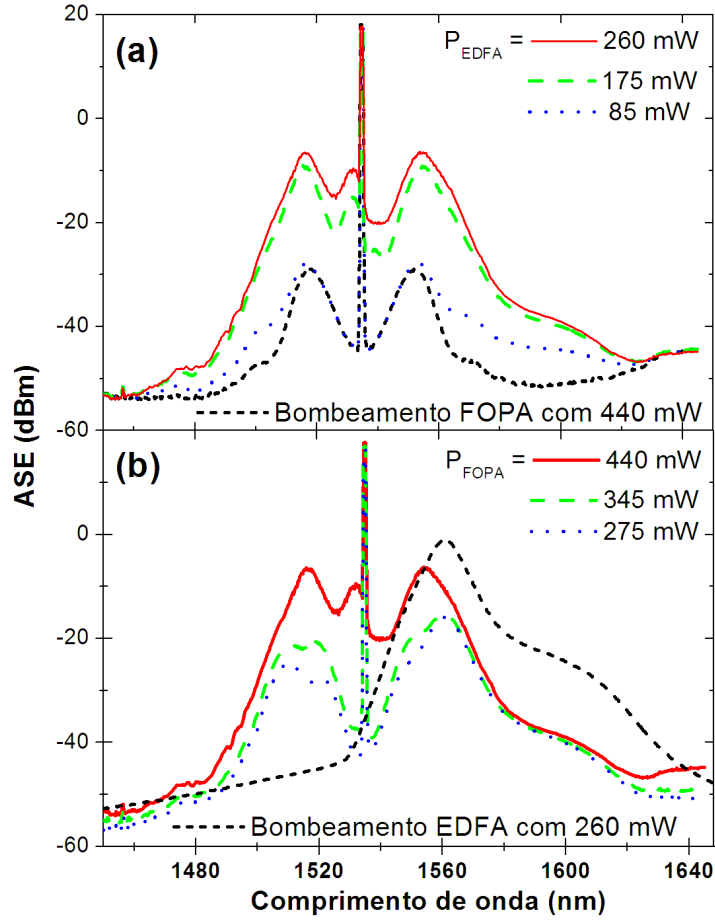


Figura 4.14: ASE/PF do amplificador EDFA+FOPA como função de (a) EDFA e (b) FOPA potências de bombeamentos sobre a EDF e HNLF como indicados na figura.

## 4.4 Amplificador híbrido TDFA+FOPA

Nesta seção, mostraremos um amplificador híbrido TDFA+FOPA construído a partir de uma montagem em série de um amplificador de túlio para amplificação na banda S e um FOPA com ganho nas bandas S+C (1510–1560 nm) e com conversão de frequências de S para C+L.

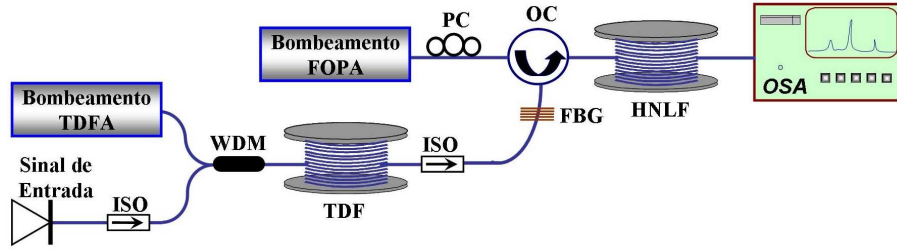


Figura 4.15: *Montagem experimental do TDFA+FOPA.*

#### 4.4.1 Montagem experimental.

Neste experimento, temos um amplificador de túlio TDFA precedendo um FOPA. O TDFA tem como bombeamento um laser a fibra dopada com  $Yb^{2+}$  operando em  $1050\text{ nm}$ . O bombeamento é combinado com um sinal (laser de diodo sintonizável) usando um WDM ( $1050/1470\text{ nm}$ ). A fibra dopada com túlio TDF era de  $6\text{ m}$  de comprimento com uma dopagem de  $5000\text{ ppm } Tm^{3+}$  tipo ZBLAN (TDF, Le Verre Fluoré, França). O FOPA utilizado era o mesmo do experimento anterior, veja figura 4.15. Com estes amplificadores conectados em série temos o amplificador híbrido TDFA+FOPA.

#### 4.4.2 Resultados e discussões.

Inicialmente, caracterizamos os amplificadores TDFA e FOPA individualmente. A figura 4.16 mostra o ganho do TDFA e do FOPA individualmente e do TDFA+FOPA para sinais na banda S. As potências de bombeamento utilizadas foram de  $300\text{ mW}$  e  $560\text{ mW}$  para o TDFA e o FOPA, respectivamente. O ganho foi limitado pelas potências de bombeamentos devido aos limites de potências suportados nos componentes ópticos do experimento. Podemos observar, pela figura 4.16, que o ganho do híbrido TDFA+FOPA é basicamente uma superposição do ganho do TDFA e do FOPA individualmente. Os dois máximos observados no ganho deve-se ao TDFA ( $12.4\text{ dB}$

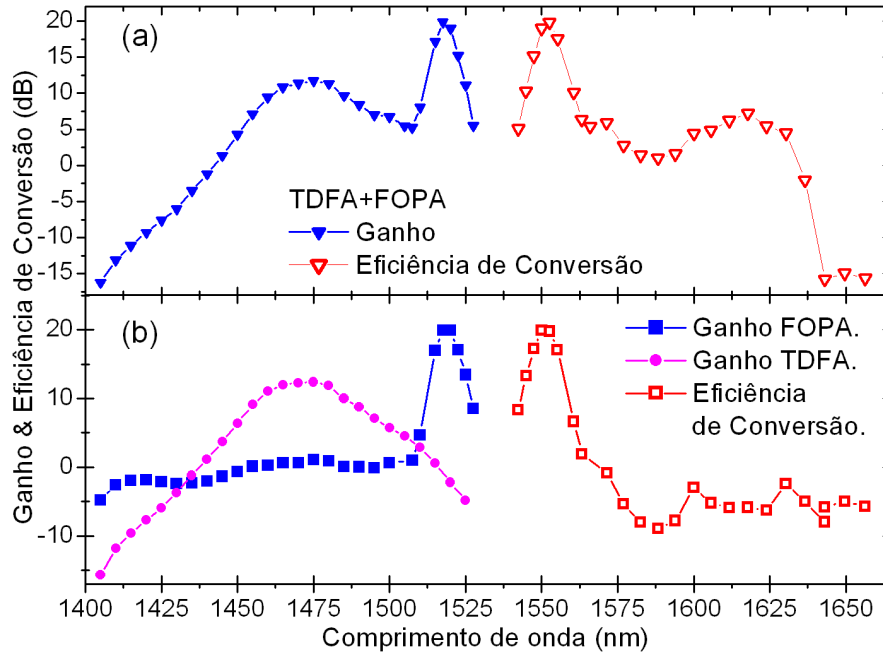


Figura 4.16: *Ganho e eficiência de conversão do TDFA e FOPA individualmente (b) e do TDFA+FOPA (a), como indicado na figura. Símbolos abertos são referentes a idlers.*

em 1475 nm) e ao FOPA (19.9 dB em 1517.5 nm). A eficiência de conversão para o FOPA é positiva de 1542 a 1557 nm com o seu máximo de 20 dB em 1551 nm. No TDFA+FOPA temos uma eficiência de conversão positiva de 1542.4 a 1634.5 nm com máximo de 20 dB em 1552 nm. Até 1624 nm a eficiência de conversão do híbrido excede 9 dB em relação ao FOPA sozinho, a partir deste ponto temos um aumento acentuado da atenuação do TDFA para comprimento de onda mais curtos, levando diretamente a uma redução da eficiência de conversão do FOPA.

A eficiência de conversão com os sinais na banda S ocorrendo nas bandas C+L é positiva entre 1542 a 1635 nm com o máximo de 20 dB em 1552.3 nm, os sinais na banda C ocorrendo a conversão para a banda S é positivo de 1516 a 1521 nm. Isto mostra a otimização do dispositivo híbrido para amplificação na banda S e conversão de frequências para banda C+L. Estas bandas têm ganho e conversão de frequência limitada pela potência óptica de bombeamento no TDFA (300 mW em 1050 nm) e no

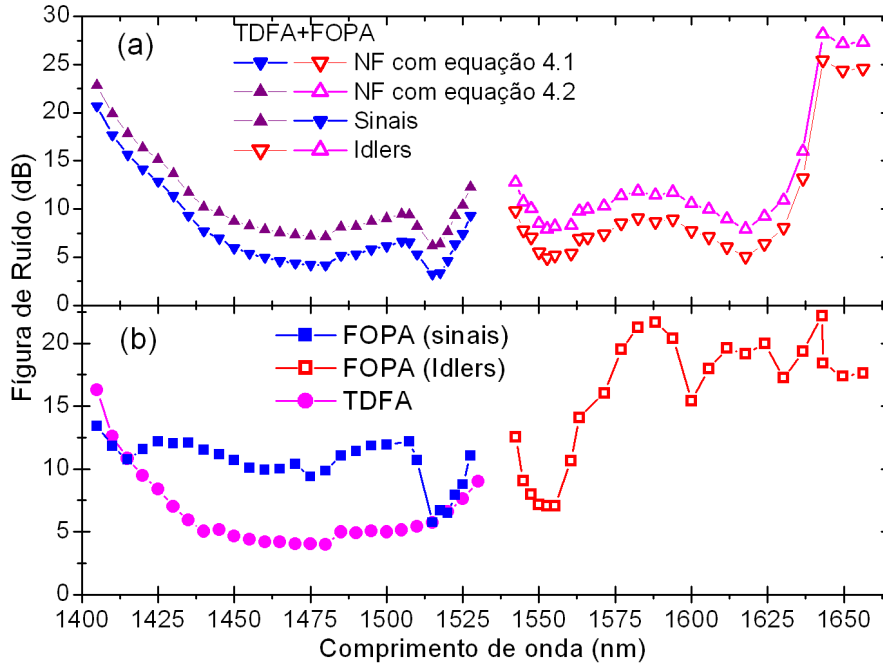


Figura 4.17: Figura de ruído para o TDFA e FOPA individualmente (b) e para o TDFA+ FOPA (a). Símbolos abertos são referentes à idlers.

FOPA (560 mW em 1534.8 nm).

A figura 4.17 compara os comportamentos das figuras de ruído do TDFA+FOPA (figura 4.17(b)) com as figuras de ruído dos módulos individuais do TDFA e do FOPA (figura 4.17(a)). Inicialmente, a figura de ruído calculada para o TDFA+FOPA na equação 4.1. Porém, no híbrido há uma superposição entre emissão espontânea *ASE* e a fluorescência paramétrica *PF*. Assim, posteriormente, calculamos a figura de ruído com a equação 4.2. A mesma abordagem foi dada aos *idlers* gerados na banda C+L, onde o ganho nas equações 4.1 e 4.2 é recolocado pela eficiência de conversão. No caso dos sinais, temos dois regimes distintos. Na faixa de 1507 a 1527 nm a *PF* do FOPA tem uma notável contribuição para a figura de ruído do TDFA+FOPA e para comprimentos de onda menores que 1507 nm temos um predomínio da *ASE* do TDFA. Podemos supor que o valor correto para a figura de ruído do híbrido esteja entre a equação 4.1 e 4.1.

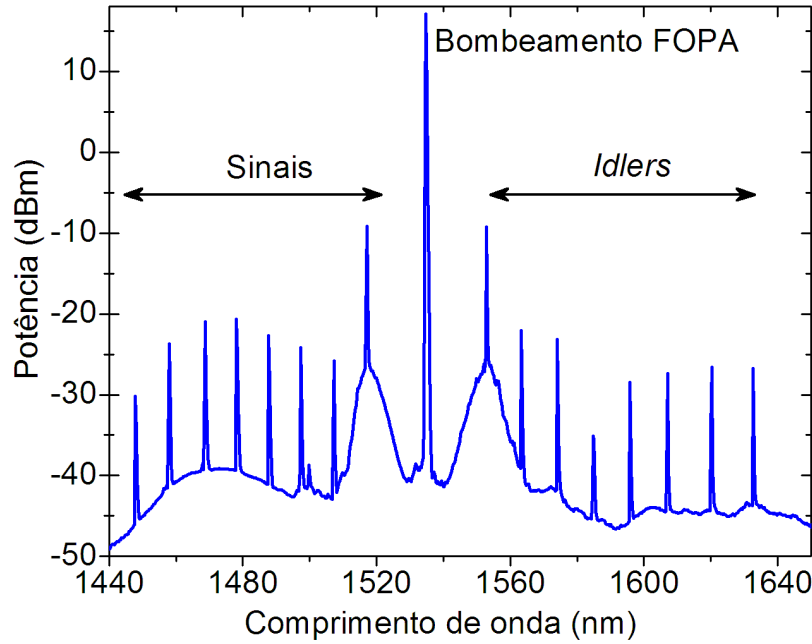


Figura 4.18: Amplificação e conversão de frequência de oito sinais simultâneos (as potências de entrada de cada sinal foi de  $\sim 26$  dBm).

Assim, podemos observar que a figura de ruído do híbrido é abaixo de  $10$  dB no espectro de  $1437$  a  $1526$  nm, exibindo um mínimo em  $1515$  nm de  $4.7$  dB.

Para os *idlers* na banda C+L, sobre o alcance de  $1542$  a  $1630$  nm a eficiência de conversão tem contribuição de ambos os efeitos de *PF* e *ASE* com o domínio do *PF* sobre *ASE*. Em comprimentos de onda mais longos temos uma degradação da eficiência de conversão devido ao descasamento de fase entre o sinal, idler e bombemaneto do FOPA levando, também, a uma deterioração da figura de ruído (alta figura de ruído). A figura de ruído para os *idlers* é menor que  $10$  dB entre  $1544$  a  $1630$  nm, exibindo um mínimo em  $1553$  nm de  $6$  dB.

A figura 4.18 mostra a amplificação simultânea e conversão de oito sinais espaçados por  $\sim 10$  nm, este conjunto de sinais amplificados e convertidos ilustra o potencial para aplicações envolvendo WDM. Os sinais com ganho menores vêm da limitação da potência de bombeamento do TDFA. Todos os sinais são convertidos para banda C+L.

A discrepância entre os sinais e os *idlers* gerados vem do fato de não ter havido um controle individual da polarização para os sinais.

## 4.5 Conclusões.

Demonstramos duas montagens de amplificadores ópticos em série, sendo um EDFA+FOPA e o outro TDFA+FOPA, atuando simultaneamente para amplificação e conversão de frequências. O EDFA+FOPA (TDFA+FOPA) era capaz de amplificar sinais na banda C-L (S) e converter estes para frequências na banda S (C-L). A banda de ganho dos híbridos podem ser equalizada e expandida por: variação das razões das potências de bombeamento dos dois módulos de ganho; modificações no comprimento de onda bombeamento FOPA, respeitando o zero de dispersão da HNLF; e aumentando a potência de bombeamento do TDFA.

# Capítulo 5

## Geração de trem de pulsos curtos com taxas de $170\text{GHz}$ via processos paramétricos.



### 5.1 Introdução.

Como vimos nos capítulos anteriores, o processo de mistura de quatro ondas (FWM) que é um processo paramétrico, pode ser usado com muita eficiência em amplificação e conversão de comprimento de ondas em várias bandas de comunicação óptica. Temos também que FWM pode ser utilizada em geração de pulsos com altas taxas de repetição (trem de pulsos), centenas de  $\text{GHz}$  [92, 93], não alcançadas por nenhum sistema de modulação eletrônico. Inicialmente descrito teoricamente em 1994 [94] e demonstrado experimentalmente em 2002 [95], a geração de trens de pulsos pode ser feita a partir de batimentos de um par de sinais ópticos de onda cw através de FWM em cascata

(ou múltiplos FWM) em fibra com um regime de dispersão anômala. Em ambos os trabalhos foram utilizados múltiplos FWM para gerar um pente de frequências com uma dessintonização em frequência igual à dos sinais originais, gerando um trem de pulsos associados a eles. Esta técnica simples pode gerar trem de pulsos de centenas de  $GHz$  (em [93] o trem de pulsos gerado foi em  $640 GHz$ ). Em um trabalho recente [96] foi realizado a geração de trem de pulsos de picosegundos em taxas de  $20 GHz$  usando fibras em regime de dispersão normal e anômala.

O fenômeno de múltiplo FWM pode ser conceitualmente visto como um processo de instabilidade modulacional [97], em que um feixe óptico é modulado devido ao batimento gerado por um laser sinal em um laser de bombeamento com potência suficiente para gerar a instabilidade. Isto é conceitualmente diferente de uma compressão de um batimento de sólitons [98, 99]. Como este último processo, o sinal senoidal necessita parecer, em potência de pico e duração temporal com um sólito fundamental e este sinal é comprimido ao longo de uma fibra composta com uma variação do perfil de dispersão. Na prática, o trem de pulso gerado usando múltiplos FWM é simples de implementar, com a fibra tendo um valor fixo para dispersão. Isto também possibilita termos um casamento de fase entre os sinais constantes com o FWM e os adicionais FWM ocorrendo de forma mais eficiente.

Uma característica desejável para fontes de pulsos com altas taxas de repetição é a flexibilidade espectral, tal que elas sejam convenientes para multiplexação por divisão de comprimento de onda. Demonstraremos uma técnica que possibilita adicionarmos ao uso de múltiplos FWM uma boa flexibilidade espectral. Temos, para isso, a inserção de três ondas cw com espaçamentos de comprimentos de ondas não uniformes em uma HNLF para geração do processo de múltiplo FWM, criando, desta forma, um pente de frequências e conversão para outros comprimentos de onda.



Mostraremos, neste capítulo (referência [100]), a geração de pulsos quase-Gaussianos correspondentes a um pente de frequências com pulsos de durações de  $\sim 1.6$  ps e taxas de repetição de  $\sim 0.17$  THz. Podemos, também, obter pulsos com outras taxas de repetição, para isso mudamos os espaçamentos entre as linhas cw dos sinais de entrada, ou os tempos de duração dos pulsos, mudando as potências ópticas de entrada, parâmetros de não linearidade, dispersão e o comprimento da fibra. Para analisar os resultados, usamos a técnica de simulações numéricas conhecida como Split-Step Fourier [37], que mostrou uma boa concordância com os resultados experimentais.

