

THISIEN GABRIEL MONTES

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DE FIBRAS DE VIDRO TELURITO DOPADO COM ÉRBIO E ITÉRBIO

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF TELLURITE GLASS FIBERS DOPED WITH ERBIUM AND YTTERBIUM

CAMPINAS

i

ii



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO

THISIEN GABRIEL MONTES

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DE FIBRAS DE VIDRO TELURITO DOPADO COM ÉRBIO E ITÉRBIO

Orientador: Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF TELLURITE GLASS FIBERS DOPED WITH ERBIUM AND YTTERBIUM

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica, na área de Telecomunicações e Telemática.

Master dissertation presented to the Electrical Engineering Post Graduation Program of the School of Engineering Electrical of the University of Campinas to obtain the M.Sc. grade in Engineering Electrical, in the field of Telecommunications and Telematics.

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO DEFENDIDA PELO ALUNO THISIEN GABRIEL MONTES E ORIENTADO PELO PROF. DR. ALDÁRIO CHRESTANI BORDONALLI

Assinatura do Orientador

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE – UNICAMP

Montes, Thisien Gabriel, 1988-

M473c Caracterização experimental de fibras de vidro telurito dopado com érbio e itérbio / Thisien Gabriel Montes. – Campinas, SP : [s.n.], 2015.

Orientador: Aldário Chrestani Bordonalli.

Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

Amplificadores óticos. 2. Comunicação por fibra ótica. 3.
 Comunicações ópticas. 4. Fibra de vidro telurito dopado com érbio. I.
 Bordonalli, Aldário Chrestani, 1967-. II. Universidade Estadual de Campinas.
 Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

Título em outro idioma: Experimental characterization of tellurite glass fibers doped with erbium and ytterbium Palavras-chave em inglês: Optical amplifiers Communication fibre optic Optical communications Glass fiber with erbium doped tellurite Área de concentração: Telecomunicações e Telemática Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica Banca examinadora: Aldário Chrestani Bordonalli [Orientador] Antonio Sergio Bezerra Sombra Cristiano de Mello Gallep Data de defesa: 10-06-2015 Programa de Pós-Graduação: Engenharia Elétrica

COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

Candidato: Thisien Gabriel Montes

Data da Defesa: 10 de junho de 2015

Título da Tese: "Caracterização Experimental de Fibras de Vidro Telurito Dopado com Érbio e Itérbio"

Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra:	residente):	Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli (Pres
		Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra:
Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep: A / D 205 / D 205	A TOALS Play	Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep:

vi

Resumo

Com a demanda por comunicação continuamente aumentando nos últimos anos, mantémse constante a busca por aperfeiçoamento dos amplificadores ópticos a fibra. Como uma proposta de proporcionar maior largura de banda de amplificação para sistemas ópticos, este trabalho procura caracterizar o comportamento operacional de uma fibra de vidro telurito dopado com érbio e itérbio para diferentes condições iniciais de comprimento de amostra, aplicação de sinais e configuração de bombeio. As amostras, fabricadas pelo Grupo de Fibras Ópticas do IFGW/UNICAMP, foram submetidas a análises experimentais baseadas nas principais topologias de amplificadores a fibra que usam matrizes de sílica. Assim, avalia-se a potencialidade das características de amplificação do vidro telurito fabricado com dosagem de compostos inéditos, além de uma investigação da possibilidade da geração laser utilizando-se essa fibra como meio ativo em configurações com laço de realimentação.

Mesmo que o ganho real do sistema não tenha sido determinado pela incerteza em relação a real potência óptica acoplada às amostras, observou-se ser possível a compensação da atenuação que o sinal que se propaga pelas amostras sofre após a aplicação de bombeio. Nesse aspecto, o vidro telurito dopado com érbio e itérbio apresentou potencial de aplicação em amplificação óptica. Uma amostra de 2 cm, comprimento muito menor que o usado em amplificadores ópticos baseados em matrizes de sílica e uma ordem de grandeza menor que os baseados em vidro telurito dopado apenas com érbio, apresentou resultados de ganho óptico *on-off* da ordem de 30 dB com bombeio bi-direcional de 100 mW. Em relação ao vidro telurito dopado spara o ganho *on-off* chegaram a ser até 15 dB maiores. Além disso, as transições providas pela interação entre a matriz vítrea com o érbio e o itérbio levaram a larguras de banda de 3 dB para o espectro de ASE de até 70 nm, dependendo da configuração de bombeio.

Palavras-chave: amplificação óptica, fibra de vidro telurito, fibra dopada com érbio e itérbio, comunicações ópticas.

viii

Abstract

With the recently increase in data transmission demands, the search for improved fiber amplifier physical processes, materials, and configurations is still on going. As a way to provide a wider amplification bandwidth for optical systems, this work intends to characterize the operational behavior of an erbium and ytterbium doped tellurite fiber for different sample lengths, light coupling and pump configurations. The fiber samples, manufactured by the Optical Fiber Group of the IFGW/UNICAMP, underwent experimental analyses based on the same main pump topologies as those of silica-based optical amplifiers. Thus, the potential amplification characteristics of tellurite glass doped with new compounds are evaluated, as well as an investigation of possible laser generation by using this type of fiber as gain medium within feedback loop configurations.