## 5.2 Múltiplos FWM e montagem experimental.

O processo de FWM ou múltiplos FWM em fibras ocorre via  $\chi^{(3)}$  através de sucessivas interações entre os sinais ópticos gerados com os sinais iniciais inseridos na fibra e entre eles mesmos. Isto ocorre quando temos um bom casamento de fase entre todos os sinais envolvidos e potências ópticas altas o suficiente para gerar a não linearidade necessária para que dentro do comprimento da fibra tenhamos as interações [25]. Em nosso caso, temos um múltiplo FWM que ocorre em uma HNLF com dispersão deslocada, nula em  $1531\text{nm}$ , na qual usamos três lasers de diodo como sinais de entrada. A figura 5.1(a), ilustra os sinais de entrada 1 e 2 espaçados espectralmente por  $\sim 1.4$  nm ( $\sim 0.17$  THz) que se misturam criando novas componentes de frequências, ocasionando a compressão temporal do batimento, gerando assim o trem de pulsos. O sinal 3, veja figura 5.1(b), afastado espectralmente de 1 e 2 por  $\sim 14$  nm ( $1.76$  THz) é copropagante com o pente de frequências geradas por 1 e 2, assim, temos processos adicionais de múltiplos FWM transferindo o padrão gerado para suas vizinhanças e para outros comprimentos de onda espaçados de  $\sim 14$  nm dele, figura 5.1(c). Podemos pensar para o sinal 3 no sistema como sendo o bombeamento de um FOPA e o processo no todo como sendo

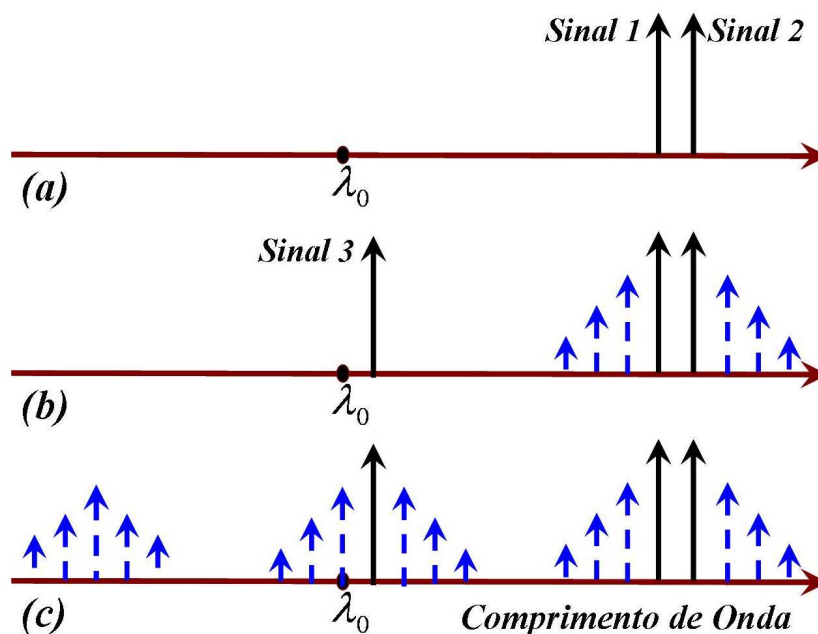


Figura 5.1: Distribuição espectral dos sinais utilizados. (a) Os sinais 1 e 2 iniciais inseridos na HNLF responsáveis pelo sinal de batimento inicial. (b) Inserção do sinal 3 responsável pela conversão do pente de frequências para outros comprimentos de ondas. (c) pente de frequência na saída da HNLF.

uma conversão de comprimento de onda realizado pelo mesmo. Assim, podemos esperar que um pente de frequências *idler* seja gerado em comprimentos de onda mais curtos. Esperamos também que, durante o processo, a fase entre quaisquer linhas espectrais seja tal que possibilite uma geração eficiente de FWM. Observe que o processo aqui descrito é mais complexo que o exposto, porque todos estes processos descritos estão concomitantemente ocorrendo, isto é, tanto os efeitos de conversão de comprimento de onda quanto o de compressão estão se dando de forma simultânea.

A montagem experimental é ilustrada na figura 5.2. Os três sinais utilizados eram provenientes de lasers de diodos sintonizáveis. Os PCs são controladores de polarização que tinham como objetivo deixar os sinais copolarizados. Os sinais 1 e 2 tinham comprimentos de onda de 1551.7 nm e 1553.1 nm, respectivamente, e eram combinados por um acoplador 50/50 e posteriormente combinados com o sinal 3, em 1537.0 nm, via um

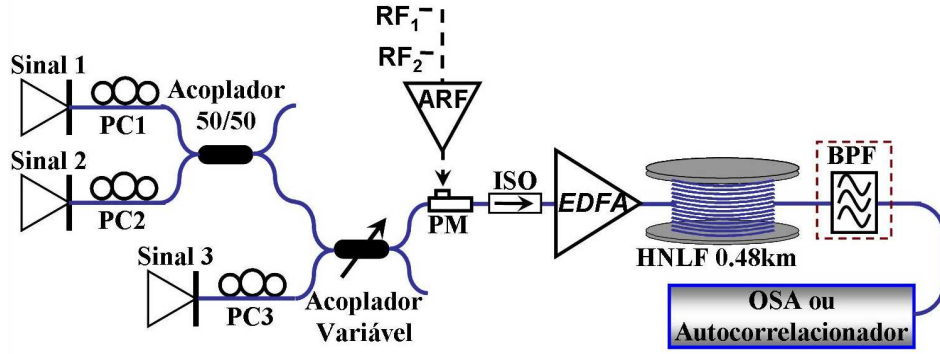


Figura 5.2: Montagem experimental para a geração e conversão espectral de pulsos ópticos.

acoplador variável. O sistema de RF (RF1, RF2 e o ARF) e o modulador de fase PM são utilizados no alargamento de linha dos lasers sinais para uma inibição do processo de espalhamento Brillouin estimulado, veja seção 2.8 e 3.2, e seguidos por um amplificador de fibra dopado com Érbio (EDFA) com potência de saída de até 1 W. O processo de múltiplos FWM ocorre em uma fibra com alta não linearidade (HNLF) e com dispersão deslocada, tendo seu comprimento de onda de zero de dispersão em 1531 nm, e sua variação é de  $0.02 \text{ ps nm}^{-2} \text{ km}^{-1}$ , e coeficiente de não linearidade de  $11.9 \text{ (W km)}^{-1}$ . Assim podemos medir o valor da dispersão para os comprimentos de onda dos sinais 1, 2 e 3 que são  $0.41 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ,  $0.44 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$  e  $0.12 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ , respectivamente.

O sinal na saída foi então examinada por um analisador de espectro óptico (OSA) e um autocorrelacionador. O filtro passa banda (BPF) estava centrado em 1533 nm com uma largura a meia altura de 10 nm (FWHM, full width at half maximum) foi inserido na saída da HNLF quando os pulsos de comprimento de onda convertidos eram analisados.

### 5.3 Simulação numérica.

A modelagem numérica feita para o experimento consiste na utilização da equação não linear de Schrödinger [29] no domínio temporal, com uso de termos de dispersão até terceira ordem ( $\beta_3$ ), resultando em:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A + \frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\gamma|A|^2 A \quad (5.1)$$

onde  $A(z, t)$  é a envoltória da onda propagando-se na direção  $z$ . Temos, como condição inicial, para os sinais 1, 2 e 3 na entrada da fibra como sendo um batimento de cada um deles com uma frequência central entre os três. De modo que podemos escrever o sinal resultante na entrada da fibra como sendo:

$$A(z, t) = \sum_{j=1}^3 \sqrt{P_j} \exp(i\omega_j t) \quad (5.2)$$

onde  $\omega_j = \omega_{sj} - \omega_0$  é a frequência de batimento de cada sinal com relação a frequência central  $\omega_0$  da largura espectral da banda simulada numericamente. Observa-se que os resultados devem ser independentes da escolha do comprimento de onda central, pois os efeitos físicos envolvidos dependem unicamente do batimento entre os sinais. Utilizamos para a resolução numérica da equação 5.1 o método Split-Step Fourier [29, 37]. O filtro passa banda (BPF) foi simulado numericamente como uma função espectral super-Gaussiano com a mesma FWHM do filtro usado experimentalmente.

### 5.4 Resultados e discussões.

Os comprimentos de onda foram otimizados com controle de potências de entrada dos três sinais. Estas otimizações foram obtidas por um ajuste destas potências, necessárias para maior fator de compressão dos pulsos que estavam diretamente associados com um maior pedestal dos pulsos. Assim, procuramos a melhor relação entre as potências

ópticas que maximizavam o compromisso entre os dois parâmetros, fator de compressão e pedestal. A melhor otimização que obtivemos foi com o EDFA com uma potência de saída de  $24.7 \text{ dBm}$ , dos quais  $\sim 7\%$ ,  $\sim 7\%$  e  $\sim 86\%$  eram dos comprimentos de onda dos sinais 1, 2 e 3, respectivamente.

Os resultados experimentais e a simulação numérica para os espectros de saída para os sinais 1 e 2 lançados na fibra com a ausência do sinal 3 são mostrados na figura 5.3(a), enquanto na figura 5.3(b) e (c) temos a presença dos sinais 1, 2 e 3 com e sem o BPF, respectivamente. O espectro de saída com o sinal 3 mostra um perfil bem definido de um pente de frequências em torno do comprimento de onda do sinal 3, que tem uma potência de  $100 \text{ mW}$  e um FWHM de  $3.8 \text{ nm}$ . Com a inserção de BPF, temos uma redução do FWHM para  $\sim 2.4 \text{ nm}$  e uma redução da potência óptica para  $64 \text{ mW}$ . A figura 5.3 mostra também os picos de frequências calculados via simulação numérica correspondente às linhas espectrais geradas (pontos). Temos boas concordâncias entre simulação e experimentos quando somente os sinais 1 e 2 estão presentes e um pouco de discordância quanto a presença do sinal 3. Isto deve-se a modelagem teórica simplificada, que não leva em conta efeitos de dispersão de ordem maior que três. Isto é importante quando nos aproximamos muito do comprimento de onda de dispersão nula.

A figura 5.4(a) mostra experimentalmente (pontos) e simulação numérica (linha), a autocorrelação correspondendo a termos inseridos na fibra os sinais 1 e 2. Temos uma boa concordância entre os dados teóricos e experimentais para o trem de pulsos quando um período de  $6.2 \text{ ps}$  é observado. A simulação correspondente para o perfil do trem de pulsos gerados mostra pulsos com  $1.6 \text{ ps}$  de FWHM de intensidade que é mostrado na figura 5.4(c) e também a intensidade do batimento gerada pelos sinais 1 e 2 na entrada da fibra. É observado que os múltiplos FWM comprimem os pulsos por um fator de 1.9. Experimentalmente e simulando a autocorrelação obtida após a inserção

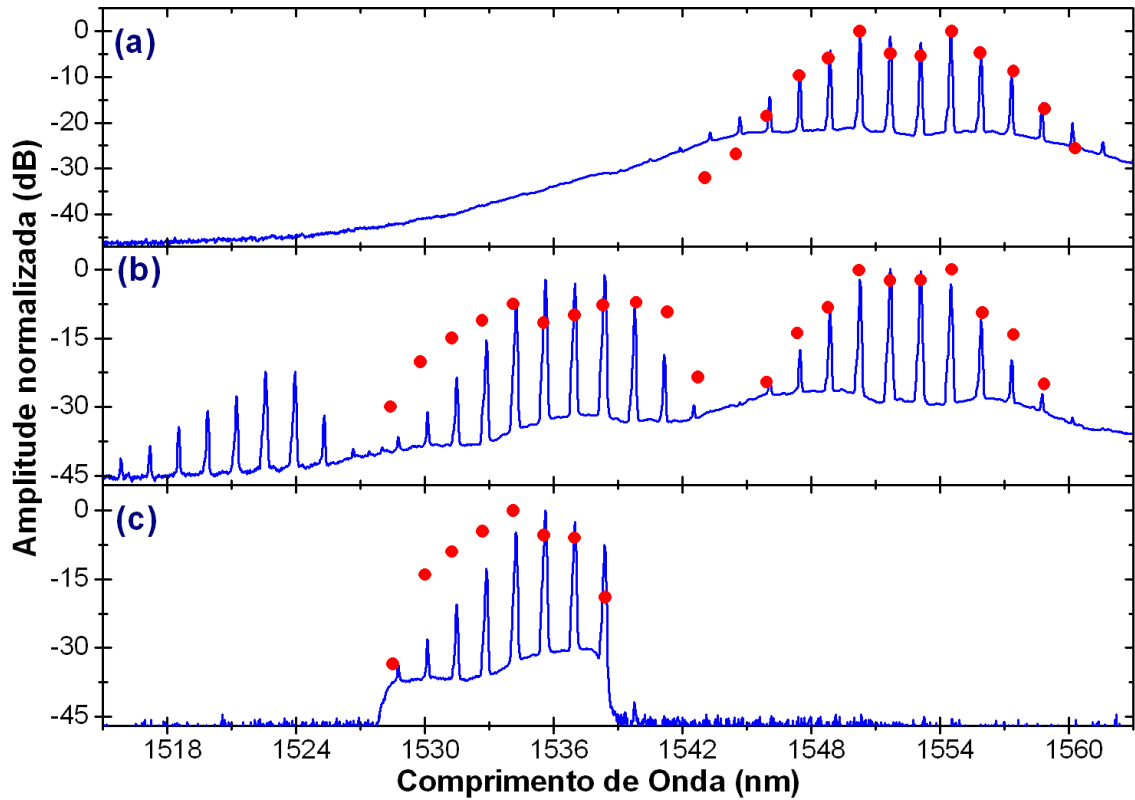


Figura 5.3: Saída espectral da HNLF com o sinal 3 desligado (a), sinal 3 ligado sem (b) e com o BPF (c). Experimental (linha) e simulação numérica (bolas).

do sinal 3 na fibra e a utilização do BPF é visto na figura 5.4(b). Novamente, temos a curva simulada em boa concordância apesar do alto pedestal, dos 12% observados no dado experimental. A simulação também indica uma duração temporal para os pulsos de  $1.6\text{ps}$  com alta qualidade, aproximadamente de perfil Gaussiano, representados na figura 5.4(d). Os pulsos na banda do sinal 3 têm um produto tempo-largura de banda de 0.49, que é um bom indício que os pulsos estão limitados pela transformada de Fourier. Este produto para pulsos Gaussianos é de 0.441 e pulso tipo sech é de 0.315. Com o uso da simulação observamos que as mudanças efetuadas pela inserção ou não do sinal 3 nos pulsos gerados em torno dos sinais 1 e 2 é pequena correspondendo somente um aumento com a inserção do sinal 3 em sua largura temporal de  $0.5\text{ ps}$ .

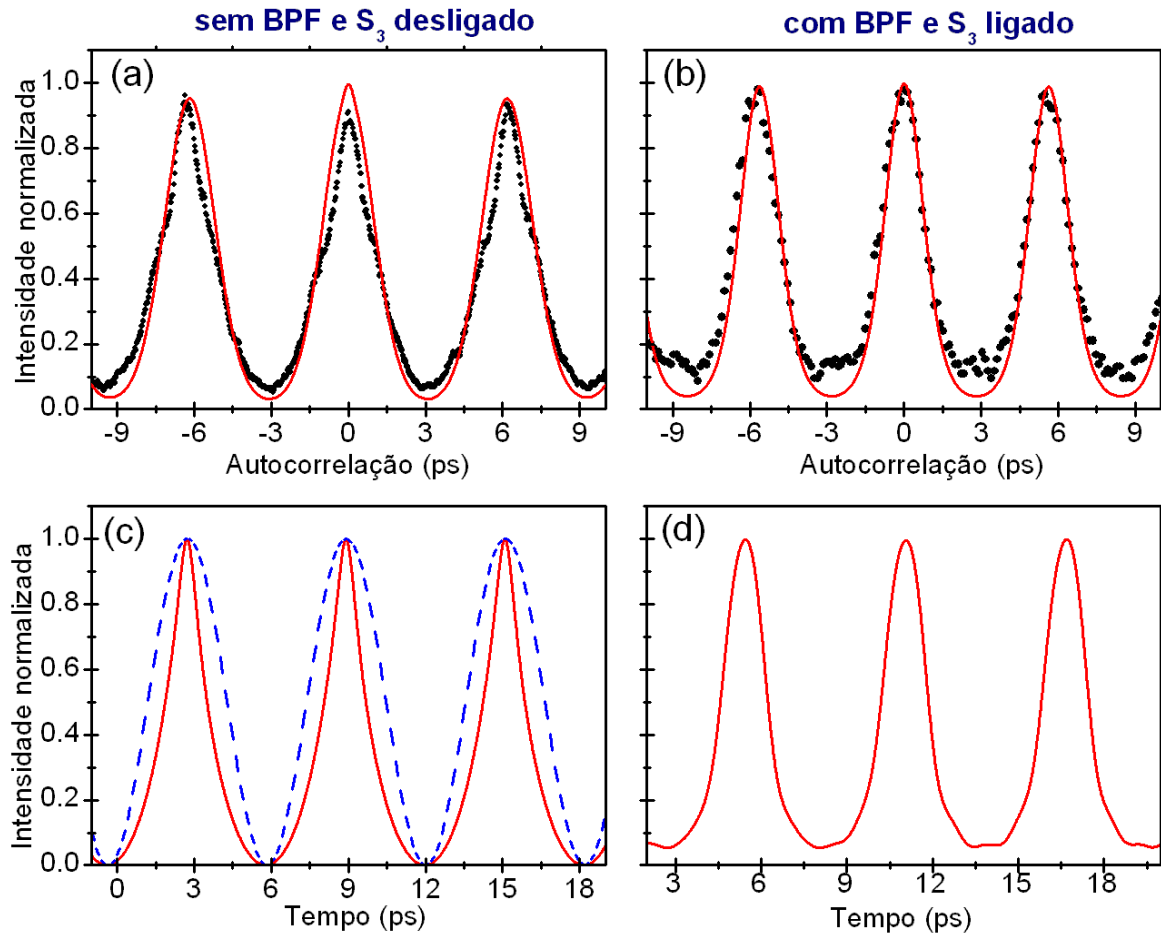


Figura 5.4: Pulsos gerados pelo processo de múltiplos FWM. Resultados experimentais (pontos) e simulação numérica (linhas). Para (a) e (c) temos o caso em que os sinais 1 e 2 estão ligados e o sinal 3 está desligado. Para (b) e (d) temos o caso em que os sinais 1, 2 e 3 estão ligados e temos a presença de BPF centrado no sinal 3. Linha pontilhada em (c) corresponde ao perfil de batimento do sinal 1 com o 2 na entrada na fibra.

Vale mencionar que o mérito por uso do sinal 1 e 2 em  $\sim 1552 \text{ nm}$ , foi experimentalmente, encontrarmos um valor para o sinal 3 em  $1637 \text{ nm}$  que possibilitou um pente de frequências convertido com pulsos de alta qualidade. Se o sinal 3 pode ser simplificado diretamente como um bombeamento para conversão de comprimento de onda da banda contendo o sinal 1 e 2, isto é razoável para esperarmos que este tivesse sido colocado próximo do comprimento de onda do zero de dispersão para permitir o casamento de

fase entre as ondas com uma separação espectral relativamente alta ( $\sim 15 \text{ nm}$ ).

Na prática, isto não é algo tão simples para se fazer teoricamente, deduzir a eficiência de conversão espectral induzida pelo casamento de fase. A potência dos sinais 1 e 2 não são suficientemente baixas para permitir a não depreciação da potência do sinal 3, que significa que esta eficiência espectral não pode ser obtida de forma analítica. Simulações usuais considerando unicamente os sinais 1 e 2 e analisando suas misturas com o sinal 3 não conseguem um espectro concordante com o experimento. Isto mostra que temos um grande número de processos de mistura de ondas ocorrendo concomitantemente. Assim, um modelo teórico mais extensivo torna-se necessário e ultrapassa o objetivo desta tese.

Neste trabalho, tivemos nosso experimento executado com uma única HNLF e tivemos todos os parâmetros da fibra bem fixados, tais como dispersão, não linearidade e comprimento da fibra. Obtivemos de forma clara o trem de pulsos. Uma segunda distribuição espectral de três ondas cw foi também estudada para obtenção de trem de pulsos. Nesta, tínhamos os sinais 1 e 2 em  $1537 \text{ nm}$  e  $1538.3 \text{ nm}$ , e o sinal 3 em  $1551.7 \text{ nm}$ . Neste caso, a autocorrelação corresponde a pulsos mais curtos ( $\sim 0.5 \text{ ps}$ ), porém apresentavam um alto pedestal de 15% e um perfil temporal deteriorado. A baixa qualidade dos resultados dos pulsos, neste caso, pode ser devido ao pente espectral gerado pelos sinais 1 e 2 ter sido formado na região muito próxima ao comprimento de onda de dispersão nula, onde os efeitos de FWM são conhecidos para ter um alto pedestal [95] e onde os efeitos de alta ordem na dispersão tornam-se importantes.

A configuração descrita nessa tese mostra flexibilidade em processos de geração de pulsos baseados em múltiplos FWM. Isto se deve, primeiramente, aos pulsos serem gerados simultaneamente em diversos comprimentos de onda, e segundo, pentes de frequências de onda são gerados em frequências maiores que as originais, observação feita na figura 5.3(b). É possível que os pentes de frequências de pulsos em menores



comprimentos de onda também sejam pulsos curtos. Esta possibilidade não foi confirmada experimentalmente devido à indisponibilidade de um filtro passa banda adequados.

Observamos que para geração de um pente de frequências adicional foi utilizando o sinal 3 como um bombeamento, convertendo os sinais 1-2. Como consequência, um adicional pente de frequência aparece em  $\sim 1522 \text{ nm}$ . Um fraco pente adicional ( $-30 \text{ dB}$  amplitude normalizada) também é observado em torno de  $1567 \text{ nm}$ , que pode ser associado ao caso em que os sinais 1 e 2 desempenham a função de bombeamento. Finalmente, com três sinais é possível fixarmos os comprimentos de onda dos sinais 1 e 2 com uma cavidade ressonante tipo Fabry-Perot com alto fator de qualidade, para diminuição de flutuações originárias de flutuações da diferença de frequência que as duas fontes podem produzir [95] enquanto podemos ainda sintonizar espectralmente os pulsos através do sinal 3.

## 5.5 Conclusões.

Obtivemos múltiplos FWM por inserção de três sinais cw em uma fibra de alta não linearidade com zero de dispersão deslocado, e mostramos a geração de trem de pulsos de  $1.6 \text{ ps}$  com alta taxas de repetição ( $0.17 \text{ THz}$ ) com conversão de comprimento de onda. Simulações numéricas mostraram boa concordância com os experimentos e indicando pulsos de perfis quase-Gaussianos. Perfis com  $0.5 \text{ ps}$  foram observados, porém, deformados. Uma otimização dos parâmetros da fibra pode nos levar a um melhor trem de pulsos com maior qualidade. O esquema exibido aqui dá uma melhor flexibilidade que as técnicas de compressão de pulsos por múltiplas misturas de ondas e pode encontrar aplicações em sistemas de transmissão por multiplexação por divisão de comprimento de onda.

## Capítulo 6

# Estudos de polarização e geração de múltiplos *idlers* com diferentes polarizações via efeitos paramétricos.



### 6.1 Introdução.

Os estudos realizados com amplificadores paramétricos têm em sua maioria uma abordagem com ondas copolarizadas para uma simplificação do modelo teórico e maximização de ganho paramétrico. Porém, efeitos paramétricos têm uma forte dependência com a polarização das ondas envolvidas no processo. Estudos sobre efeitos paramétricos de mistura de quatro ondas com os efeitos de polarização sendo levados em conta têm sido descritos na literatura [26, 101, 102, 103]. Estes apresentam uma série de razões

de interesse. Os estudos da dependência da polarização em fenômenos ópticos não lineares, via susceptibilidade de terceira ordem, abrem novas possibilidades de aplicações. Por exemplo, o uso de dois bombeamentos com polarizações ortogonais em amplificadores paramétricos leva a um ganho no sinal e uma conversão de comprimentos de onda independente da polarização do sinal de entrada [104, 101]. Esta configuração de bombeamentos tem sido utilizada por nós e descrita neste capítulo para geração de múltiplos *idlers* com diferentes polarizações [105]. Estes estudos ampliam a variedade de aplicações para FOPAs.

Também demonstramos neste capítulo uma configuração que faz uso de bombeamentos com polarizações ortogonais e sinal copolarizado com um dos bombeamentos para a geração de *idlers* com diferentes polarizações que demultiplexamos com o uso de um divisor de polarização. Mostramos também o estudo da variação da polarização de um sinal que esta recebendo ganho paramétrico ao longo de uma fibra óptica [106]. Neste caso, demonstramos que a polarização do sinal é atraída para a polarização do bombeamento e propomos que este sistema pode funcionar como um chaveador óptico de polarização.

## 6.2 Geração de múltiplos *idlers* com diferentes polarizações via efeitos paramétricos.

Nos resultados descritos, nesta seção, utilizaremos uma nova montagem experimental que gera três *idlers* em diferentes polarizações via processos de FWM em fibras que têm como bombeamentos duas ondas com polarizações ortogonais de igual potência e que são espectralmente afastadas de  $0.3\text{ nm}$  ( $38.2\text{ GHz}$ ). Assim, temos a geração dos *idlers* sendo realizados por diversos processos de FWM simultâneos envolvendo um ou ambos

os feixes de bombeamentos e sinal. Calculamos teoricamente o ganho total do sinal e as eficiências de geração de cada processo e mostramos que as eficiências estão acopladas. Múltiplos *idlers* são experimentalmente gerados e demultiplexados com um divisor de polarização. Estes *idlers* podem ser utilizados em redes de telecomunicações para copiar sinais seguidos por roteador de dados copiados.

Em trabalho recente [101] dois bombeamentos ortogonais espaçados de 14 *pm* (ou 1.8 *GHz*) foram usados para obter conversão de comprimento de onda independente da polarização. No nosso caso, o espaçamento espectral gera *idlers* praticamente dentro de um canal único de dados, e em suas aplicações não contempla a demultiplexação dos *idlers* gerados. No trabalho descrito na referência [104], um FOPA com duplo bombeamento com polarizações ortogonais foi usado para obter conversão de comprimento de onda independente da polarização. Estudos de múltiplos *idlers* com FOPAs com duplo bombeamento foram também descritos nas referências [107, 108], tendo nos *idlers* como fontes de comunicações cruzadas (*cross-talk*) entre o sinal multiplexado em comprimentos de onda.

### 6.2.1 Princípios de operação e teoria.

Consideremos o caso em que um sinal  $S$  é copolarizado com um bombeamento  $P_1$ , com polarização perpendicular a um segundo bombeamento  $P_2$ . Analisamos esta situação quando temos este sinal e os bombeamentos inseridos em uma fibra de alta não linearidade, possibilitando, desta forma, três efeitos de FWM simultâneos, conforme ilustração da figura 6.1. A polarização gerada pelos *idlers* está relacionada com a polarização do sinal e dos bombeamentos.

O efeito de FWM tem como base a aniquilação de dois fótons de bombeamento  $P_1$  ( $P_2$ ) resultando na criação de um fóton sinal e um *idler*. Este processo tem uma forte

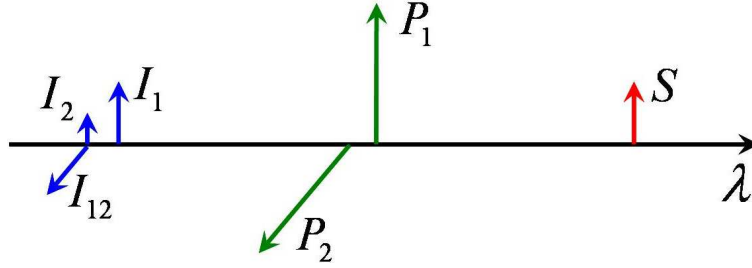


Figura 6.1: Diagrama esquemático mostrando a geração de três idlers via processos de FWM.

dependência com a polarização relativa entre os bombeamentos e o sinal. Assim, o máximo de eficiência do FWM ocorre quando o bombeamento estiver copolarizado com o sinal e seu mínimo quando estão com polarizações ortogonais.

Podemos determinar as equações para os processos de FWM ilustrados na figura 6.1 através do formalismo vetorial introduzido nos capítulos 2 e 3. Considerando que: a dependência transversal dos campos elétricos é a mesma ao longo da fibra de forma a serem excluídas nas equações e os bombeamentos  $P_1$  e  $P_2$  são muito mais intensos que os sinais e os *idlers* gerados, as equações dos bombeamentos podem ser desacopladas das equações dos sinais e *idlers*.

Nos experimentos, a dessintonização espectral entre os bombeamentos é pequena o suficiente para considerarmos que as suas constantes de propagação e dos *idlers* gerados são iguais. Estamos também interessados no caso em que os bombeamentos estão equalizados em potência, e que a potência total do sistema seja  $P_0$  (isto é, a soma dos dois bombeamentos). Sob estas condições, temos as equações para  $P_1$  e  $P_2$  em notação de vetores de Jones na forma  $|A_{P_j}\rangle$  com  $j = 1$  ou  $2$ , dadas por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} |A_{P_j}\rangle &= i\beta_P |A_{P_j}\rangle + \frac{i\gamma}{3} \left[ \langle A_{P_j} | A_{P_j} \rangle + 2 \langle A_{P_m} | A_{P_m} \rangle + |A_{P_j}^*\rangle \langle A_{P_j}^*| \right. \\ &\quad \left. + 2 |A_{P_m}\rangle \langle A_{P_m}| + 2 |A_{P_m}^*\rangle \langle A_{P_m}^*| \right] |A_{P_j}\rangle \end{aligned} \quad (6.1)$$

onde  $\gamma$  é coeficiente de não linearidade da fibra,  $z$  é direção de propagação,  $m = 1$

ou 2 ( $m \neq j$ ) e  $\beta_P$  é a constante de propagação dos bombeamentos. A equação 6.1 é definida de forma que somente efeitos de auto modulação de fase e modulação de fase cruzada entre os bombeamentos são levados em conta. Assim, considerando uma base linear unitária  $|a_j\rangle$  como sendo o vetor unitário na direção do campo  $P_j$  (note que  $\langle a_j | a_m \rangle = 0$  com  $j \neq m$ ) a equação 6.1 tem como solução:

$$|A_{P_j}(z)\rangle = \sqrt{\frac{P_0}{2}} e^{i(\beta_B + \frac{i5\gamma P_0}{6})z} |a_j\rangle \quad (6.2)$$

onde  $P_0 = P_1 + P_2$  é a potência total dos campos de bombeamento.

A equação para o sinal deve levar em conta três processos de FWM: primeiro (segundo), produzido pelo bombeamento  $P_1$  ( $P_2$ ) que gera o *idler*  $I_1$  ( $I_2$ ), neste caso é um processo de FWM degenerado; terceiro, produzido simultaneamente pelos bombeamentos  $P_1$  e  $P_2$  que geram o *idler*  $I_{12}$ , que é o caso de um processo de FWM não degenerado. Podemos antecipar que o processo de FWM degenerado que gera  $I_1$  é muito eficiente devido à copolarização entre os sinal  $S$  e o bombeamento  $P_1$ , enquanto que o processo para gerar  $I_2$  é extremamente fraco se comparado com o anterior devido a termos uma ortogonalidade das polaridades do sinal e do bombeamento  $P_2$ , responsáveis por sua formação.

As equações diferenciais para os campos elétricos do sinal  $S$  e dos *idlers*  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_{12}$  podem ser escritas como  $|A_k\rangle$  com  $k = S, I_1, I_2, I_{12}$ , são acopladas e dadas por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} |A_S\rangle &= i\beta_S |A_S\rangle + \frac{i\gamma}{3} \left( \sum_{l=1,2} \langle A_{P_l} | A_{P_l} \rangle + |A_{P_l}\rangle \langle A_{P_l}| + |A_{P_l}^*\rangle \langle A_{P_l}^*| \right) |A_S\rangle \\ &+ \frac{2i\gamma}{3} \left( \langle A_{I_{12}} | A_{P_1} \rangle |A_{P_2}\rangle + \langle A_{I_{12}} | A_{P_2} \rangle |A_{P_1}\rangle + \langle A_{P_1}^* | A_{P_2} \rangle |A_{I_{12}}^*\rangle \right) \\ &+ \frac{i\gamma}{3} \left( 2 \langle A_{I_1} | A_{P_1} \rangle |A_{P_1}\rangle + \langle A_{P_1}^* | A_{P_1} \rangle |A_{I_1}^*\rangle \right) \\ &+ \frac{i\gamma}{3} \left( 2 \langle A_{I_2} | A_{P_2} \rangle |A_{P_2}\rangle + \langle A_{P_2}^* | A_{P_2} \rangle |A_{I_2}^*\rangle \right) \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} |A_{I_j}\rangle = i\beta_{I_j} |A_{I_j}\rangle + \frac{i\gamma}{3} \left( \sum_{l=1,2} \langle A_{P_l} | A_{P_l} \rangle + |A_{P_l}\rangle \langle A_{P_l}| + |A_{P_l}^*\rangle \langle A_{P_l}^*| \right) |A_{I_j}\rangle$$

$$+ \frac{i\gamma}{3} \left( 2 \langle A_S | A_{P_j} \rangle |A_{P_j}\rangle + \langle A_{P_j}^* | A_{P_j} \rangle |A_S^*\rangle \right) \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} |A_{I_{12}}\rangle &= i\beta_{I_{12}} |A_{I_{12}}\rangle + \frac{i\gamma}{3} \left( \sum_{l=1,2} \langle A_{P_l} | A_{P_l} \rangle + |A_{P_l}\rangle \langle A_{P_l}| + |A_{P_l}^*\rangle \langle A_{P_l}^*| \right) |A_{I_{12}}\rangle \\ &+ \frac{2i\gamma}{3} \left( \langle A_S | A_{P_1} \rangle |A_{P_2}\rangle + \langle A_S | A_{P_2} \rangle |A_{P_1}\rangle + \langle A_{P_1}^* | A_{P_2} \rangle |A_S^*\rangle \right) \end{aligned} \quad (6.5)$$

onde  $j = 1, 2$ ,  $\beta_S$  e  $\beta_I$  são as constantes de propagação do sinal e dos *idlers*, respectivamente. Estas equações podem ser resolvidas analiticamente com seus cálculos feitos de maneira similar realizados na seção 3.2 para o amplificador paramétrico. Para isso, temos que fazer algumas considerações: o sinal está inicialmente copolarizado com  $P_1$ , a polarização dos *idlers* gerados é da forma ilustrada na figura 6.1 e temos as condições iniciais dos campos por  $|A_S(z=0)\rangle = \sqrt{P_{0S}} |a_1\rangle$  e  $|A_k(z=0)\rangle = 0$ , onde  $k = 1, 2$  e 12,  $P_{0S}$  é a potência do sinal em  $z = 0$ . Assim, temos as soluções dadas por:

$$|A_S(z)\rangle = \sqrt{P_{0S}} \left[ \cosh(gz) + \frac{iK}{2g} \sinh(gz) \right] e^{[i(\frac{K}{2} + \frac{4\gamma P_0}{3} + \beta_S)z]} |a_1\rangle \quad (6.6)$$

$$|A_{I_1}(z)\rangle = \frac{i\gamma P_0 \sqrt{P_{0S}}}{2g} \sinh(gz) e^{[i(\frac{K}{2} + \frac{4\gamma P_0}{3} + \beta_I)z]} |a_1\rangle \quad (6.7)$$

$$|A_{I_2}(z)\rangle = \frac{1}{3} \frac{i\gamma P_0 \sqrt{P_{0S}}}{2g} \sinh(gz) e^{[i(\frac{K}{2} + \frac{4\gamma P_0}{3} + \beta_I)z]} |a_1\rangle = \frac{1}{3} |A_{I_1}(z)\rangle \quad (6.8)$$

$$|A_{I_{12}}(z)\rangle = \frac{2}{3} \frac{i\gamma P_0 \sqrt{P_{0S}}}{2g} \sinh(gz) e^{[i(\frac{K}{2} + \frac{4\gamma P_0}{3} + \beta_I)z]} |a_2\rangle \quad (6.9)$$

onde  $g$  é o parâmetro de ganho,  $K$  é a condição de casamento de fase, sendo dados como:

$$g = \sqrt{\left( \frac{1}{4} + \frac{1}{9} + \frac{1}{36} \right) (\gamma P_0)^2 - \frac{K^2}{4}} \quad (6.10)$$

$$K = 2\beta_B - \beta_s - \beta_i - \gamma P_0 \quad (6.11)$$

As equações de 6.6 a 6.9 podem ser usadas para calcular o ganho do sinal  $G$  e a eficiência de conversão de cada *idler* individualmente ( $\eta_{I_1}$  e  $\eta_{I_{12}}$ ):

$$\eta_{I_1} = \frac{\langle A_{I_1} | A_{I_1} \rangle}{\langle A_S(z=0) | A_S(z=0) \rangle} = \left( \frac{\gamma P_0}{2g} \right)^2 \sinh^2(gz) \quad (6.12)$$

$$\eta_{I_2} = \frac{\langle A_{I_2} | A_{I_2} \rangle}{\langle A_S(z=0) | A_S(z=0) \rangle} = \frac{1}{9}\eta_{I_1} \quad (6.13)$$

$$\eta_{I_{12}} = \frac{\langle A_{I_{12}} | A_{I_{12}} \rangle}{\langle A_S(z=0) | A_S(z=0) \rangle} = \frac{4}{9}\eta_{I_1} \quad (6.14)$$

$$G = \frac{\langle A_S | A_S \rangle}{\langle A_S(z=0) | A_S(z=0) \rangle} = 1 + \left(1 + \frac{4}{9} + \frac{1}{9}\right) \left(\frac{\gamma P_0}{2g}\right)^2 \sinh^2(gz) \quad (6.15)$$

Podemos notar pela expressão 6.13 e 6.14 que a geração do *idler*  $I_1$  é 9,5 dB e 3.5 dB mais eficiente que do *idler*  $I_2$  e  $I_{12}$ , respectivamente. Se o sistema é usado para copiar canais de dados em telecomunicações em dois outros canais é desejável que os dois canais (isto é, neste caso usaríamos para copiar os *idlers*  $I_1$  e  $I_{12}$ ) tenham a mesma potência. Na prática, podemos encontrar experimentalmente por meio de uma variação conveniente da razão entre as potências de bombeamento  $P_1$  e  $P_2$  uma potência de saída para os *idlers*  $I_1$  e  $I_{12}$  equalizada.