Although real system gain was impossible to determine due to uncertainties in the actual coupled optical power, it was observed that the attenuation during signal propagation through the fiber samples could be compensated after pump application. In this context, the erbium and ytterbium doped tellurite fiber has potential for optical amplification. Samples as short as 2 cm, far shorter than the ones used in silica based amplifiers and one order of magnitude shorter than those based on Er^{3+} doped tellurite fiber structures, presented on-off optical gain of the order of 30 dB for bi-directional 100-mW pump. By comparing with the latter doped glass structure, the on-off gain results were as high as 15 dB greater. Furthermore, the transitions provided by the interaction between the host glass and both erbium and ytterbium have led to a 70-nm ASE bandwidth, depending on the pumping configuration.

Keywords: optical communications, optical amplifier, tellurite glass, erbium and ytterbium doped fiber.

х

Sumário

1 Introdução	1
2 Características das Fibras Ópticas	
2.1 Material vítreo	
2.2 Propriedades dos íons de terras raras	
2.3 Fabricação	
2.4 Conexões de fibras	
2.4.1 Emendas	35
2.4.2 Conectores	36
2.4.3 Acopladores	37
2.5 Propriedades de transmissão de luz em fibras ópticas	
3 Amplificadores Ópticos e Lasers à Fibra	
3.1 Amplificadores ópticos à fibra	
3.2 Lasers à fibra	51
3.3 Processos de amplificação	55
3.4 Parâmetros de caracterização	
3.5 Aplicações sistêmicas	61
4 Projeto Experimental	
4.1 Descrição da fibra utilizada	63
4.2 Fabricação da fibra	64
4.3 Topologias	65
4.4 Dispositivos utilizados	

4.4.1 Descrição dos dispositivos	68
4.4.2 Conectorização e alinhamento	75
4.5 Caracterização dos dispositivos	80
4.6 Aquisição de dados	81
5 Resultados e Discussões	85
5.1 ASE x comprimento da amostra	85
5.2 Amplificador óptico	94
5.2.1 Espectros de emissão espontânea amplificada	94
5.2.2 Ganho óptico on-off	99
5.3 Laser	104
6 Conclusões e Trabalhos Futuros	107
Referências Bibliográficas	111

Dedico esta dissertação ao meu irmão Tulio, por sempre ter me apoiado e confiado em minhas decisões, aos meus pais e avós, à minha noiva Tábata, familiares e amigos que estiveram presentes nessa fase da minha vida e me ajudaram para que eu pudesse atingir meus objetivos. xiv

"A emoção mais profunda que podemos sentir é o mistério. É este o sentimento que cria toda a arte e a ciência verdadeira. Se alguém não conhece esta sensação ou não pode mais experimentar espanto ou surpresa, já é um morto vivo e seus olhos se cegaram." (Albert Einstein) xvi

Agradecimentos

Ao longo de tantos meses dedicados exclusivamente e parcialmente a esta dissertação, são muitas as pessoas que fizeram parte desta etapa da minha vida.

Ao Prof. Dr. Aldário C. Bordonalli, por ter me apoiado e acreditado em meu desempenho, por fazer com que eu buscasse sempre o melhor, pelo exemplo de competência em pesquisa e ensino e pela dedicação durante todo o período de orientação deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Evandro Conforti, pela excelente administração do laboratório, por ser inspirador, pelos conselhos e discussões técnicas durante o acompanhamento no período de realização deste trabalho.

Aos Prof. Dr. Luiz Carlos Barbosa, Prof. Dr. Jorge Diego Marconi, Dr. Enver F. Chilcce e à Mestre Mariana, por toda a paciência, debates técnicos, disponibilização e fabricação das fibras utilizadas neste trabalho, no Laboratório de Vidros do Departamento de Eletrônica Quântica (DEQ) do Instituto de Física Gleb Wataghin (IFGW).

Aos meus pais Jussara e Vitor (em memória), irmão Tulio e tia Neusa, pela confiança e apoio em mim depositado durante as dificuldades. Aos meus avôs maternos M. Jorgina e Julio (em memória), pelo exemplo de pessoa. E à minha noiva Tábata, pelo companheirismo durante todo este tempo.

Aos companheiros de moradia André e Leonardo, pelo convívio e amizade. Aos amigos de laboratório Marcelo, Rafael, Napoleão, Peterson, Tiago, Gabriel e Ernesto, pelas discussões técnicas. Aos amigos da APOGEEU Alan, Edgar, Eliezer, Rafael e Raul, nas discussões burocráticas e educacionais. Aos companheiros de trabalho Jeam, Paulo, Carlos, Diego, Daniel, Victor, Vitor, Leylson, Antônio, Henrique e Ricardo. Aos antigos amigos Rodrigo, Victor, Caio e Bruno. Aos antigos professores que foram fontes de estimulo para mais conhecimento, Prof. Valentino, Prof. Dra. Ana Asada, Prof. Mestre Sérgio e Prof. Flávio.

À CAPES e o Centro FOTONICOM (CNPq), pelo apoio financeiro e uso dos equipamentos utilizados nesse trabalho de pesquisa.

xviii

Lista de figuras

Fig. 1 - Esquema bidimensional da estrutura de (a) forma cristalina e (b) forma vítrea [27]13
Fig. 2 - Funções relativas de modificadores em vidros [29]14
Fig. 3 - Espectro de emissão normalizado dos vidros telurito e sílica dopados com Er^{3+} [10]19
Fig. 4 – Espectro de absorção de um vidro de telurito dopado com Er^{3+} e $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ [37]25
Fig. 5 - Diagrama esquemático dos mecanismos de transferência de energia (TE), onde se
representam (a) a TE seguida de absorção, (b) sucessivas TEs e (c) relaxação cruzada [7,40]28
Fig. 6 - Espectro de emissão na faixa do visível de um vidro de telurito dopado com Er e Yb
[37,41]
Fig. 7 - Diagrama dos mecanismos de emissão na região do visível e infravermelho para
interações (a) Er-Er e (b) Er-Yb [41,42], onde TE representa a transferência de energia, RC a
relaxação cruzada e AEE a absorção de estado excitado
Fig. 8 - Esquema que ilustra a etapa de puxamento de fibras ópticas [9]
Fig. 9 - Tipos de perdas devido a falta de alinhamento (a) longitudinal, (b) lateral e (c) angular
[44]
Fig. 10- Esquemático de um sistema de fusão por arco elétrico [44]
Fig. 11 - Fenômeno de auto alinhamento durante a fusão, (a) antes da fusão, (b) no momento da
fusão e (c) após a fusão [44]
Fig. 12 - Transmissão de luz em uma fibra óptica com índices de refração [9]40
Fig. 13 - Fibra de índice de refração degrau: (a) multimodo e (b) monomodo [9]42
Fig. 14 - Fibra de índice de refração gradual: (a) perfil para diferentes valores de α e (b)
distribuição dos feixes em uma fibra do tipo multimodo [44]
L
Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica46
Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica46 Fig. 16 - Espectro típico de ASE de um EDFA [6]47
 Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica46 Fig. 16 - Espectro típico de ASE de um EDFA [6]47 Fig. 17 - Representação dos diagramas de energia envolvidos no processo de amplificação óptica
 Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica46 Fig. 16 - Espectro típico de ASE de um EDFA [6]
 Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica46 Fig. 16 - Espectro típico de ASE de um EDFA [6]
 Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica46 Fig. 16 - Espectro típico de ASE de um EDFA [6]

Fig. 20 - Esquemáticos de várias topologias de lasers a fibra (a) Fabry-Perot com refletores dielétricos; (b) Fabry-Perot com refletores a fibra; (c) Fabry-Perot com fibra de grade de Bragg; Fig. 21 - Diagrama esquemático de níveis de energia que ilustra os mecanismos de interação entre fótons e elétrons durante a amplificação óptica em sistemas de três níveis: (a) absorção, (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada [6].....57 Fig. 22- Diagramas ilustrando as definições do pico de ganho e faixa de ganho [39]......58 Fig. 23- Representação dos sinais de (a) entrada e (b) saída de um EDFA típico......59 Fig. 24- Método de interpolaçãoespectral para obtenção da potência de ASE [6].60 Fig. 25 - Torre de puxamento de fibras ópticas para vidros de baixa temperatura de fusão.......64 Fig. 26 - Diagrama do aparato experimental montado para a caracterização das amostras de EYDTF quanto as propriedades de amplificação, na configuração de bombeio bidirecional......65 Fig. 27 - Diagrama do aparato experimental montado para a geração laser utilizando amostras de EYDTF (Proposta I)......67 Fig. 28 - Diagrama do aparato experimental montado para a geração laser utilizando amostras de Fig. 29 - Estrutura básica de um laser semicondutor construído com uma homojunção p-n [10]. 70 Fig. 30 - Diagramas de (a) um laser sintonizável em cavidade externa e de (b) uma representação do espectro de emissão deste tipo de laser [45].71 Fig. 31 - Princípio de funcionamento de um isolador óptico de linha, no (a) sentido de Fig. 33 - Diagrama esquemático de um acoplador 2x2, com destaque para o acoplamento da luz entre dois guias de onda.....74 Fig. 34 - Posicionadores com variação de três eixos XYZ, modelo MBT616D/M Thor Labs [56]. Fig. 36 - Ilustração do procedimento de alinhamento e aproximação entre as fibras de vidro Fig. 37 - Fotos das amostras de EYDTF nos posicionadores com, (a) suportes de 82,5 mm e 35

Fig. 38 - Imagens da distribuição de luz na saída de uma amostra de EYDTF de 5 cm com
acoplamento (a) na casca e (b) no núcleo
Fig. 39 - Montagem experimental para medições da distribuição de intensidade na seção da
amostra
Fig. 40 - Circuito óptico de caracterização dos dispositivos a serem utilizados80
Fig. 41 - Comportamento do laser de sinal ao sair do atenuador óptico ajustado em 5 dB. Em
detalhe, a variação de potência do laser em função do comprimento de onda para um faixa de 2
dB
Fig. 42 - Espectro de ASE para a topologia co-propagante e bombeio de 50 mW, tendo o
comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm86
Fig. 43 - Espectro de ASE para a topologia co-propagante e bombeio de100 mW, tendo o
comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm87
Fig. 44 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia co-propagante e bombeio de (a) 50 e
(b) 100 mW, tendo as amostras de comprimento 3, 4, 7 e 9 cm como parâmetro87
Fig. 45 - Espectro de ASE para a topologia contra-propagante e bombeio de 50 mW, tendo o
comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm
Fig. 46 - Espectro de ASE para a topologia contra-propagante e bombeio de 100 mW, tendo o
comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm
Fig. 47 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia contra-propagante e bombeio de (a)
50 e (b) 100 mW, tendo as amostras de comprimento 3, 6, 7 e 9 cm como parâmetro
Fig. 48 - Espectro de ASE para a topologia de duplo bombeio de 50 mW, tendo o comprimento
da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm90
Fig. 49 - Espectro de ASE para a topologia de duplo bombeiode100 mW, tendo o comprimento
da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm90
Fig. 50 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia de duplo bombeio de (a) 50 e (b) 100
mW, tendo as amostras de comprimento 3, 6, 7 e 9 cm como parâmetro91
Fig. 51 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia de duplo bombeio, com 100 mW para
o Laser 1 e 150 mW para o Laser 2, tendo as amostras de comprimento 3, 6, 7 e 9 cm como
parâmetro92
Fig. 52 - Valor de ASE em função do comprimento de amostra, tendo as topologias como
parâmetro; (a) bombeio em 50 mW e (b) bombeio em 100 mW93