Note que  $G = 1 + (\eta_{I_1} + \eta_{I_{12}} + \eta_{I_2})$ , o que mostra que o ganho do sinal é maior quando temos todos os processos de geração de *idlers* presentes, devido aos processos de FWM que promovem amplificação. A equação 6.10 para o fator de ganho  $g$  também mostra esta característica. Na expressão para  $g$ , o termos  $1/4$  e  $1/9$  vêm do processo de FWM degenerado (com o bombeamento  $P_1$  e  $P_2$  pré estabelecidos para ser igual  $P_0/2$ ), enquanto o fator  $4/9$  vem do processo de FWM não degenerado.

Vale ressaltar que a expressão de  $g$  leva em conta as contribuições de ambos os bombeamentos, isto é, a eficiência do *idler*  $I_1$  tem uma dependência com  $P_2$ , mesmo com o processo de FWM degenerado para sua geração não depender de  $P_2$ . O acoplamento entre as eficiências dos *idlers* pode ser compreendido através de uma dinâmica de visualização simples: a presença de  $P_2$  resulta em um maior ganho para o sinal, o que implica que há mais fótons do sinal para processo de FWM com  $P_1$  e resultando, conseqüentemente, em um aumento do número de fótons de  $I_1$ . A existência destes



acoplamentos tem como consequência, por exemplo, que a intensidade do ruído característico de  $I_1$  tem uma dependência com o ruído característico de  $P_2$ .

### 6.2.2 Montagem experimental.

A montagem experimental utilizada para a geração de múltiplos *idlers* com diversos estados de polarização é mostrada na figura 6.2. Os dois bombeamentos, tinham a mesma concepção de montagem e consistiam de um laser semiconductor cw sintonizável, com seus espectros alargados por um modulador de fase alimentado por um sinal de RF de 0.5 GHz. Os bombeamentos tinham comprimentos de onda de 1535.3 nm e 1535.0 nm, para  $P_1$  e  $P_2$ , respectivamente. Os controladores de polarização após os moduladores serviam para cruzar as polarizações dos bombeamentos. Eles eram então combinados usando um acoplador 50/50 (3dB) e amplificados em um EDFA. A emissão espontânea do EDFA era removida por um filtro passa banda sintonizável de largura (FWHM) 1 nm.

Um acoplador 90/10 foi usado para combinar 90% dos bombeamentos e 10% do sinal na fibra de alta não linearidade (HNLF). A potência total na fibra era de 840 mW, que eram distribuídos de forma igual entre  $P_1$  e  $P_2$ . O sinal era proveniente de um laser semiconductor operando em 1548 nm. O meio de ganho era a fibra HNLF de 0.48 km com zero de dispersão deslocado em 1531 nm e um coeficiente de não linearidade de  $11.9 W^{-1} km^{-1}$ . O quarto braço do acoplador 90/10 foi utilizado para monitorar a polarização dos bombeamentos e do sinal em um polarímetro. Cuidados foram tomados para visualizar se os estados de polarização dos bombeamentos e do sinal na entrada da HNLF eram similares aos medidos no polarímetro. De qualquer forma, é comum que exista alguma discrepância entre as medidas e o estado de polarização atual. Porém, é observado que polarizações ortogonal/paralela são comumente mantidas ortogonal/paralela.

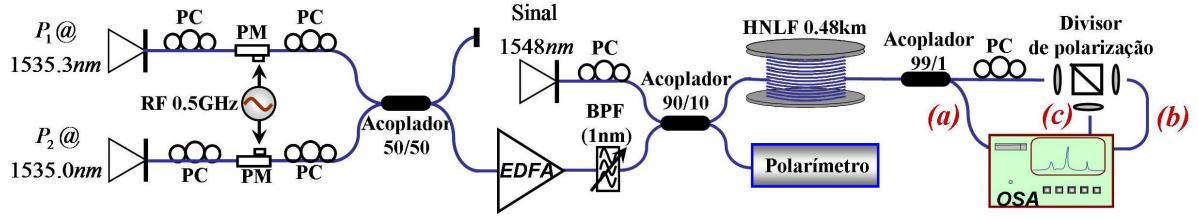


Figura 6.2: Montagem experimental usada para gerar e demultiplexar múltiplos idlers via FWM. (a) (b) e (c) indicação para as medidas feitas no OSA.

A saída da fibra HNLF é passada por um PC e lançadas diretamente em um prisma divisor de feixes polarizados (PBS) no ar. Os dois feixes linearmente polarizados eram então examinados em um analisador de espectro óptico (OSA). O acoplador 99/1 na saída da HNLF servia para análise espectral pré-PBS.

### 6.2.3 Resultados e discussões.

A figura 6.3 mostra o espectro da saída da HNLF obtido via acoplador 99/1 com um ou dois bombeamentos. Quando temos  $P_1$  como o único bombeamento usado, um único *idler* era visível em  $1522.7 \text{ nm}$ , que é assim identificado como  $I_1$ , figura 6.3(a1). Quando usamos  $P_2$  um *idler* era gerado em  $1552.1 \text{ nm}$ , que ficava identificado como  $I_2$ . A geração deste *idler* e o ganho paramétrico proporcionado ao sinal por ele é extremamente ineficiente devido ao processo de FWM ocorrer entre campos com polarizações perpendiculares, figura 6.3(a2), Como observado teoricamente na seção 6.2.1. Finalmente, usamos simultaneamente  $P_1$  e  $P_2$  na HNLF resultando na geração simultânea de  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_{12}$ , com  $I_{12}$  identificado como o sinal em  $1522.4 \text{ nm}$ , 6.3(a3).

A observação experimental da geração dos múltiplos *idlers* mostra que eles, uma vez gerados, podem também funcionar como sinais. Assim, eles geram um processo FWM em cascata replicando-os em torno do sinal S, figura 6.3.(a3). Este fato não foi levado

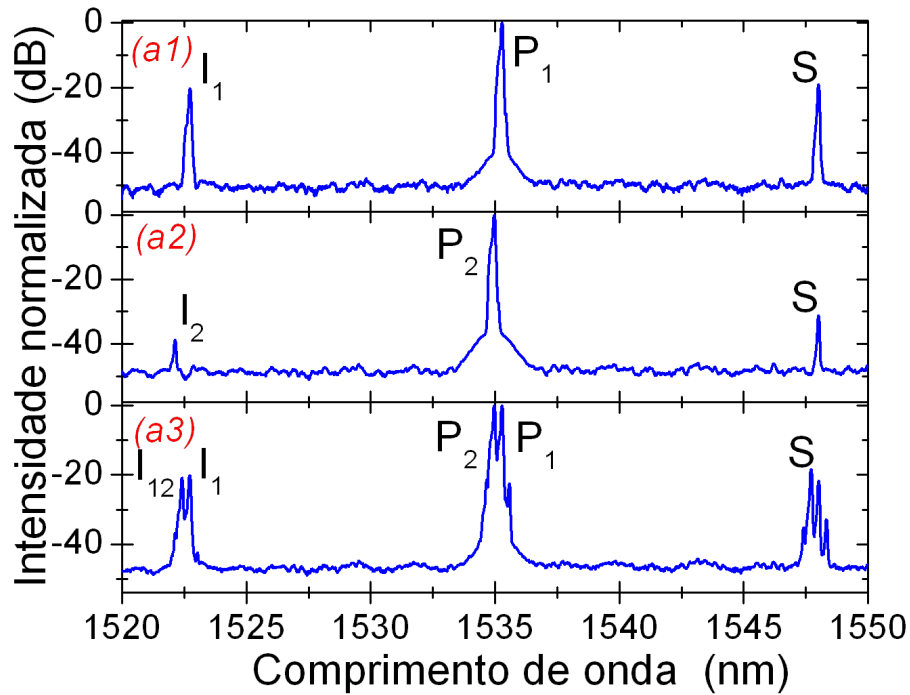


Figura 6.3: Saída experimental obtida via acoplador 99/1 com o uso de somente  $P_1$  (a1), de somente  $P_2$  (a2), e com ambos os bombeamentos  $P_1$  e  $P_2$  (a3)..

em conta em nossa abordagem teórica, produzindo, de maneira sucinta, uma pequena diferença entre as eficiências de conversão teórica e experimental. Temos também que o *idler*  $I_2$  pode ser desconsiderado tanto teoricamente quanto experimentalmente, devido a sua baixa potência. As linhas espectrais ao redor dos bombeamentos  $P_1$  e  $P_2$  indica, que processos de FWM entre eles esta ocorrendo. Assim, um dos bombeamentos esta funcionando como um bombeamento degenerado e o outro como um sinal. Estes processos podem ser minimizados experimentalmente, com a ortogonalidade dos bombeamentos  $P_1$  e  $P_2$ . A observação dessas linhas extras ao redor de  $S$  não têm caráter relevante neste trabalho que está centrado na eficiência de conversão em comprimentos de onda em que estes processos extras de FWM não são relevantes.

A eficiência de conversão de  $I_1$  e  $I_{12}$  (definida de forma conveniente como a potência de saída do *idler* na HNLF pela potência do sinal ( $S$ ) antes do acoplador 90/10) era

de  $-1.0$  e  $-1.7$   $dB$ , respectivamente. Com um aumento da potência de bombeamento podemos ter uma eficiência de conversão positiva. Note que estas eficiências são aproximadamente iguais utilizando potências de bombeamento  $P_1$  e  $P_2$  idênticas, e que teoricamente esta diferença era de  $3.5$   $dB$ . Contudo, encontramos que  $P_1$  teve menor eficiência que  $P_2$  em prover amplificação paramétrica. Em uma configuração de um amplificador paramétrico, com bombeamento único e com ondas copolarizadas,  $P_1$  prove um ganho de  $\sim 3$   $dB$  abaixo que o provido por  $P_2$  (para um bombeamento de  $\sim 600$   $mW$  de potência). É possível que a redução da eficiência de  $P_1$  seja uma consequência do alto espalhamento Brillouin tornando-se mais eficiente no alargamento espectral menos eficiente executado pelos moduladores de fase utilizados. Observamos uma equalização da potência óptica dos *idlers* com ajustes nas polarizações de  $P_1$  e  $P_2$ , como já foi mencionado na seção 6.2.1. Ajuste das potências de bombeamentos pode ser a abordagem escolhida para conseguirmos a equalização em uma configuração livre de espalhamento Brillouin.

Para estimar a possibilidade de demultiplexar  $I_1$  e  $I_{12}$ , o espectro transmitido (b) e refletido (c) através do divisor de polarização PBS foi medido quando ambos os bombeamentos eram usados. Ajustou-se o PC após a HNLF para transmitir  $I_{12}$  enquanto refletia  $I_1$ , como mostra a figura 6.4(b) e 6.4(c), respectivamente. A figura 6.4(a) tem a medida realizada via acoplador 99/1 para comparação. Em ambas as medidas, depois de PBS o espectro dos *idlers* com polarizações cruzadas foram suprimidos por  $17.4$   $dB$ . Como a razão de extinção esperada para o PBS é de  $30$   $dB$ , observamos que a supressão obtida experimentalmente é limitada pela habilidade de inserção das ondas na HNLF com perfeita polarizações ortogonais e relativo controle entre as polarizações durante sua propagação na HNLF. O uso de uma HNLF mantedora de polarização pode contribuir diretamente para supressão das polarizações cruzadas. A obtenção de uma boa supressão

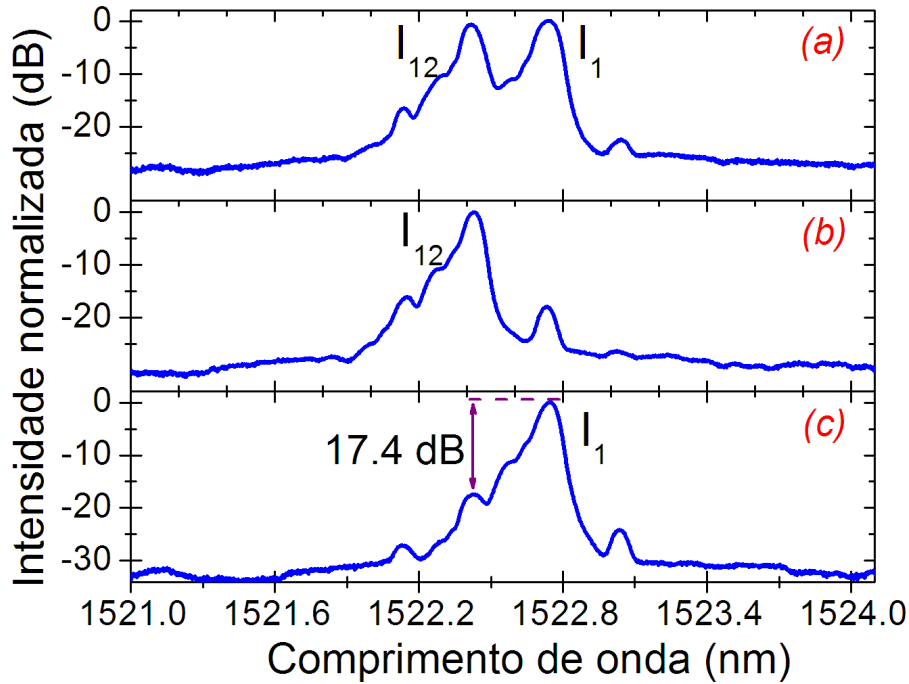


Figura 6.4: Espectro de saída dos idlers obtida via acoplador 99/1(a), e transmitido através (b) e refletido (c) pelo o PBS quando ambos os bombeamentos estão ligados.

viabilizaria a utilização dessa configuração em sistemas de redes de telecomunicações para gerar múltiplos sinais com conversão de comprimento de onda e acompanhado por um roteador seletivo dos sinais convertidos. Em aplicações práticas, o PBS no ar pode ser substituído por seu similar em fibras.

Demonstramos que dois *idlers* podem ser gerados se a polarização do sinal é paralela a um dos dois bombeamentos que estão ortogonais um com o outro. Contudo, se esta condição não é mais imposta (enquanto que os bombeamentos ainda são ortogonais) a geração de  $I_2$  pode ser bem mais eficiente. Além disso, qualquer destas três ondas geradas terá estados de polarização diferentes, indicando que a demultiplexação parcial ainda é possível. Para ilustrar este caso, usamos dois bombeamentos circularmente polarizados e o sinal em uma polarização linear. Novamente, temos a necessidade que todas as polarizações mantenham suas polarizações durante a propagação na HNLF.

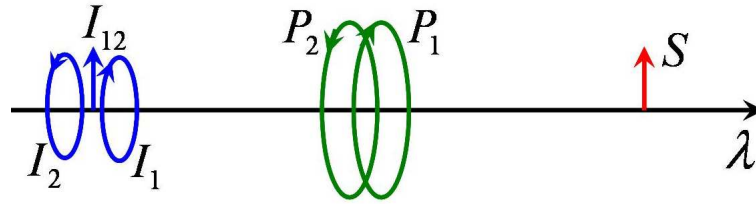


Figura 6.5: Diagrama esquemático mostrando a geração de três idlers com bombeamentos circulares ortogonais.

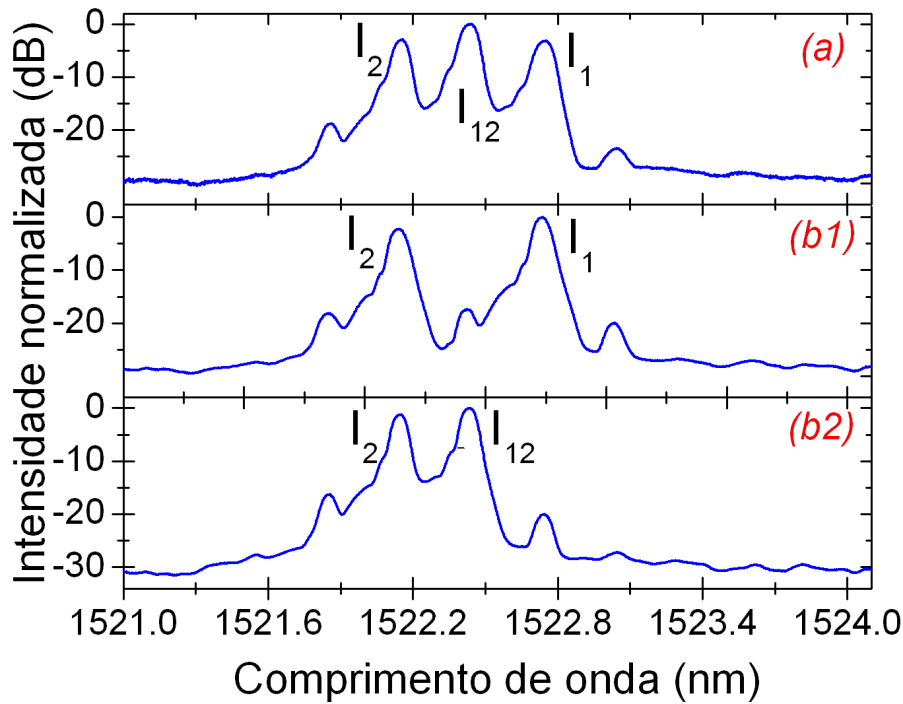


Figura 6.6: Espectro de saída dos idlers obtida via acoplador 99/1(a), e após transmissão (b1) e (b2) no PBS para diferentes ajustes do PC após HNLN. As polarizações dos bombeamentos eram circulares e ortogonais.

Podemos observar que, teoricamente, as polarizações dos *idlers*  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_{12}$  são paralelas as polarizações de  $P_1$ ,  $P_2$  e  $S$ , respectivamente, conforme ilustra a figura 6.5. A figura 6.6(a) representa a saída espectral do acoplador 99/1, mostrando a geração dos três *idlers*, e 6.6(b1) e (b2) a transmitida através do PBS para diferentes ajustes do PC após a HNLN. Na figura 6.5(b1) o ajuste do PC serve para que todo o *idler*  $I_{12}$  seja refletido

pelo PBS. Neste caso, 50% da potência do *idler*  $I_1$  e  $I_2$  são transmitidos e medidos no OSA. Na figura 6.6(b2) o ajuste do PC é realizado para que  $I_2$  ( $I_1$ ) seja totalmente transmitido (refletido) pelo PBS. Como consequência 50% do *idler*  $I_{12}$  é transmitido. Em ambos os casos mostramos que a supressão do *idler* refletido é de 15 dB. Esse resultado mostra que nossa montagem pode extrair diferentes pares de *idlers*.

## 6.3 Estudo da polarização de sinais com ganho paramétrico em fibras.

No início desta tese, fizemos uma abordagem vetorial de propagação de onda em fibras e deduzimos a equação não linear de Schrödinger (equação 2.34) em fibras sem birrefringência. Nesta seção vamos estender a equação 2.34 para o caso com variação aleatória da birrefringência ao longo da fibras e utilizando o formalismo desenvolvido em [103], estudaremos a dependência da polarização de sinal óptico com a polarização do bombeamento FOPA.

### 6.3.1 Teoria vetorial da FWM em fibras com birrefringência aleatória.

Nos diversos tratamentos feitos na literatura sobre FWM em fibras, sempre é levado em conta o caso de ondas copolarizadas, que simplifica a abordagem teórica fazendo que os campos elétricos e as suscetibilidades sejam tratados como grandezas escalares. Recentemente, alguns trabalhos têm estudado os efeitos de FWM e modulação de fase em fibras por um tratamento vetorial [26, 102, 109, 103]. A equação não linear de Schrödinger vetorial é dada por (equação 2.34):

$$i\frac{\partial}{\partial z}|A\rangle + \beta|A\rangle + \frac{i\alpha}{2}|A\rangle + \frac{1}{3}\gamma[2\langle A|A\rangle + |A^*\rangle\langle A^*||A\rangle] = 0 \quad (6.16)$$

onde  $|A\rangle$  é envoltória do campo elétrico em notação de vetores de Jones,  $\beta$  é a constante de propagação,  $\alpha$  é a atenuação na fibra,  $\gamma$  o parâmetro de não linearidade.

O efeito de birrefringência em fibras tem sua origem em pequenas mudanças no índice de refração numa seção transversal da fibra, resultando em diferentes comportamentos em cada polarização da luz que atravessa esta fibra. Esse efeito tem uma natureza aleatória devido a essas mudanças ocorrerem por torções e gradientes de temperatura ao longo da fibra. Isto resulta, em termos de polarização, em rotações aleatórias da polarização da luz que se propaga nesta fibra. Esses giros aleatórios de polarização podem ser vistos como um único giro aleatório dentro de comprimento característico de birrefringência aleatória  $z_h$ , que para fibras de sílica é tipicamente de alguns metros.

Consideramos que as rotações são periódicas ao longo da fibra com períodos do comprimento característico de birrefringência e sendo de  $\theta$  a rotação espacial aleatória sobre um intervalo de  $[0, 2\pi]$ . Consideramos também que quando a rotação aleatória  $\theta$  ocorre, temos um fator de fase aleatório  $\phi$  que é adicionado para a diferença entre os  $A_x$  e  $A_y$ . Podemos escrever uma transformação válida para esses giros rápidos da polarização ao longo dos comprimentos característicos da birrefringência  $z_h$ , que é em fibras de sílica é tipicamente de 100 m. Assim temos a transformação dada por:

$$|A\rangle = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta)e^{i\phi} \\ -\sin(\theta)e^{-i\phi} & \cos(\theta) \end{bmatrix} |A'\rangle \quad (6.17)$$

A equação 6.17 pode representar uma rotação arbitrária de ângulos  $2\theta$  e  $\phi$  sobre a esfera de Poincaré. Na análise seguinte, os ângulos  $\theta$  e  $\phi$  são assumidos uniformemente distribuídos e variando aleatoriamente sobre a esfera de Poincaré em intervalos do comprimento característico da birrefringência  $z_h$ . Em sistemas de escalas de vários km, temos várias rotações sendo realizadas ao longo da propagação da luz. Estas rotações são rápidas e correspondem a aproximações de baixa ordem em teorias de perturbação. Substituindo a equação 6.17 na equação 6.16, e calculando as médias sobre os valores



de  $\theta$  e  $\phi$  e fazendo:  $|A'\rangle \rightarrow |A\rangle$ ,  $(8/9)\gamma \rightarrow \gamma$  e desconsiderando a atenuação na fibra ( $\alpha = 0$ ), teremos [103, 110] a conhecida equação de Manakov [111], que é dada por:

$$i \frac{\partial}{\partial z} |A\rangle + \beta |A\rangle + \gamma \langle A | A \rangle |A\rangle = 0 \quad (6.18)$$

As deduções das equações para o efeito paramétrico degenerado a partir da equação 6.18 começam escrevendo-se os campos de sinal bombeamento e *idler* da forma:

$$|A\rangle = \sum_{j=S,I,P} |A_j\rangle \quad (6.19)$$

com  $2\omega_P = \omega_S + \omega_I$ ,  $S$ ,  $P$  e  $I$  são compreendidos como as ondas de sinal, bombeamento e *idler*, respectivamente. Considerando a intensidade do bombeamento muito maior que do sinal e do *idler*, de forma que podemos considerar sua degradação desprezível ao longo da fibra, e também desconsiderando os efeitos de auto-modulação e modulação de fase cruzada produzidos pelo sinal e *idler* devidos a sua baixa intensidade, temos as equações para o bombeamento, sinal e *idler* no processos de FWM degenerado:

$$\frac{\partial |A_P\rangle}{\partial z} = i\beta_P |A_P\rangle + i\gamma \langle A_P | A_P \rangle |A_P\rangle \quad (6.20)$$

$$\frac{\partial |A_j\rangle}{\partial z} = i\beta_j |A_j\rangle + i\gamma (\langle A_P | A_P \rangle + |A_P\rangle \langle A_P|) |A_j\rangle + i\gamma \langle A_m | A_P \rangle |A_P\rangle \quad (6.21)$$

onde  $j, m = S$  ou  $I$  com  $j \neq m$  e  $\beta_j$  é a constante de propagação da onda  $j$ . Desde que a equação 6.20 para o bombeamento não dependa do sinal ou *idler*, pode ser facilmente integrada e tem como solução:

$$|A_P\rangle = \sqrt{P_0} e^{i(\beta_P + \gamma P_P)z} |a_P\rangle \quad (6.22)$$

com  $P_0$  sendo a potência total do bombeamento e  $|a_P\rangle$  um vetor unitário independente de  $z$ . Note que,  $|a_P\rangle$  corresponde a um vetor fixo no referencial girante. Para equação 6.21, podemos fazer uma mudança de variáveis para um conjunto mais conveniente, dado por:

$$|A_j\rangle = \sqrt{P_0} e^{i(\beta_j + \gamma P_0 \hat{\Gamma})z} |a_j\rangle \quad (6.23)$$

onde  $P_{0S}$  é a potência do sinal de entrada,  $\hat{\Gamma} = 1 + |a_P\rangle \langle a_P|$  é um operador que descreve os efeitos de modulação de fase e  $|a_j\rangle$  é um novo vetor, que difere de  $|a_P\rangle$ , e que não é necessariamente unitário e real. Assim, podemos escrever um novo conjunto de equações, dado por:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} |a_S\rangle = i\gamma P_0 e^{i\hat{K}z} |a_P\rangle \langle a_P^*| a_I^*\rangle \\ \frac{\partial}{\partial z} |a_I^*\rangle = -i\gamma P_0 e^{i\hat{K}z} |a_P^*\rangle \langle a_P| a_S\rangle \end{cases} \quad (6.24)$$

onde  $\hat{K} = 2\gamma P_0 \hat{\Gamma} + \Delta\beta$  é o operador que descreve o casamento de fase entre sinal, *idler* e bombeamento, e  $\Delta\beta = \beta_S = \beta_I - 2(\beta_P + \gamma P_0)$ . O conjunto de equações 6.24 de primeira ordem, pode ser trabalhado para resultar na equação de segunda ordem, dada por:

$$\frac{\partial^2 |a_j\rangle}{\partial z^2} + i\hat{K} \frac{\partial |a_j\rangle}{\partial z} - (\gamma P_0)^2 |a_P\rangle \langle a_P| a_j\rangle = 0 \quad (6.25)$$

onde  $j = S$  ou  $I$ . Com as condições iniciais  $|a_S\rangle = |a_S^0(z=0)\rangle$  e  $|a_I(z=0)\rangle = 0$  esta equação tem uma solução da forma:

$$|a_j\rangle = \left( \hat{\Sigma}_j e^{\hat{g}z} + \hat{\Omega}_j e^{-\hat{g}z} \right) e^{-\frac{i\hat{K}z}{2}} |a_S^0\rangle \quad (6.26)$$

onde temos:

$$\hat{g}^2 + \left( \frac{\hat{K}}{2} \right)^2 = (\gamma P_0)^2 |a_2\rangle \langle a_2| \quad (6.27)$$

$$\begin{cases} \hat{\Sigma}_S + \hat{\Omega}_S = \hat{I} \\ \hat{\Sigma}_S - \hat{\Omega}_S = \frac{i\hat{K}}{2\hat{g}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \hat{\Sigma}_S = \frac{1}{2} \left( \hat{I} + \frac{i\hat{K}}{2\hat{g}} \right) \\ \hat{\Omega}_S = \frac{1}{2} \left( \hat{I} - \frac{i\hat{K}}{2\hat{g}} \right) \end{cases} \quad (6.28)$$

$$\begin{cases} \hat{\Sigma}_I + \hat{\Omega}_I = 0 \\ \hat{\Sigma}_I - \hat{\Omega}_I = \frac{i\gamma P_0 |a_P\rangle \langle a_P^*|}{\hat{g}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \hat{\Sigma}_I = \frac{1}{2} \frac{i\gamma P_0 |a_P\rangle \langle a_P^*|}{\hat{g}} \\ \hat{\Omega}_I = -\frac{1}{2} \frac{i\gamma P_0 |a_P\rangle \langle a_P^*|}{\hat{g}} \end{cases} \quad (6.29)$$

onde  $\hat{I}$  é o operador identidade,  $\hat{g}$  é o operador que descreve o ganho paramétrico. Ficamos, assim, com a solução na forma:

$$|a_S\rangle = \left( \cosh(\hat{g}z) + \frac{i\hat{K}}{2\hat{g}} \sinh(\hat{g}z) \right) e^{-\frac{i\hat{K}z}{2}} |a_S^0\rangle \quad (6.30)$$

$$|a_I\rangle = \frac{i\gamma P_0 |a_P\rangle \langle a_P^*|}{\hat{g}} \sinh(\hat{g}z) e^{-\frac{i\hat{K}z}{2}} |a_S^0\rangle \quad (6.31)$$

É de fácil constatação ver que os operadores  $\hat{\Gamma}$ ,  $\hat{K}$  e  $\hat{g}$  comutam. Assim, são diagonalizáveis simultaneamente, e  $|a_P\rangle$  é um autovetor simultâneo dos três operadores. O outro autovetor é  $|a_{\perp P}\rangle$ , representando o estado de polarização ortogonal a polarização do bombeamento. Os autovalores dos três operadores podem ser calculados como:

$$\hat{\Gamma}(|a_P\rangle + |a_{\perp P}\rangle) = 2|a_P\rangle + 1|a_{\perp P}\rangle \quad (6.32)$$

$$\hat{K}(|a_P\rangle + |a_{\perp P}\rangle) = (4\gamma P_0 + \Delta\beta)|a_P\rangle + (2\gamma P_0 + \Delta\beta)|a_{\perp P}\rangle = k|a_P\rangle + k_{\perp}|a_{\perp P}\rangle \quad (6.33)$$

$$\hat{g}^2(|a_P\rangle + |a_{\perp P}\rangle) = \left( (\gamma P_0)^2 - \left(\frac{k}{2}\right)^2 \right) |a_P\rangle - \frac{k_{\perp}^2}{4} |a_{\perp P}\rangle = g^2|a_P\rangle + g_{\perp}^2|a_{\perp P}\rangle \quad (6.34)$$

onde

$$k = 4\gamma P_0 + \Delta\beta, \quad k_{\perp} = 2\gamma P_0 + \Delta\beta, \quad g^2 = (\gamma P_0)^2 - (k/2)^2, \quad g_{\perp}^2 = -(k_{\perp}/2)^2. \quad (6.35)$$

Assim, temos condições de calcular os campos elétricos na saída da fibra. Se  $|a_S^0\rangle = a_{//}|a_P\rangle + a_{\perp}|a_{\perp P}\rangle$  com  $a_{//}$  e  $a_{\perp}$  constantes. Os campos assumem a forma  $|A_S\rangle = a_{1S}|a_P\rangle + a_{2S}|a_{\perp P}\rangle$  e  $|A_I\rangle = a_{1I}|a_P\rangle + a_{2I}|a_{\perp P}\rangle$ , onde  $a_{1S}$ ,  $a_{2S}$ ,  $a_{1I}$  e  $a_{2I}$  são dados por:

$$a_{1S}(z) = a_{//S} \sqrt{P_{0S}} \left( \cosh(gz) + \frac{ik}{2g} \sinh(gz) \right) e^{[i(\beta_S + 2\gamma P_0 - \frac{k}{2})z]} \quad (6.36)$$

$$a_{2S}(z) = a_{\perp S} \sqrt{P_{0S}} \left( \cosh(g_{\perp}z) + \frac{ik_{\perp}}{2g_{\perp}} \sinh(g_{\perp}z) \right) e^{[i(\beta_S + \gamma P_0 - \frac{k_{\perp}}{2})z]} \quad (6.37)$$

$$a_{1I} = a_{//S} \sqrt{P_{0S}} \frac{i\gamma P_2}{g} \sinh(gz) e^{-\frac{ikz}{2}} e^{i(\beta_j + 2\gamma P_2)z} \quad (6.38)$$

$$a_{2I} = 0 \quad (6.39)$$

Neste trabalho, estamos interessados no caso em que  $|a_P\rangle$  representa, em um referencial girante, uma polarização linear horizontal e o sinal é linear fazendo um ângulo de  $+45^\circ$  ou  $-45^\circ$  com a horizontal (isto é,  $a_{//S} = a_{\perp S} = 1/\sqrt{2}$  ou  $a_{//S} = -a_{\perp S} = 1/\sqrt{2}$ , respectivamente). Em seguida, analisamos a evolução da polarização do sinal na saída da fibra em função da potência de bombeamento no espaço de Stokes em termos dos vetores normalizados. Estes vetores estão relacionados com os vetores de Jones dos campos por:

$$\vec{S} = \frac{\langle A_S | \vec{\sigma} | A_S \rangle}{\langle A_S | A_S \rangle} \quad (6.40)$$

onde  $\vec{\sigma} = \sigma_1 \hat{e}_1 + \sigma_2 \hat{e}_2 + \sigma_3 \hat{e}_3$  com  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  e  $\sigma_3$  sendo as matrizes de Pauli, usamos a notação de [26] e  $\hat{e}_1$ ,  $\hat{e}_2$  e  $\hat{e}_3$  são os vetores unitários no espaço de Stokes ao longo dos eixos espaciais  $S_1$ ,  $S_2$  e  $S_3$ , respectivamente. Assim, temos:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (6.41)$$

$$S_1 P_S = \begin{bmatrix} A_S^* & A_{\perp S}^* \end{bmatrix} \sigma_1 \begin{bmatrix} A_S \\ A_{\perp S} \end{bmatrix} = |A_S|^2 - |A_{\perp S}|^2 \quad (6.42)$$

$$S_2 P_S = \begin{bmatrix} A_S^* & A_{S\perp}^* \end{bmatrix} \sigma_2 \begin{bmatrix} A_1 \\ A_{1\perp} \end{bmatrix} = A_S^* A_{\perp S} + A_{\perp S}^* A_S = 2\Re(A_S^* A_{\perp S}) \quad (6.43)$$

$$S_3 P_S = \begin{bmatrix} A_S^* & A_{\perp S}^* \end{bmatrix} \sigma_3 \begin{bmatrix} A_S \\ A_{\perp S} \end{bmatrix} = i(A_{\perp S}^* A_S - A_S^* A_{\perp S}) = -2\Im(A_{\perp S}^* A_S) \quad (6.44)$$

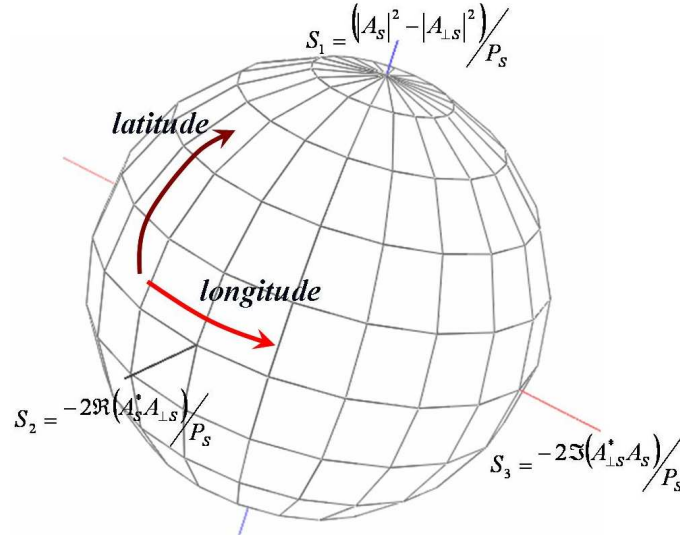


Figura 6.7: Esfera de Poincaré. Polarização do bombeamento com  $S_1 = 1$ .

onde  $P_S$  é o potência total do sinal, dada por:

$$P_S = |A_S|^2 + |A_{\perp S}|^2 \quad (6.45)$$

Assim, temos uma esfera no espaço de Poincaré, formada pelo vetor de Stokes normalizado  $(S_1, S_2, S_3)$ , observe que os parâmetros de Stokes têm a seguinte relação  $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1$ , veja figura 6.7. A escolha do polo da esfera como sendo  $S_1$  foi por conveniencia para melhor exposição dos resultados.