Fig. 53 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 2 cm e bombeio de 50 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) copropagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional......95 Fig. 54 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 2 cm e bombeio de 100 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-Fig. 55 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 6 cm e bombeio de 50 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-Fig. 56 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 6 cm e bombeio de 100 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-Fig. 57 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 9 cm e bombeio de 50 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-Fig. 58 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 9 cm e bombeio de 100 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-Fig. 59 - Espectro de saída para o comprimento de amostra de EYDTF de 2 cm com a aplicação de sinal em 1.534, 1.552 e 1.573 nm de -5dBm à entrada da fibra, sem a aplicação de bombeio. Fig. 60 - Espectros de saída para o comprimento de amostra de EYDTF de 2 cm com a aplicação de sinal em 1.534, 1.552 e 1.573 nm de -5dBm à entrada da fibra, tendo as topologias como Fig. 61 - Espectro do ganho on-off para o bombeio co-propagante, tendo o comprimento da amostra de EYTDF como parâmetro, para bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW......101

Fig. 62 - Espectro do ganho *on-off* para o bombeio contra-propagante, tendo o comprimento da amostra de EYTDF como parâmetro, para bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW......103 Fig. 63 - Espectro do ganho *on-off* para o bombeio bi-direcional, tendo o comprimento da amostra de EYTDF como parâmetro, para bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW......103

Fig. 64-Espectro de potência da tentativa de geração Laser para uma amostra com 6 cm de
comprimento, tendo os tipos de proposta como parâmetro; (a) espectro entre 1.450 e 1.650 nm,
(b) em destaque o espectro entre 1.500 e 1.600 nm
Fig. 65 - Espectro de potência da tentativa de geração Laser para uma amostra com 9 cm de
comprimento, tendo os tipos de proposta como parâmetro; (a) espectro entre 1.450 e 1.650 nm,
(b) em destaque o espectro entre 1.500 e 1.600 nm

xxiv

Lista de tabelas

Tabela 1 - Comparação das propriedades típicas dos vidros telurito, sílica, fluoreto e calcogenet
[12]1
Tabela 2 - Parâmetros não radiativos típicos para diferentes matrizes vítreas [12]1
Tabela 3 - Configuração eletrônica de alguns elementos das Terras Raras [27]. 22
Tabela 4 - Comprimento de onda de emissão de íons de terras raras [27]23
Tabela 5 - Esquemas de excitação dos íons [40]2
Tabela 6 - Tipos de Acopladores [44]3'
Tabela 7- Características de lasers a fibra dopados com Er e co-dopados com Er eYb, conform
comprimento de onda [39]
Tabela 8 – Componentes e dispositivos utilizados durante os experimentos68
Tabela 9 - Material utilizado como suporte para amostras de EYDTF
Tabela 10 - Relação de perdas de inserção. 80

xxvi

Lista de Acrônimos

Acrônimos	D	escrição
AEE	Absorptions of excited state	Absorções de estado excitado
AEO	Optical spectrum analizer	Analisador de espectro óptico
APC	Angled physical contact	Contato físico angulado
APD	Avalanche photodiode	Fotodiodo avalanche
ASE	Amplified spontaneous emission	Emissão espontânea amplificada
ASE-	Backward amplified spontaneous emission	Emissão espontânea amplificada para trás
ASE+	Forward amplified spontaneous emission	Emissão espontânea amplificada para adiante
CCD	Charge coupled device	Dispositivo de carga aplicada
CVD	Chemical vapor deposition	Deposição de vapor químico
DL	Laser de diodo	Diodo laser
DWDM	Dense wavelength division multiplexing	Multiplexação por divisão no comprimento de onda denso
EDFA	Erbium doped fiber amplifier	Amplificador de fibra dopado com érbio
EDTFA	Erbium doped tellurite fiber amplifier	Amplificador a fibra de telurito dopada com érbio
EDWA	Erbium doped waveguide amplifier	Amplificador a guia de onda dopado com érbio
ESA	Excited-state absorption	Absorção do estado excitado
EYDFA	Erbium-ytterbium doped fiber amplifier	Amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio
EYDTF	Erbium and yterbium doped tellurite fiber	Amplificador de fibra telurito dopado com érbio e itérbio
FaR	Faraday rotator	Cristal de rotação de polarização de Faraday
FC	Cylindrical ferrule	Ponteira cilíndrica
FP	Fabry-perot	Fabry-perot
FRA	Fiber Raman amplifier	Amplificador Raman a fibra
HWP	Half-wave plate	Placa de meia-onda
IFGW		Instituto de Física