Antes da discussão dos resultados, é interessante uma compreensão dos dois diferentes movimentos do vetor de Stokes sobre a superfície da esfera. Com o bombeamento no eixo  $S_1$ , um movimento ao longo das longitudes desenhadas na figura 6.7 corresponde a mudanças relativas na amplitude do sinal na horizontal e na vertical do espaço físico. Como a mudança ocorre somente com a presença do bombeamento, isto possibilita ganho paramétrico, que amplifica exclusivamente a componente na polarização do bombeamento (observe que  $g_{\perp}$  é imaginário). Em outras palavras, um movimento da polarização do sinal em uma latitude corresponde a uma mudança da fase relativa das componentes do sinal que depende da potência do bombeamento (modulação de

fase). Assim, o movimento do vetor de Stokes sobre superfície da esfera de Poincaré induzido por uma modulação de fase é ortogonal ao induzido por uma amplificação paramétrica. Experimentalmente, temos na montagem experimental um polarímetro (da marca ThorLabs) que nos fornece os parâmetros de Stokes do sinal S.

### 6.3.2 Montagem experimental e resultados.

A evolução analítica da polarização do sinal com a potência de bombeamento é mostrada como linhas sólidas sobre a esfera de Poincaré na figura 6.8 e na forma dos parâmetros de Stokes na figura 6.9. A seta na figura 6.8 mostra a direção do aumento da potência de bombeamento. Note que os pólos da esfera foram escolhidos intencionalmente ao longo de  $S_1$ , invés de  $S_3$ , como é convencionalmente feito. Esta a escolha de  $S_1$  ajuda na discussão dos resultados.

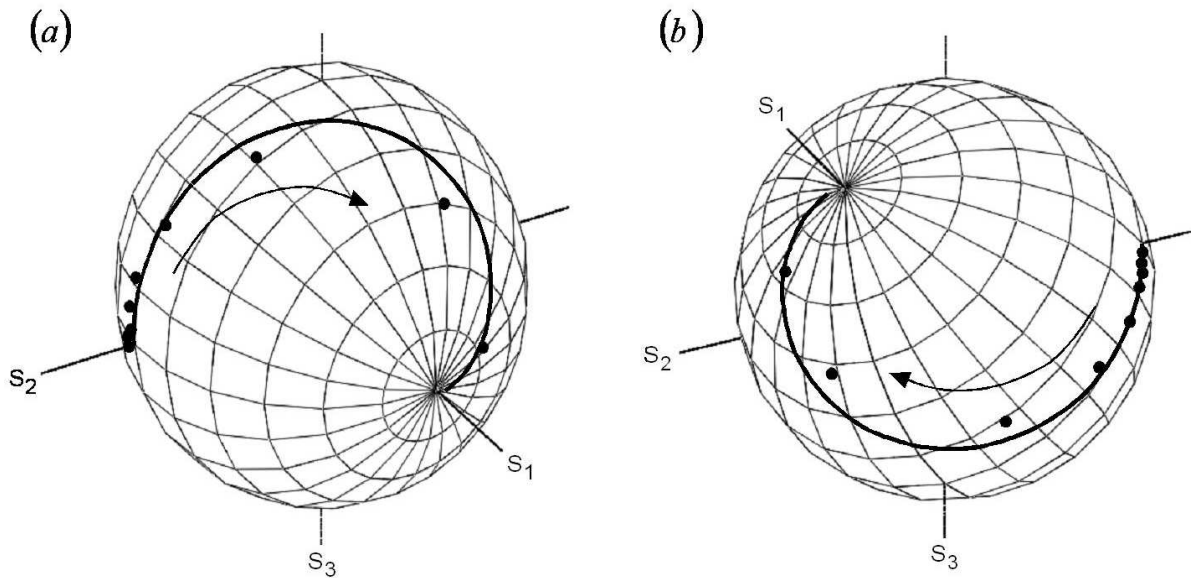


Figura 6.8: Vetores de Stokes normalizados teórico (linha) e experimental (pontos) na saída da HNLF como função da potência de bombeamento para uma polarização linear do sinal na ausência do bombeamento de  $+45^\circ$  (a) e  $-45^\circ$  (b). A seta indica a direção do aumento do bombeamento. Os pontos correspondem a potências de 0.15, 25, 70, 115, 190, 310 e 500mW.

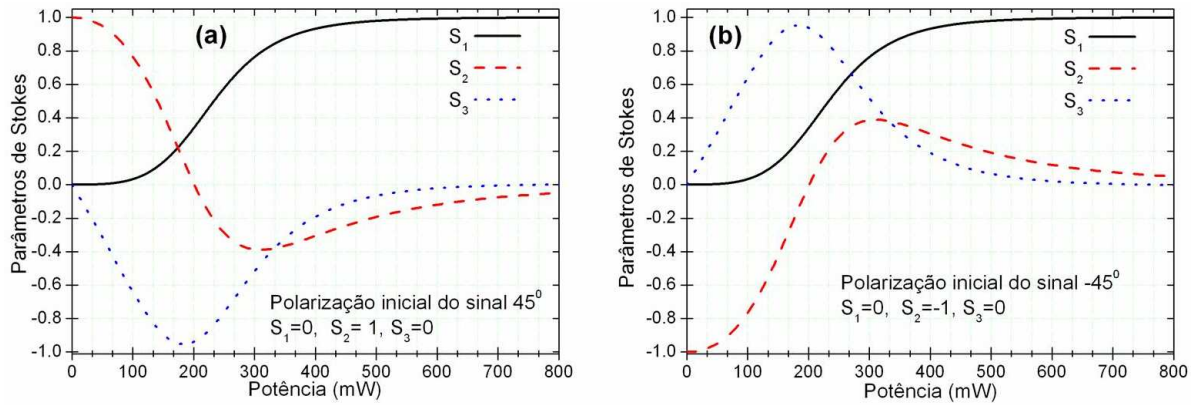


Figura 6.9: *Parâmetros de Stokes normalizados (teoria) na saída da HNLF como função da potência de bombeamento para uma polarização linear do sinal na ausência do bombeamento de  $+45^\circ$  (a) e  $-45^\circ$  (b).*

As figuras 6.8(a) e 6.9(a) mostram o caso em que a polarização do sinal na ausência do bombeamento é  $+45^\circ$ . Com o aumento da potência de bombeamento, esta polarização move-se ao longo do equador para o lado negativo do eixo  $S_3$  (polarização circular à direita), mas eventualmente inicia movimento para parte positiva do eixo  $S_1$  (isto é, a polarização do bombeamento), mudando tanto a latitude quanto a longitude. O caminho mostrado pela polarização do sinal mostra que para baixas potências temos o predomínio da modulação de fase. Em altas potências de bombeamento, o caminho mostra que o efeito de modulação de fase e amplificação paramétrica são ambos importantes. Em qualquer ponto ao longo do caminho dos estados de polarização, a latitude e a longitude podem ser usadas para uma media relativa entre a modulação de fase e o ganho paramétrico, respectivamente. As figuras 6.8(b) e 6.9(b) mostram, de forma similar, o gráfico para um sinal com polarização de  $-45^\circ$  na ausência do bombeamento. Novamente, para baixas potências de bombeamento mudanças são dominantes por modulação de fase enquanto que para altas potências ambos os efeitos são importantes.

O estudo da configuração teórica investigada acima tem seu aparato experimental

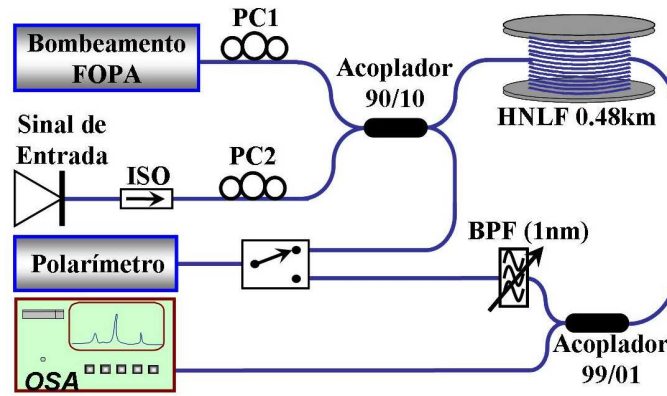


Figura 6.10: *Aparato experimental para mediadas da polarização do sinal na saída da HNLF.*

mostrado na figura 6.10. O bombeamento FOPA era em  $1535\text{ nm}$  de até um  $1\text{ W}$  de potência máxima, veja seção 3.2.1 para mais detalhes sobre o bombeamento FOPA. O sinal inserido no amplificador era um laser de semiconductor em  $1548\text{ nm}$  que estava espectralmente no pico de ganho da HNLF usada no experimento. O bombeamento FOPA (90% de sua potência) e o sinal (10% de sua potência) eram inseridos na HNLF via um acoplador 90/10. A amplificação paramétrica ocorria em uma HNLF de  $\sim 480\text{ m}$  com o zero de dispersão deslocado para  $1531\text{ nm}$  e parâmetro de dispersão de  $0.02\text{ ps}^{-2}\text{ km}^{-2}$  área efetiva de  $10.3\text{ }\mu\text{m}^2$ , coeficiente de não linearidade  $\gamma = 11.9\text{ W}^{-1}\text{ km}^{-1}$ . 1% da potência de saída era desviada para um analisador de espectro óptico para monitoramento do processo paramétrico. Note que a forma como a modulação de fase é observada como uma birrefringência. Para baixas potências de bombeamento, as duas componentes de polarização do sinal têm seu caminho na esfera fazendo um ângulo de  $180^\circ$  como mostrado na 6.8, significando que as duas componentes da polarização do sinal são ortogonais entre si. Com o ganho paramétrico tornando-se importante, a ortogonalidade é quebrada e a polarização do sinal tende a se alinhar com a polarização do bombeamento.

As polarizações eram analisadas em um polarímetro antes e depois do FOPA. A po-



larização do bombeamento e o sinal na entrada do FOPA era monitorada via a saída de 10% do acoplador 90/10 (a polarização individual podia ser medida por controle ligado/desligado de um dos lasers), enquanto o sinal de saída era analisado com a supressão do bombeamento remanescente por um filtro passa banda de 1 nm (FWHM) centrado em 1548 nm. Um chaveador à fibra alternava medidas de polarização na entrada e da saída. Note que a polarização de saída do bombeamento não foi medida no polarímetro. Em vez disso, podíamos determinar por ajuste a polarização do sinal de entrada tal que seu ganho era mínimo e seu *idler* bem suprimido. Tal configuração caracterizava o sinal com polarização ortogonal ao do bombeamento, assim, a polarização do bombeamento era medida como ortogonal ao do sinal medido no polarímetro.

Medidas sistemáticas da evolução da polarização do sinal com a potência de bombeamento foram realizadas na saída do FOPA, seguindo os seguintes passos: (i) com o bombeamento em máxima potência, a polarização do sinal na saída era fixada para a vertical e a polarização do bombeamento ajustada para o mínimo de eficiência paramétrica; (ii) com a polarização do bombeamento na saída ajustada para a horizontal no passo anterior, a entrada do bombeamento anterior foi gravada; (iii) com o bombeamento desligado, a polarização do sinal na saída foi fixada em  $+45^\circ$  ou  $-45^\circ$ ; (iv) a potência de bombeamento máxima é configurada e uma nova potência de saída do sinal é gravada; (v) a potência de bombeamento foi reduzida para um valor escolhido e a polarização de entrada movida para o determinado no passo (ii); (vi) a nova polarização do sinal na saída de foi gravada; (vii) passos (v) e (vi) foram repetidos até o comportamento do polarização do sinal com a potência do bombeamento ser caracterizado. Reajuste da polarização do bombeamento era necessário para qualquer nova potência de bombeamento (passo (v)) porque a birefringência no EDFA, usado no bombeamento FOPA, variava com a temperatura, que variava com a potência de saída. Pelas mesmas razões,

deixamos no passo (i) o EDFA em potência máxima ligado por aproximadamente 5 minutos. Estes procedimentos são válidos mesmo que não estejamos em um referencial girante que coincida com o referencial do laboratório na saída do FOPA.

Os resultados experimentais são mostrados na figura 6.8. Uma boa concordância qualitativa entre o experimento e teoria é observada com um caminho em espiral seguido pelos vetores de Stokes normalizados do sinal sobre a superfície da esfera, que tende a alinhar com a polarização do bombeamento com o aumento da potência. Como nas curvas teóricas, para baixas potências de bombeamento, observamos a mudança da polarização do sinal ao longo do equador na direção do eixo  $S_3$  negativo ou positivo (dependendo da polarização inicial do sinal esteja em  $-S_2$  ou  $+S_2$ , respectivamente). Experimentalmente, observamos que o movimento ao longo das linhas longitudinais inicia em potências ópticas em que o ganho paramétrico é desprezível, que corrobora, com o discutido anteriormente. Na figura 6.7(a), por exemplo, a potência de 70 *mW* representa um ganho de 0.3 *dB* com uma estimativa de erro de  $\sim 0.1$  *dB* e uma potência de 115 *mW* induz um ganho de 1 *dB*, enquanto o ponto da polarização do sinal correspondente para estas potências menores está em torno do equador da esfera o ponto para a ultima potência tem uma longitude.

Para a potência máxima de 500 *mW* (na fibra HNLF), e para o casos mostrados nas figuras 6.8(a) ou (b), respectivamente, o ganho obtido foi de 10.7 e 10.4 *dB*, o ângulo entre  $S_1$  e o vetor de Stokes do sinal foi de  $17^\circ$  e  $26^\circ$ , e a mudança total da latitude (relativa para o caso de bombeamento nulo) foi de  $158^\circ$  e  $143^\circ$ . Idealmente, esses parâmetros deveriam ter os mesmos valores nos dois conjuntos de dados experimentais. A discrepância pode ter sido ocasionada por erro nos ajustes das polarizações do sinal e do bombeamento e por variações nas condições ambientais, que afetam a birrefringência da fibra. O erro no ajuste da polarização horizontal do bombeamento é estimado em

$\sim 1\%$  na esfera de Poincaré. A polarização do sinal na ausência do bombeamento foi fixada em  $\pm 45^\circ$  com a mesma estimativa de erro.

Apesar dos resultados teórico e experimental concordarem qualitativamente, para bombeamentos que excedam  $115\text{ mW}$  os pontos experimentais estão fora da curva teórica. Essa característica, em parte, resulta da dispersão dos modos de polarização (PMD  $0.2\text{ ps/km}^{1/2}$ ), que foi desconsiderada na teoria. Contudo, o comprimento de decorrelação da polarização, para a fibra na frequência de dessintonização empregados, foi estimado para ser da ordem do comprimento da fibra, significando que a PMD pode ser considerado um efeito desprezível [103].

Outro efeito que pode afetar a curva experimental é o espalhamento Brillouin na HNLF, que é parcialmente suprimido pelo modulador de fase do bombeamento FOPA. Este efeito não linear afeta o nível de bombeamento retroespalhado que cresce com o aumento da potência. Contudo, previsões teóricas de ganhos de  $16.8\text{ dB}$  para potências de bombeamento de  $500\text{ mW}$ , que induz mudanças de latitude induzidas pela modulação de fase de  $210^\circ$ , e um ângulo de  $12^\circ$  entre os vetores de Stokes do sinal e do bombeamento. Se a potência de bombeamento teórico é de  $348\text{ mW}$  os valores dos parâmetros mencionados acima são de  $10.8\text{ dB}$ ,  $185^\circ$  e  $23^\circ$ , respectivamente, em melhor acordo com o máximo de potência usado. O nível de potência retroespalhada da ordem de  $\sim 10\%$  é comum e tem sido descritos com este tipo de configuração.

Um importante ponto de concordância entre a teoria e o experimento é que a polarização do bombeamento age como um atrator para a polarização do sinal. Este ponto tem importante consequência que no FOPA operando com sinal e bombeamento copolarizados, diferentes polarizações resultantes de dispersão dos modos de propagação ou de erros de ajuste são minimizados pelo FOPA, com menor minimização ocorrendo para altas potências de bombeamento.

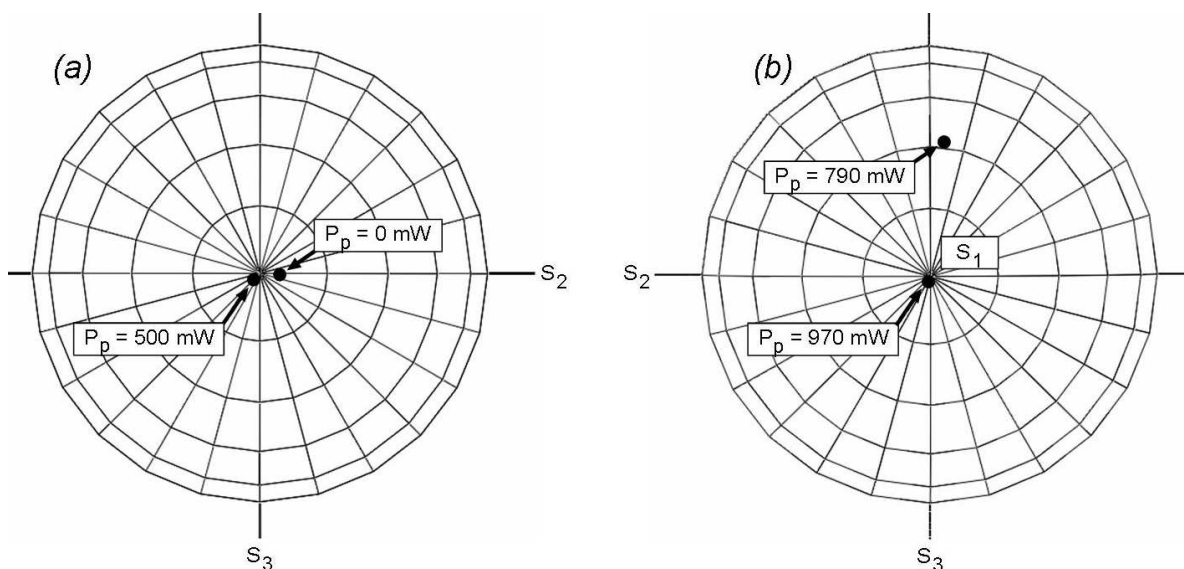


Figura 6.11: Aplicação do FOPA para controle de polarização. Medidas experimentais da polarização do sinal como uma função da potência de bombeamento para um sinal com polarização linear vertical na ausência de bombeamento. (a) hemisfério  $+S_1$ , (b) hemisfério  $-S_1$ .

O fato que a polarização do sinal alinha com o bombeamento para altas potências sugere que um FOPA pode ser usado como uma classe de polarizador. Contudo, ao invés de termos a componente da polarização indesejada sendo atenuada temos a componente da polarização desejada sendo amplificada até termos uma alta razão de extinção (relação entre as componentes de polarização). Assim, com o controle ligado e desligado do bombeamento o sistema pode funcionar como um controlador de polarização com ganho. Para testar esta possibilidade, configuramos a polarização do sinal na ausência do bombeamento como uma polarização linear (isto é, ao longo do eixo  $S_1$  negativo), enquanto a polarização do bombeamento é ajustada tal que, para uma potência de bombeamento de  $970 \text{ mW}$ , a saída tenha uma polarização linear horizontal (isto é, ao longo do eixo  $S_1$  positivo).

A figura 6.11 mostra a polarização do sinal como uma função da potência de bombeamento. Enquanto uma potência de bombeamento de  $500 \text{ mW}$  leva a uma quase não

alteração da polarização do sinal e com uma potência de  $790\text{mW}$  resulta para uma rotação insuficiente para alinhar a polarização do sinal, uma potência de bombeamento de  $970\text{ mW}$  resulta na polarização do sinal na saída com um pequeno erro de  $1.1^\circ$ . A rotação máxima observada do vetor de Stokes foi  $177.5^\circ$  que se aproxima bem do valor de  $180^\circ$  para um controle de polarização completo. Observe que as características do controle descrito para este dispositivo são diferentes do controle de polarização baseados em modulação de fase cruzada, que são comumente usados para controle de intensidade [112]. Com modulação de fase cruzada, o sinal com polarização ortogonal é girado simetricamente e mantém a ortogonalidade no fim do dispositivo. Contrariamente, o efeito do ganho paramétrico sobre um sinal polarizado ortogonal é assimétrico e quebra esta ortogonalidade.

## 6.4 Conclusões.

Na primeira parte deste capítulo, demonstramos um esquema experimental para geração e demultiplexação de múltiplos *idlers* baseados em vários processos de mistura de quatro ondas em fibras. Uma solução analítica para as equações que descrevem estes processos foi descrita. Ambos, experimento e teoria, mostram que o uso da ortogonalidade dos bombeamentos leva à criação de dois ou três *idlers* com diferentes polarizações que são então separadas em um divisor de polarização. Eficiências de conversão maiores que  $-2\text{ dB}$  foram obtidas experimentalmente. Este esquema pode ser explorado em redes de telecomunicações para geração e subsequente roteamento de múltiplas cópias de sinais. O uso de fibras mantedoras de polarização pode melhorar o desempenho da montagem.

Na segunda parte deste capítulo estudamos os efeitos na polarização do sinal em uma fibra por modulação de fase e amplificação paramétrica induzida pela intensidade do

bombeamento. Com polarização linear, demonstramos que o impacto desses dois efeitos ópticos não lineares sobre a polarização do sinal pode ser distinguido. Experimentalmente, resultados mostram boa concordância com a teoria. A pequena discordância pode vir da dispersão dos modos de polarização e espalhamento Brillouin na fibra. O experimento e a teoria mostram que a polarização do bombeamento funciona como um atrator para a polarização do sinal, o que indica que em amplificadores paramétricos qualquer discrepância entre a polarização do sinal e do bombeamento é minimizada por uso de altas potências de bombeamentos. Mostramos também que o nosso aparato experimental pode ser útil para controle de polarizações.

A principal diferença entre as duas abordagens teóricas encontra-se no referencial da polarização utilizado nos dois casos. Em Schrödinger, utilizamos um referencial fixo, enquanto em Manakov o referencial é girante com seus giros realizados de forma aleatória ao longo da propagação da ondas na fibra. Em termos de resultados, os dois referencias, em nosso caso, não diferem de forma substancial, pois, no referencial fixo, o sinal tem na sua componente ortogonal a polarização do bombeamento amplificada, porém essa amplificação pode ser considerada desprezível com relação a amplificação da componente de polarização do sinal paralela a polarização do bombeamento. Isto aparece na abordagem de Manakov de forma explícita por não haver ganho na componente de polarização do sinal na direção ortogonal a polarização do bombeamento. Em outras palavras, em Manakov não temos efeitos paramétricos na direção ortogonal ao bombeamento deixando assim de haver ganho e *idler* nesta direção de polarização.

# Capítulo 7

## Conclusões gerais.



Nesta tese, demos algumas contribuições ao desenvolvimento de amplificação óptica, conversão de comprimentos de onda e geração de pulsos curtos para aplicações em telecomunicações, com base em efeitos não lineares em fibras ópticas. Nosso principal foco esteve no estudo de efeitos paramétricos de mistura de quatro ondas em fibras. Destacamos nossa contribuição a este campo científico-tecnológico pelos seguintes itens:

1. Caracterização experimental e teórica nas bandas S e C de um FOPA degenerado, assistido por ganho Raman inserido via um bombeamento externo contra-propagante ao sinal e bombeamento FOPA. Este amplificador apresentou, em relação ao FOPA sozinho, uma melhora na banda de ganho e de conversão de comprimentos de onda de até 10 *nm* e de 10 *dB* de ganho e eficiência de conversão e uma figura de ruído de até 8 *dB* menor em cada banda. Devemos ressaltar que este valor foi limitado pelas potências de bombeamentos que não podiam ser maiores devido a limitações de potências dos circuladores ópticos utilizados no experimento. Os resultados experimentais de ganho e eficiência de conversão foram

- 
- confrontados com simulações numéricas e apresentaram boa concordância;
2. Demonstramos, experimentalmente, a viabilidade de amplificadores ópticos a fibras dopadas com terras raras (EDFA ou TDFA) em série com um FOPA. Estes experimentos tinham como objetivos a amplificação nas bandas C+L (EDFA+FOPA) ou S (TDFA+FOPA) com conversão de comprimentos de onda para as bandas S ou C+L, respectivamente. Estes experimentos mostraram melhoras nas bandas de ganho e um aumento considerável na eficiência de conversão de comprimento de onda. Otimizações destes sistemas podem ser ainda incorporadas via mudanças de razões dos bombeamentos dos amplificadores usados e variação do comprimento de onda do bombeamento FOPA utilizado;
  3. Obtivemos, via processos paramétricos em cascata, formação e conversão de frequência de pulsos ópticos curtos (até  $0.5\text{ ps}$ ) em altas taxas de repetição ( $0.17\text{ THz}$ ). Estes pulsos foram obtidos a partir do batimento de dois sinais cw para sua formação, e de três para formação e conversão de frequência. Resultados teóricos e experimentais apresentaram boa concordância entre eles e indicam que estes pulsos têm perfis quase-Gaussianos de  $1.6\text{ ps}$ . Larguras temporais de até  $0.5\text{ ps}$  foram observadas, porém, os pulsos apresentavam-se deformadas temporalmente. A nossa montagem experimental pode ser utilizada em sistemas de comunicação WDM e têm uma maior flexibilidade com relação a outros sistemas de compressão de pulsos utilizando processos paramétricos de múltiplas misturas de quatro ondas;
  4. Apresentamos um esquema utilizando amplificador paramétrico com bombeamentos cruzados para geração de cópias de sinais ópticos (*idlers*) em diferentes polarizações utilizadas em comunicações e tendo no mesmo esquema forma para demultiplexação, via um divisor de polarização, dos *idlers* gerados. Deduzimos via equações paramétricas as expressões analíticas para os *idlers* podendo as-



sim mostrar as diversas relações entre a eficiência de suas gerações. Proposemos também a equalização em potências dos *idlers* via controle das potências de bombeamentos ortogonais;

5. . Estudamos os efeitos gerados sobre a polarização de um sinal amplificado por um FOPA. Observamos o caminho percorrido pela polarização do sinal na esfera de Poincaré, demonstrando que a polarização do bombeamento funciona como um atrator para a polarização do sinal. Proposemos, a partir disso, uma nova classe de polarizadores que diferem dos demais por apresentarem ganho no sinal. Calculamos a partir das expressões paramétricas, deduzidas via formalismo vetorial da equação de Manakov, as relações entre as componentes do sinal óptico amplificados. A abordagem teórica e experimental confrontadas entre si apresentaram boa concordância.

# Apêndice A

## Trabalhos publicados e submetidos.

### Artigos:

- A. João F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, A. S. L. Gomes e C. J. S. de Matos. On the Impact of Phase Modulation and Parametric Gain on Signal Polarization in an Anomalously-Dispersive Optical Fiber. *Submetido a Journal of the Optical Society of America B*, em Janeiro de 2007 e aceito para publicação em 26 de Março de 2007.
- B. João F. L. Freitas, C. J. S. de Matos e Anderson S. L. Gomes. Simultaneous generation and wavelenght conversion of a pulsetrain from multi-wave mixing in an optical fibre. *Optics Communications.*, **269**:94–97, 2007.
- C. J. F. L. Freitas, C. J. S. de Matos, S. R. Lüthi e A. S. L. Gomes. Multiple, polarization diverse, idler wave generation in fibers from competing four-wave processes. *Optics Communications.*, **259**:856–860, 2006.
- D. J. F. L. Freitas, G. F. Guimarães, S. R. Lüthi e A. S. L. Gomes TDFA/FOPA hybrid for broadband amplification an frequency conversion in optical communications. *Electronics Letters.*, **42**:997–898, 2006.

- E. João F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, S. R. Lüthi e, A. S. L. Gomes Raman enhanced parametric amplifier based S-C band wavelength convert: Experiment and simulations. *Optics Communications.*, **314**:314–318, 2005.

## Conferências (lista parcial):

- F. João F. L. Freitas, S. R. Lüthi, G. F. Guimarães, B. B. Kyotoku, M. B. Costa e Silva, A. S. L. Gomes, J.-R. von der Weid, D. H. Thomas. Optical Amplifier Hybrid Devices for S-Band Telecommunications: A Comparison. In: *OAA 2006, Fiber Optics and Optical Communications.*, Whistler/Canadá., **Proceedings of OAA 2006 In: Optical Amplifiers and Their Applications. Washington: OSA., JWB33**:14–15, 2006.
- G. João F. L. Freitas, G. F. Guimarães, S. R. Lüthi e A. S. L. Gomes. S-Band Amplification and S- to C/L-Band Wavelength Conversion Using a TDFA/FOPA Hybrid Amplifier. In: *XXIX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada*, São Paulo/SP, **SBF Anais de Óptica 2006, SBF**, P088, 2006.
- H. João F. L. Freitas, G. F. Guimarães, S. R. Lüthi e A. S. L. Gomes. TDFA-FOPA Hybrid For S-Band Amplification and S-to-C, S-to-L Band Wavelength Conversion. In: *CLEO/QELS, Conference on Lasers and Eletro-Optics.*, Long Beach/USA., **Proceedings of CLEO 2006. Washington: OSA., CWM3**:153–154, 2006.
- I. João F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, C. J. S. de Matos, e A. S. L. Gomes. Analysis of the Signal Polarization Evolution with Pump Power in a fibre optical parametric amplifier. In: *Conference on Lasers & Electro-Optics - Europe.*, Munique/Alemanha., **Proceedings of CLEO/EUROPE 2005. Washington: OSA.**, 536–536, 2005.

- J. João F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, S. R. Lüthi, C. J. S. de Matos e A. S. L. Gomes. Characterization of a Raman-Parametric Hybrid Amplifier and Wavelength Converter. In: *XXVIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada.*, Santos - São Paulo, **Anais de Óptica 2005. SBF.**, 2005.
- L. João F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, C. J. S. de Matos, A. S. L. Gomes. Polarization diversity in fiber optical parametric amplifiers: implications and applications. In: *XXVIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada.*, Santos - São Paulo, **Anais de Óptica 2005. SBF.**, 2005.
- M. João F. L. Freitas, C. J. S. de Matos, e A. S. L. Gomes. Simultaneous Pulse Train Generation and Wavelength Conversion in a Highly Nonlinear due to Multwave Mixing. In: *31st European Conference ECOC 2005 on Optical Communications.*, Glasgow -Scotland., **ECOC 2005 Proceedings - Vol 1. The IEE, 2005.**, 117–118, 2005.

# Referências Bibliográficas

- [1] Anthony R Michaelis. *From Semaphore to Satellite*. International Telecommunications Union, Geneva, 1965.
- [2] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer. Radiation losses in Glass Optical Waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 17:423, 1970.
- [3] Anders Bjarklev. *Optical Fiber Amplifier: Design and Systems Amplifications*. Artech House, London, 1993.
- [4] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Phys. Rev.*, 112:1940–1949, 1958.
- [5] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187:493–497, 1960.
- [6] Zhores Alferov. Double Heterostructure Lasers: Early Days and Future Perspectives. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 6(6):832–840, 2000.
- [7] Govind P. Agawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. Jonh Wiley & Sons, Inc., New York, 3rd edition, 2002.
- [8] Herwig Kogelnik. High-Capacity Optical Communications: Personal Recollections. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 6(6):1279–1286, 2000.

- 
- [9] Herwig Kogelnik and R. J. Sanferrare. Terrestrial lightwave systems. *AT&T TECH. J.*, 66(1):95–107, 1987.
- [10] J.-I. Yamada, S. Machida, T. Kimura, and H. Takata. 2Gbit/s optical transmission experiment at  $1.3\mu\text{m}$  with 44km single mode fiber. *Electron. Lett.*, 17:479–480, 1981.
- [11] N. S. Bergano, J. Aspell, C. R. Davidson, P. R. Trischitta, B. M. Nyman, and F. W. Kerfoot. Bit error rate measurements of 14000km 5Gbit/s fibre-amplifier transmission systems using circulating loop. *Electron. Lett.*, 27(21):1889–1890, 1991.
- [12] João F. L. Freitas. Sólitos Ópticos. Technical report, Departamento de Física - Universidade Federal de Alagoas, 2001.
- [13] Milrad Cvijetic. *Coherent and Nonlinear Lightwave Communications*. Artech House Inc., Boston, 1996.
- [14] Leonid Kazovsky, Sergio Benedetto, and Alan Willner. *Optical Fiber Communication Systems*. Artech House Inc., Boston, 1996.
- [15] Emmanuel Desurvire. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*. Wiley Inter-Science, New Jersey, 2002.
- [16] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press, San Diego, 1999.
- [17] Mark A. Arbore, Yidong Zhou, Gregory Keaton, and Thomas J. Kane. 30 dB gain at 1500 nm in S-band Erbium-doped silica fiber with distributed ASE suppression. *Proceedings of SPIE*, 4989:47–52, 2003.
-

- 
- [18] Jasprit Singh. *Semiconductor Optoelectronics: Physics and Technology*. McGRAW-HILL, International Editions, 1995.
- [19] Kristof Obermann, S. Kindt, Dirk Breuer, and Klaus Petermann. Performance Analysis of Wavelength Converters Based on Cros-Gain Modulation in Semiconductor-Optical Amplifiers. *J. Lightwave Tech.*, 16(1):78–85, 1998.
- [20] S. J. B. Yoo. Wavelength Technologies for WDM Network Applications. *J. Lightwave Tech.*, 14(6):955–996, 1996.
- [21] I. Tomkos, I. Zacharopoulos, E. Roditi, D. Syvridis, and A. Uskov. Mechanisms of wave mixing and polarisation sensitivity of the wavelength conversion in semiconductor optical amplifiers using two parallel polarised pumps. *Opt. Commun.*, 163(1):49–54, 1999.
- [22] Chongjin Xie and Peida Ye. Efficiency and noise performance analysis of four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor optical amplifiers. *Opt. Commun.*, 164:211–217, 1999.
- [23] C. Floridia, M. L. Sundheimer, S.R. Lüthi, and A.S.L. Gomes. Simultaneous  $S^+$ –band amplification and  $S^+ - C$ –band wavelength conversion in CW pumped fibre optic parametric amplifier. *Electron. Lett.*, 40(5):335–336, 2004.
- [24] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc., New York, 3<sup>a</sup> edition, 1999.
- [25] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, 1992.
- [26] Qiang Lin and Govind P. Agrawal. Vector theory of four wave mixing: polarization effects in fiber-optic parametric amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(6):1216–1224, 2004.
-

- 
- [27] Keigo Iizuka. *Elements of Photonics, Volume I: In Free Space and Special Media*. John Wiley & Sons, New York, 2002.
- [28] Corning, SMF-28, Optical Fiber, Product Information. <http://www.ee.byu.edu/photonics/connectors.parts/smf28.pdf>. Último acesso em 06/12/2006.
- [29] Govind P. Agawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, 3 edition, 2001.
- [30] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes. Vector theory of four wave mixing: polarization effects in fiber-optic parametric amplifiers. *Appl. Phys. Lett.*, 20:62, 1972.
- [31] David Alexander Chestnut. *Fibre Lasers and Amplifiers*. PhD thesis, Imperial College London, University of London, 2003.
- [32] S. K. Korotky, P. B. Hansen, L. Eskildsen, and J. J. Veselka. Efficient phase modulation scheme for suppressing stimulated Brillouin scattering. *Int. Conf. Integrated Optics Optical Fiber*, 2:110–111, 1995.
- [33] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe. Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(9):1397–1403, 1987.
- [34] Claudio Floridia. *Desenvolvimento e Caracterização de Amplificadores Paramétricos e de Amplificadores e Lasers à Fibra Dopada com Túlio*. PhD thesis, Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, 2003.
- [35] G. C. Valley. A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-224(5):704–712, 1986.
-