xxviii

Acrônimos	D	escrição
LASER	Light amplifications by stimuled emission of radiation	Amplificação de luz por emissão estimulada de radiação
LED	Light-emitting diode	Diodo emissor de luz
MCVD	Modificated chemical vapour deposition	Deposição de vapor químico modificado
NA	Number aperture	Abertura numérica
NASA	National Aeronautics and Space Administration	Administração Nacional da Aeronáutica e do Espaço
NDFA	Nodymium doped fiber amplifier	Amplificador a fibra dopada com neodímio
NDFFA	Nodymium doped fluoride fiber amplifier	Amplificador a fibra de fluoreto dopada com neodímio
NF	Noise figure	Figura de ruído
OFA	Optical fiber amplifier	Amplificador óptico a fibra
OPA	Optical parmetric amplifier	Amplificador óptico paramétrico
OVD	Outside vapor deposition	Deposição externa de vapor
OWGA	Optical wave guide amplifier	Amplificador de guias de ondas ópticas
PC	Physical contact	Contato físico
PDFFA	Praseodymium doped fluoride fiber amplifier	Amplificador a fibra de fluoreto dopada com praseodímio
RC	Cross-relaxation	Relaxação cruzada
SNR	Signal to noise ratio	Relação sinal ruído
SOA	Semiconductor optical amplifier	Amplificador óptico semicondutor
SPC	SUPER physical contact	Super contato físico
SWP	Spacial walk polarizer	Polarizador de desvio espacial
TDFA	Thullium doped fluoride fiber amplifier	Amplificador a fibra de fluoreto dopada com túlio
TE	Energy transfer	Transferência de energia
TR	Rare earth	Terras raras
UPC	Ultra physical contact	Ultra contato físico
VAD	Vapor axial deposition	Deposição de vapor axial
WDM	Wavelength division multiplexing	Multiplexação por divisão no comprimento de onda
ZBLAN	Zirconium, barium, lanthanum, aluminum and sodium	Zircônio, bário, lantânio, alumínio e sódio

Lista de Símbolos

Símbolo

Descrição

B	Densidade de fluxo magnético
B 0	Largura de banda, em hertz
c	Velocidade da luz no vácuo
D	Densidade de fluxo elétrico
dBm	Decibel relativo a 1 miliwatt
Ē	Intensidade de campo elétrico
Е	Energia do fóton
Er ³⁺	Íon de érbio
E _x	Nível de energia envolvido no processo
E_1	Nível de energia do estado fundamental
E_2	Nível de energia do estado metaestável
E ₃	Nível de energia do bombeio
G	Ganho do amplificador
Ħ	Vetor campo magnético
h	Constante de Plank
k	Constante de Boltzmann.
\overrightarrow{M}	Vetor magnetização
n	Índice de refração
n ₀	Índice de refração do ar
n ₁	Índice de refração do núcleo da fibra
n ₂	Índice de refração da casca
n _p	Número da ocupação de fônons
P	Vetor polarização
p	Número de fônons emitidos
Pase	Potência de ASE
$P_p(0)$	Potência de bombeio
$P_p(z)$	Potência de bombeio ao longo da fibra

XXX

Símbolo P _{ruído/saída}	Descrição Potência de ASE no comprimento de onda do pico de potência advindo da extrapolação do perfil espectral da ASE
$P_s(0)$	Potência do sinal a ser amplificado
$P_{s}(z)$	Sinal amplificado no sentido contrário à aplicação do bombeio
$P_s^+(z)$	Sinal amplificado no sentido de aplicação do bombeio
Psinal/entrada	Potência de pico do sinal de entrada
P _{sinal/saída}	Potência de pico do sinal de saída
r	Reflexão da fração de luz em uma única interface
Т	Temperatura
v	Frequência do sinal, em hertz
Yb ³⁺	Íon de itérbio
e	Tensão de fratura
ε_0	Permissividade
μ ₀	Permeabilidade no vácuo
a_r	Parâmetro de perfil do índice de refração do núcleo da fibra
Δ	Diferença relativa do índice de refração entre o núcleo e a casca
ΔΕ	Banda proibida de energia
θ_{a}	Ângulo de abertura
θ_i	Ângulo de incidência
θ_r	Ângulo de refração
υ	Frequência do fóton emitido
ϕ_c	Ângulo de incidência crítico
ϕ_r	Ângulo refração
χ	Susceptibilidade elétrica
ω	Frequência angular
ω _i	Frequências angular do estado quântico coerente
k	Número de onda
α	Constante de atenuação
β	Constante de propagação do material
φ	Fase de onda
λ	Comprimento de onda

Capítulo 1

Introdução

A necessidade da comunicação entre as pessoas em diferentes regiões do mundo passou a se tornar mais difícil pela distância, tempo e quantidade da informação. Para suprir esta necessidade, são requeridos meios de comunicação mais eficazes. As previsões para o futuro próximo em telecomunicações indicam um crescimento do tráfego nas redes consideravelmente maior do que já existe. Desde 2000, após o colapso econômico enfrentado pelas telecomunicações, o tráfego mundial tem crescido a uma média de mais de 100% ao ano, devido, essencialmente, à transferência de dados pela Internet. Somente o sistema de comunicações por fibras ópticas será capaz de suportar tal tráfego [1]. A capacidade de transmissão de dados das fibras ópticas tem aumentado por um fator de dez a cada quatro anos, impulsionada sempre por um constante fluxo de novas tecnologias. Infelizmente, as projeções mostram a proximidade de um gargalo num futuro bem próximo. E uma das possíveis soluções para o aumento da capacidade de transmissão de dados é a ampliação da faixa de operação dos sistemas de multiplexação por divisão em comprimento de onda (WDM – *wavelength division multiplexing*) por meio do desenvolvimento de novos amplificadores ópticos.