- 
- [36] P. N. Butcher and D. Cotter. *The Elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1990.
- [37] Govind P. Agawal. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, 2001.
- [38] M. Onishi, T. Okuno, T. Kashiwada, S. Ishikawa, N. Akasaka, and M. Nihimura. Highly nonlinear dispersion shifted fiber and its application to broadband wavelength convert. *ECOC 1997*, 2:115–118, 1997.
- [39] M. Onishi, T. Okuno, T. Kashiwada, S. Ishikawa, N. Akasaka, and M. Nihimura. Highly nonlinear dispersion-shift fiber and their application to broadband wavelength convert. *Opt. Fiber Tcnhol.*, 4:204–214, 1998.
- [40] M. Onishi, T. Okuno, T. Kashiwada, S. Ishikawa, N. Akasaka, and M. Nihimura. Highly nonlinear dispersion shifted fiber and its application to broadband wavelength convert. *IEEE J. Selet. Top. Quantum elettron.*, 5(5):1385–1391, 1999.
- [41] Willian F. Giazza, Evandro Conforti, and Hélio Waldman. *Fibras Ópticas: Tecnologias e Projetos de Sistemas*. MAKRON Books, McGraw-Hill, Rio de Janeiro: EMBRATEL, 1991.
- [42] T. Hasegawa, T. Nagashima, S. Ohara, and Sugimoto. High nonlinerity bismuth fibers and their applications. *OFC 2006*, OTuH5, 2006.
- [43] Thomas Torounids. *Fiber Optic Parametric Amplifiers in Single and Multi Wavelength Applications*. PhD thesis, Departament of Microtechnology and Nanoscience, Chalmers University of Tecnology, Göteborg, Sweden, 2006.
- [44] Anderson S. L. Gomes. Recent progress in thulium-doped fiber amplifiers. *Technical Summary Digest, Photonics West 2003*, page 361, 2003.
-

- 
- [45] F. Roy. Recent advances in thulium-doped fiber amplifiers. *IEEE OFC*, pages 568–570, 2002.
- [46] Roger H. Stolen and John E. Bjorkholm. Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE J. Selet. Top. Quantum elettron.*, QE18(7):1062–1072, 1982.
- [47] Jonas Hansryd, Peter A. Andrekson, Mathias Westlund, Jie Li, and Per-Olof Hedekvist. Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications. *IEEE J. Selet. Top. Quantum elettron.*, 8(3):506–520, 2002.
- [48] Clifford Headley and Govind P. Agrawal. *Raman Amplification in Fiber Optical Communications Systems*. Elsevier - Academic Press, San Diego, 2005.
- [49] Mohammed N. Islam. Raman Amplifiers for Telecommunications. *IEEE J. Selet. Top. Quantum elettron.*, 8(3):548–559, 2002.
- [50] Min-Chen Ho, Katsumi Uesaka, and Youichi Akasaka Michel Marhic, and Leonid G. Kazovsky. 200 nm-Bandwidth Fiber Optical Amplifier Combining Parametric and Raman Gain., journal =J. Lightwave Tech. 19(7):977–981, 2001.
- [51] C. J. S. de Matos, D. A. Chestnut, P. C. Reeves-Hall, and J. R. Taylor. Continuous-wave-pumped raman-assisted fiber optical parametric amplifier and wavelength converter in conventional dispersion-shifted fiber. *Opt. Lett.*, 19(8):1583–1585, 2001.
- [52] Christiano J. S. de Matos David A. Chestnut and J. Roy Taylor. Raman-assisted fiber optical parametric amplifier and wavelength converter in highly nonlinear fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(8):1901–1904, 2002.
-

- 
- [53] João F. L. Freitas, M. B. Costa e Silva, S. R. Lüthi, and A. S. L. Gomes. Raman enhanced parametric amplifier based S-C band wavelength converter: Experiment and simulations. *Opt. Commun.*, 255:314–318, 2005.
- [54] Renyong Tang, Paul L. Voss, Jacob Lasri, Preetpaul Devgan, and Prem Kumar. Noise-figure limit of fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters: experimental investigation. *Opt. Lett.*, 29(20):2372–2374, 2004.
- [55] Per Kylemark, Per Olof Hedekvist, Henrik Sunnerud, and and Peter A. Andrekson Magnus Karlsson. Noise characteristics of fiber optical parametric amplifiers. *J. Lightwave Tech.*, 22(2):409–416, 2004.
- [56] William H. Press, Saul A. Teukolsky, and Brian P. Flannery William T. Vetterling. *Numerical Recipes in C, The art of scientific Computing*. Cambridge - University Press, New York, 2 edition, 1992.
- [57] P. L. Voss and P. Kumar. Raman-noise-induced noise-figure limit for  $\chi^{(3)}$  parametric amplifiers. *Opt. Lett.*, 29(5):445–447, 2004.
- [58] Kenneth K. Y. Wong, Katsuhiko Shimizu, Michel E. Marhic, Katsumi Uesaka, Georgios Kalogerakis, and Leonid G. Kazovsky. Measurement of the photon statistics and the noise figure of a fiber-optic parametric amplifier. *Opt. Lett.*, 28(9):692–694, 2003.
- [59] Justin L. Blows and Sylvia E. French. Low-noise-figure optical parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump. *Electron. Lett.*, 27(7):491–493, 2002.
- [60] P.L. Voss, R. Tang, and P. Kumar. Measurement of the photon statistics and the noise figure of a fiber-optic parametric amplifier. *Opt. Lett.*, 28(7):549–551, 2003.

- 
- [61] J. Kani, M. Jinno, and K. Oguchi. Fibre raman amplifier for 1520nm band wdm transmission. *Electron. Lett.*, 34(18):1745–1747, 1998.
- [62] S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor. Temperature-dependent gain and noise in fiber Raman amplifiers. *Opt. Lett.*, 24(24):1823–1825, 1999.
- [63] Lucia Marazzi, Paola Parolari, Simone Seghizzi, and Mario Martinelli. Fibre raman amplifier for 1520nm band wdm transmission. *Photon. Technol. Lett.*, 16(1):78–80, 2004.
- [64] E. Desurvire. Optical communications in 2025. *ECOC 2005*, pages 5–6, 2005.
- [65] H. Masuda. Review of wideband hybrid amplifiers. *Optical Fiber Communication Conference*, 1:TuA1, 2000.
- [66] S. Tanabe. Development of rare-earth doped fiber amplifiers for broad band wavelength-division-multiplexing telecommunication, photonics base don wavelength integration and manipulation. *IPAP Books*, 2:101–112, 2005.
- [67] Y. Sun, A. K. Shrivastava J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind, T. A. Strasser, J. R. Pedrazzani, C. Wolf, J. Zhou, J. B. Judkins, R. P. Espindola, and A. M. vengsarkar. 80nm ultra-wideband erbuium-doped silica fiber amplifier. *Eletron. Lett.*, 33(23):1965–1996, 1997.
- [68] H. Ono, A Yamada, and M. Shimizu. S-band erbium-doped silica fiber amplifier woth flattened-gain of over 21db. *Electron. Lett.*, 38(19):1084–1806, 2002.
- [69] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E. Rabarijaona. Pump Interactions in a 100nm bandwidth Raman Amplifier. *J. Sel. Topics in Quantum Electron.*, 11(5):530–532, 1999.
-

- [70] S. Namiki and Y. Emori. Ultrabroad-Band Raman Amplifiers pumped and Gain-Equalized by Wavelength-Division-Multiplexed High-Power Laser Diodes. *J. Sel. Topics in Quantum Electron.*, 7(1):3–16, 2001.
- [71] J. S. Seo, W. J. Chung, and J. T. Ahn. A Novel Hybrid Silica Wide-Band Amplifier Covering S+C+L Bands With 105-nm Bandwidth. *Photon. Technol. Lett.*, 17(9):1830–1832, 2005.
- [72] H. Masuda, S. Aozasa, and M. Shimizu. Ultra-Wide-Band Hybrid Amplifier Consisting of Two Dispersion-Compensating Fibres for Raman Amplification and Thulium-Doped Fibre. *Electron. Lett.*, 38(11):500–502, 2002.
- [73] S. R. Lüthi, M. B. Costa e Silva, C. J. A. Bastos-Filho, J. F. Martins, and A. S. L. Gomes. TDFA/Raman Hybrid Amplifiers Covering the Entire S-Band Pumped by a Single Laser. *Photon. Technol. Lett.*, 17(10):2050–2052, 2005.
- [74] K. Fukuchi, T. Kasamatsu, M. Morie, R. Ohhira, T. Ito, K. Sekiya, D. Ogasahara, and T. Ono. 10.92-Tb/s (273 x 40-Gb/s) Triple-Band/Ultra-Dense WDM Optical-Repeated Transmission Experiment. *Optical Fiber Communication Conference*, page PD24, 2001.
- [75] D. Bayart, P. Baniel, A. Bergonzo, J. Y. Boniort, P. Bousselet, L. Gasca, D. Hamoir, F. Leplingard, A. Le Sauze, P. Nouchi, F. Roy, and P. Sillard. Broadband Optical Fibre Amplification Over 17.7 THz Range. *Electron. Lett.*, 36(18):1569–1571, 2000.
- [76] M. H. Chou, J. Hauden, M. A. Arbore, and M. M. Fejer. 1.5  $\mu$ m-Band Wavelength Conversion Based on Difference-Frequency Generation in LiNbO<sub>3</sub> Waveguides with Integrated Coupling Structures. *Opt. Lett.*, 23(13):1004–1006, 1998.

- [77] G. Schreiber, H. Suche, Y. I. Lee, W. Grundkötter, V. Quiring, R. Ricken, and W. Sohler. Efficient Cascaded Difference Frequency Conversion in Periodically Poled Ti:LiNbO<sub>3</sub> Waveguides Using Pulsed and CW Pumping. *Appl. Phys. B*, 73:501–504, 2001.
- [78] J. Leuthold, C. H. Joyner, B. Mikkelsen, G. Raybon, J. L. Pleumeekers, B. I. Miller, K. Dreyer, and C. A. Burrus. Compact and Fully Packaged Wavelength Converter with Integrated Delay Loop for 40 Gbit/s RZ Signals. *Optical Fiber Communication Conference*, page PD17, 2000.
- [79] H. K. Lee J. T. Ahn D. I. Chang K. H. Kim S. B. Kang. M.-Y. Jeon, D. S. Lim. All-Optical Wavelength Conversion for 20-Gb/s RZ Format Data. *Photon. Technol. Lett.*, 12(11):1528–1530, 2000.
- [80] S. R. Lüthi, G. F. Guimarães, B.B. C. Kyotoku, J. F. L. de Freitas, M. B. Costa e Silva, A. S. L. Gomes, B. H. Thomas, and J-P von der Weid. Optical Amplifier Hybrid Devices for S-band Telecommunications - A Comparison. *Optical Amplifiers and Their Applications Conference*, page JWB33, 2006.
- [81] G. F. Guimarães, S. R. Lüthi, J. F. L. Freitas, and A. S. L. Gomes. TDFA/FOPA hybrid of broadband amplification and frequency conversion in optical communications. *Elet. Lett.*, 42(17):997–998, 2006.
- [82] S. R. Lüthi, J. F. L. Freitas, and A. S. L. Gomes. C+L to S Band Signal Conversion Using a FOPA+EDFA Hybrid Device. *Submetido a Opt. Commun. em Janeiro de 2007*, 2007.
- [83] C. J. Koester and E. Snitzer. Amplification in a fiber laser. *Appl. Opt.*, 13(10):1182, 1964.

- 
- [84] T. Sakamoto, S. Aozasa, T. Kanamori, K. Hoshino, and M. Shimizu. High gain and low noise tdfa for 1500 nm band employing novel high concentration doping technique. *OFC 2000*, 4:178–180, 2000.
- [85] C. Randy Giles and Emmanuel Desurvire. Modeling erbium-doped fiber amplifiers. *J. L. Tech.*, 9(2):271–283, 1991.
- [86] F. Roy, F. Leplingard, L. Lorcy, A. Le Sauze, and D. Bayart P. Baniel. 48% power conversion efficiency in single pump gain-shifted thulium-doped fibre amplifier. *Electron. Lett.*, 37(15):943–945, 2001.
- [87] Brian Cole and Michael L. Dennis. S-band amplification in a thulium doped silicate fiber. *IEEE OFC*, page TuQ3, 2001.
- [88] T. Kasamatsu, Y. Yano, and H. Sekita. 1.50 $\mu m$ -band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier with 1.05- and 1.56 $\mu m$  dual-wavelength pumping. *Opt. Lett.*, 24(23):1684–1686, 1999.
- [89] T. Kasamatsu, Y. Yano, and T. Ono. Laser-Diode-Pumped Highly Efficient Gain-Shifted Thulium-Doped Fiber Amplifier Operating in the 1480–1510-nm Band. *Photon. Technol. Lett.*, 13(5):433, 2001.
- [90] A. S. L. Gomes, M. T. Carvalho, M. L. Sundheimer, C. J. A. Bastos-Filho, J. F. Martins-Filho, J. P. Von der Weid, and W. Margulis. Low-pump-power, short-fiber copropagating dual-pumped (800 and 1050 nm) thulium-doped fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 28(5):334–336, 2003.
- [91] Youichi Akasaka, Hiroyuki Inoue, Hiroyuki Inoue, Scott S-H. Yam, and Yoshinori Kubota. Thulium doped fiber amplifier for the first window from 790 nm to 850 nm with 690 nm/1400 nm dual pumping. *IEEE OFC*, page OWF3, 2005.
-

- [92] J. Hansryd and P. A. Andrekson. Wavelength tunable 40 *GHz* pulse source based on fibre optical parametric amplifier. *Electron. Lett.*, 37(9):584–585, 2001.
- [93] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. 320/640 *GHz* high-quality pulse sources based on multiple four-wave mixing in highly nonlinear optical fibre. *Electron. Lett.*, 41(25):1391–1392, 2005.
- [94] S. Trillo, S. Wabnitz, and T. A. B. Kennedy. Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers. *Phys. Rev. A*, 50(2):1732–1747, 1994.
- [95] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot. Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers. *Opt. Lett.*, 27(19):1729–1731, 2002.
- [96] Stéphane Pitois, Christophe Finor, Julien Fatome, Bernard Sinardet, and Guy Millot. Generation of 20-GHz picosecond pulse trains in the normal and anomalous dispersion regimes of optical fibers. *Opt. Commun.*, 260:301–306, 2006.
- [97] K. Tai, A. Tomitta, J. L. Jewell, and A. Hasegawa. Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3Thz repetition rate by induced modulational instability. *Appl. Phys. Lett.*, 49(4):236–368, 1986.
- [98] S. V. Chernikov and J. R. Taylor. Multigigabit/s pulse source based on the switching of an optical beat signal in a nonlinear fibre loop mirror. *Electron. Lett.*, 29(8):658–660, 1993.
- [99] K. Igarashi, R. Miyabe, Hiroishi, S. Takasaka, H. Tobloka, S. Matsushita, T. Yagi, and S. Namiki. Ultra-highly pure 160 *GHz* sub-picosecond train generation with average dispersion-managed comb-like dispersion profiled fiber using highly-



- nonlinear fiber. *Conference in Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, paper CMH7, 2003.
- [100] João F. L. Freitas, Christiano J. S. de Matos, and Anderson S. L. Gomes. Simultaneous generation and wavelength conversion of a pulsetrain from multi-wave mixing in an optical fibre. *Opt. Commun.*, 269:94–97, 2007.
- [101] K. Inoue. Polarization independent wavelength conversion using fiber four wave mixing with two orthogonal pump lights of different frequencies. *J. L. Tech.*, 12(11):1916–1920, 1994.
- [102] Qiang Lin and Govind P. Agrawal. Impact of Polarization-Mode Dispersion on Measurement of Zero-Dispersion Wavelength Through Four-Wave Mixing. *Photon. Technol. Lett.*, 15(12):1719–1721, 2003.
- [103] C. J. McKinstrie, H. Kogelnik, R. M. Jopson, S. Radic, and A. V. Kanaev. Four-wave mixing in fibers with random birefringence. *Optic. Express*, 12(10):2033–2055, 2004.
- [104] Michel E. Marhic, Kenneth K. Y. Wong, Katsumi Uesaka, and Leonid G. Kazovsky. Polarization-Independent Two-Pump Fiber Optical Parametric Amplifier. *Photon. Technol. Lett.*, 14(7):911–913, 2002.
- [105] C. J. S. de Matos, S. R. Lüthi, J. F. L. Freitas, and A. S. L. Gomes. Multiple, polarization diverse, idler wave generation in fibers from competing four-wave processes. *Opt. Commun.*, 259:856–860, 2006.
- [106] J. F. L. Freitas, C. J. S. de Matos, M. B. Costa e Silva, and A. S. L. Gomes. On the Impact of Phase Modulation and Parametric Gain on Signal Polarization in an Anomalously-Dispersive Optical Fiber. *J. of the Optical Society of America B*,

*Submetido em Janeiro de 2007 e aceito para publicação em 26 de Março de 2007, 2007.*

- [107] Justin L. Blows and Pei fang Hu. Cross-talk-induced limitations of two-pump optical fiber parametric amplifiers. *J. L. Tech.*, 21(5):1916–1920, 2004.
- [108] P. F. Hu and J.L. J. L. Blows. Four-wave mixing crosstalk in optical fibre parametric amplifiers with orthogonal pumps. *Opt. Commun.*, 250:421–427, 2005.
- [109] Qiang Lin and Govind P. Agrawal. Vector Theory of Cross-Phase Modulation: Role of Nonlinear Polarization Rotation. *IEEE, J. Quantum Elect.*, 40(7):958–964, 2004.
- [110] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, and H. H. Chen. Stability of Solitons in Random varying birefringent fibers. *Opt. Lett.*, 16(16):1231–1233, 1991.
- [111] S. V. Manakov. On the theory of two-dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves. *Sov. Phys.-JETP*, 38(2):248–253, 1974.
- [112] R. H. Stolen and A. Ashkin. Optical Kerr effect in glass waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, 22:294–296, 1973.