A principal tecnologia que proporcionou o crescimento da taxa de transmissão está ligada aos estudos da luz e dos fenômenos a ela relacionados, que sempre despertaram a curiosidade do homem. Existem relatos, desde a antiguidade, sobre reflexão, refração, visão, utilização de espelhos e lentes, propagação, velocidade, origem e natureza da luz. O início se deu na Grécia antiga, onde já eram conhecidos e estudados alguns fenômenos ópticos, mas não foram somente os gregos que estudaram a luz e seu comportamento. A lei da reflexão é creditada a Heron de Alexandria (século II a.C.), pois este percebeu que um raio de luz, ao incidir num espelho, é refletido com ângulo igual ao raio incidente. Já o prêmio para a explicação matemática do fenômeno da difração foi para Augunstin Fresnel (1788-1827), defensor da teoria ondulatória da luz. James Clerk Maxwell (1831-1879), um físico teórico escocês, previu a teoria da existência de ondas eletromagnéticas baseando-se nos trabalhos experimentais feitos por Michael Faraday (1791-1862), André-Marie Ampère (1775-1831) e outros. Aproveitando-se de formulações existentes sobre fenômenos elétricos e magnéticos, Maxwell mostrou uma descrição completa dos fenômenos eletromagnéticos através de um conjunto de apenas quatro equações, e concluiu que luz e magnetismo são resultados de uma mesma substância, a luz é um distúrbio eletromagnético propagado através do meio de acordo com as leis do eletromagnétismo [2]. A novidade deste trabalho de Maxwell foi demonstrar que a luz era uma onda eletromagnética e que, portanto, com as ondas eletromagnéticas deveriam ocorrer todos os fenômenos que ocorrem com a luz.

O desafio para a produção comercial de fibras ópticas ainda na década de 60 foi o de reduzir as impurezas no material, de maneira que a atenuação caísse para menos de 20 dB/km, representando um marco para superar a tecnologia existente na época. Vários pesquisadores, incluindo a AT&T Bell Laboratories, NASA e empresas de comunicação, assim como companhias envolvendo produção de lentes e vidros de alta qualidade, começaram a se empenhar neste desafio. Este valor de atenuação é até considerável e corresponde a reduzir 99% da potência óptica a cada quilômetro de fibra (depois de cada trecho de um quilômetro resta somente 1% da potência que existia no início do mesmo trecho), mas já representava perdas menores que a de cabos de cobre. Mesmo assim, os resultados eram promissores e foi grande o estímulo para a pesquisa de materiais e de novas estruturas, tanto para a fibra óptica como para o laser semicondutor. O primeiro grupo de pesquisadores a conseguir baixar a atenuação a menos de 20 dB/km foi o da Corning na década de 1970. Já em 1978, a Corning detinha 200 patentes de materiais e processos, dentre eles o processo de deposição química de vapores (CVD - chemical vapor deposition) [3]. No Brasil, na década de 1970, com um grupo de pesquisadores do Instituto de Física da UNICAMP, era desenvolvida uma técnica de fabricação de fibra óptica contando com financiamento estatal da Telebrás. O Brasil passou a fazer parte de um pequeno grupo de países que tentava obter o conhecimento necessário para a fabricação de fibras ópticas. Em abril de 1977, esse grupo conseguiu fabricar a primeira fibra óptica brasileira. O passo seguinte ocorreu no Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebrás, hoje Fundação CPqD, onde se desenvolveu a planta piloto de fabricação de fibra. Num exemplo de pesquisa, desenvolvimento e industrialização, no inicio da década de 80, a indústria nacional já produzia fibras ópticas [4].

Em um sistema óptico, há a necessidade de dispositivos complementares que permitam interligar todo o circuito óptico aos equipamentos do sistema, como, fontes de luz, detectores de luz e cabos. O desenvolvimento de tais dispositivos, juntamente com o desenvolvimento de um meio de transmissão mais adequado (fibras ópticas), abriu os horizontes para o nascimento de uma nova tecnologia, as comunicações ópticas. O sistema básico de comunicações ópticas é constituído, de maneira geral, por um transmissor óptico, um receptor óptico e um cabo de fibra óptica. O transmissor óptico é o responsável pela tarefa de conversão eletro-óptica dos sinais e é composto por um dispositivo emissor de luz, por um modulador óptico externo (mais recente) e por circuitos eletrônicos de estabilização e alimentação do laser e de aplicação de sinal ao modulador óptico. Dois tipos de dispositivos emissores foram inicialmente utilizados em sistemas de comunicação óptica, o diodo laser (DL), amplamente utilizado até os dias de hoje, e o diodo emissor de luz (LED - light emitting diode). O receptor óptico mais simples compõe-se por um dispositivo fotodetector, responsável pela conversão opto-eletrônica, e um estágio eletrônico, que extrai a informação transmitida. Os tipos de fotodetectores são os fotodiodos PIN e os fotodiodos de avalanche (APD - avalanche photo diode). A fibra óptica corresponde ao meio onde a potência luminosa, injetada pelo emissor de luz, é guiada e transmitida até o fotodetector. É formada por um núcleo de material dielétrico (em geral, vidro de matriz de sílica) e por uma casca do mesmo material, porém, com índice de refração ligeiramente inferior que o do núcleo. O acoplamento da fibra óptica aos dispositivos emissores e receptores exige o uso de técnicas de muita precisão, a fim de limitar as perdas por acoplamento [5]. A junção pode ser realizada de maneira permanente através de emendas, ou temporariamente por meio de conectores mecânicos de precisão.

O conceito de comunicações ópticas ganhou ainda mais força na década de 80, tornandose possível a implementação de enlaces ópticos com dezenas de quilômetros. Porém, com a necessidade de aumento da extensão dos enlaces, surge a necessidade de se amplificar e/ou re-

formatar o sinal. Em outras palavras, necessita-se que se compensem as perdas e as distorções causadas pelo meio de transmissão, de maneira que o sinal chegue ao receptor com potência suficiente e formato adequado para detecção com mínimos erros. Até o início dos anos 90, os repetidores opto-eletrônicos eram os únicos dispositivos que realizavam a compensação das degradações impostas ao sinal pelo enlace óptico. Estes dispositivos faziam a conversão do sinal óptico para o elétrico (incluindo amplificação, filtragem, grampeamento e decisão) e, na saída, o sinal eletrônico recuperado era novamente transformado para o domínio óptico e re-acoplado ao enlace. Apesar da eficiência dos repetidores opto-eletrônicos, os custos relacionados à sua construção (circuito eletrônico de recepção e regeneração digital, fotodetector e laser local) dificultavam o emprego de mais de um canal de transmissão por fibra. Mais tarde, com o crescimento constante da demanda e a necessidade de aumento da capacidade de transmissão dos sistemas ópticos, pesquisadores do mundo inteiro iniciaram uma busca por uma forma direta de compensar as perdas do sinal óptico (principal fator de degradação da época) sem conversão, ou seja, descobrir uma maneira totalmente óptica para amplificação da luz. O amplificador óptico à fibra surge, então, como uma solução para aumentar a distância entre transmissor e receptor. Formado por um laser de bombeio, que fornece a energia necessária para amplificação óptica, e um lance de fibra de estrutura vítrea apropriadamente dopada, o amplificador irá prover todo o mecanismo necessário para a geração de emissões estimuladas. Além da amplificação, outra característica marcante desse tipo de amplificador foi viabilizar a introdução do formato de transmissão do tipo WDM, onde é possível a transmissão e amplificação simultânea de vários canais em uma mesma fibra óptica [6].

Os lasers são dispositivos que geram luz. Dependendo do dispositivo, a luz gerada pode apresentar características apropriadas para transmissão óptica, ou seja, ser monocromática (coerente) e de alta potência. O desenvolvimento da tecnologia de LASER (*light amplifications by stimuled emission of radiation*– amplificação de luz por emissão estimulada de radiação) tem como base a Mecânica Quântica. De fato, em 1900, o físico Max Planck lança a hipótese de que toda a energia é irradiada e absorvida de maneira quantizada. Na sequência, Albert Einstein, com a descrição do Efeito Fotoelétrico, fenômeno que ocorre quando se expõe um material a uma determinada faixa da irradiação eletromagnética, em 1916, previa que, embora fosse sabido que elétrons podiam absorver e emitir luz espontaneamente com vários comprimentos de onda, os mesmo poderiam também ser estimulados em um único comprimento de onda [4].

Os principais tipos de laser usados em comunicações ópticas são os feitos a partir de material semicondutor e o efeito de emissão estimulada é obtido pela realimentação positiva de fótons em certas frequências (ressonância) através de reflexões em espelhos. Esse tipo de laser apresenta algumas vantagens em relação à utilização, como tamanho, formato compatível com o processo de acoplamento de luz à fibra óptica, operação por corrente e possibilidade de modulação em uma faixa ampla de frequências. Há também lasers que utilizam outros materiais como meios ativos para emissão na região do infravermelho próximo (lasers de fibra), bombeados por lasers de diodo, ou, também, por processos de absorção de fótons que conduzem à emissão de luz na região do visível (*upconversion*) [7].

A amplificação óptica é baseada no processo de emissão estimulada entre, principalmente, dois níveis de energia que mantêm uma inversão de população. Nesse processo, novos fótons são gerados com mesma energia, fase, direção e polarização dos fótons incidentes na entrada do dispositivo [8] por meio da chamada emissão estimulada. Apesar do amplificador óptico a semicondutor ter sido o primeiro tipo de amplificador para sistemas de comunicação, diversos tipos de amplificadores ópticos a fibra foram desenvolvidos, dentre eles:

- amplificador óptico a fibra dopada com elementos das terras raras: primeira demonstração de dopagem de terras raras em fibras monomodo ocorreu em 1983, feita por Broer e Simpson e colaboradores da "*Bell Telephone Laboratories*"; exemplo, o amplificador óptico a fibra dopada com Érbio (EDFA – *erbium doped fiber amplifier*);
- amplificador Raman (FRA *fiber Raman amplifier*):utiliza-se uma fibra sem propriedades especiais e sua principal característica é o funcionamento através do efeito não linear chamado de espalhamento Raman estimulado [9];
- amplificador óptico paramétrico (OPA optical parmetric amplifier):utiliza um processo chamado de mistura de quatro ondas, nos quais os fótons de bombeio são convertidos diretamente para outro comprimento de onda através de uma interação não-linear, com os fótons convertidos realizando a amplificação [9].

A grande inovação em amplificadores ópticos se deu entre os anos de 1985 a 1990, quando um grupo de pesquisadores da Universidade de Southampton, na Inglaterra, produziu um EDFA com alta eficiência de ganho, boa relação sinal ruído e operando na região de comprimento de onda de 1.500 nm, uma das janelas de transmissão óptica [8]. No inicio da década de 90, o EDFA já apresentava uma evolução considerável, principalmente devido aos estudos dos grupos de pesquisa de David Payne, da Universidade de Southampton, Emmanuel Dersuvire, do *Bell Labs*, e Masataka Nakazawa da *NTT Transmission Systems Laboratory*. Em 1996, o EDFA estava em uso comercial e era empregado em diversos enlaces submarinos, aumentando de forma significativa a capacidade de transmissão, se comparada as das gerações ópticas anteriores [8]. Com a constante busca por melhorias em amplificadores ópticos a fibra, notou-se que alterações na estrutura física poderiam proporcionar desde o aumento e/ou uniformidade no ganho óptico, como o alargamento da faixa de operação. Estas alterações envolvem, principalmente, o uso de diferentes elementos dopantes e co-dopantes, como também o emprego de diferentes materiais vítreos.

O material hospedeiro de vidro é importantíssimo no processo de amplificação, pois, por meio das características de energia da rede cristalina, regulam-se as taxas de transições não radiativas que influenciam os tempos de vida dos níveis de energia dos íons de elementos de terras raras, provocando diferenças na amplificação efetiva. Entre os sistemas de vidros que foram propostos para o uso em amplificadores ópticos, os que mais se destacam são os vidros pertencentes às seguintes classes de matrizes vítreas: fluoretos, calcogenetos e óxidos. As classes de matrizes vítreas são definidas pelas concentrações superiores a qualquer outro elemento no vidro. Por exemplo, nos vidros óxidos o ânion dominante na estrutura é o oxigênio, no caso dos fluoretos, o ânion dominante é o flúor, e assim por diante [11]. Em particular, o vidro telurito, objeto de estudo nesse trabalho, mostra-se de boa qualidade óptica, com ótima transmitância na faixa espectral entre 530 e 5.000 nm, contra somente 200 a 3.000 nm do vidro de sílica. Além disso, possui alta solubilidade em relação aos elementos das terras raras, fazendo dele um dos candidatos para a fabricação de dispositivos, como lasers e amplificadores ópticos a fibra [6,12-13].

O elemento dopante também é de fundamental importância para o funcionamento de amplificadores ópticos a fibra. Estes elementos são pertencentes à classe dos Lantanídeos, também conhecidos como Terras Raras. Como já demonstrado em [14], quando o érbio (Er) e o itérbio (Yb) são empregados no mesmo procedimento de dopagem, a absorção resultante torna-se muito maior que aquela quando apenas o érbio é empregado. Além disso, tem-se uma transferência extra de energia dos íons de itérbio para o érbio. Porém, as características físicas do Yb junto ao Er provocam mudanças no índice de refração do núcleo da fibra, influenciando no
valor de abertura numérica e, consequentemente, no acoplamento da luz ao núcleo [15]. É esperado um princípio similar no comportamento se a matriz vítrea hospedeira usada for o vidro de telurito.

Segundo Essiambre [16], considerando-se as tendências atuais de crescimento de tráfego e da capacidade de transmissão, prevê-se que a capacidade de transmissão seja ultrapassada pela capacidade de tráfego por fator de 10 na próxima década, se novas soluções não forem introduzidas. A tecnologia atual dos sistemas de multiplexação densa por divisão em comprimentos de onda (DWDM – *dense wavelength division multiplexing*) simplesmente não conseguiria atender a essa demanda. Intensas atividades de pesquisa básica serão necessárias para desenvolver tecnologias que atendam toda a faixa de alta transparência das fibras ópticas (1,0 a 1,7 µm); isso implica em novas propostas para a quantidade de lasers requerida (~3000), técnicas de integração massiva em fotônica, técnicas de processamento digital de sinais, aperfeiçoamento dos formatos de modulação (maior eficiência espectral), multiplexação por divisão em polarização e amplificadores ópticos que operem ao longo de toda a faixa [17].

A pesquisa de vidros telurito como amplificadores ópticos pode ser considerada recente e sua principal motivação está relacionada ao possível aumento da largura de banda em relação ao já consolidado amplificador a fibra de sílica dopado com érbio. O primeiro trabalho em vidro telurito voltado a tecnologias de comunicações por fibras ópticas é atribuído a J. S. Wang [12], em 1.994, usando como material dopante o neodímio. Sua pesquisa foi principalmente baseada nas características do vidro telurito, como os relatos de alto índice de refração, não linearidades e baixa energia de fônon. Já a primeira demonstração de amplificação de sinal e oscilações de laser em fibras de telurito dopado com érbio operando na faixa de 1.550 nm foi relatada em 1.997 [18], e uma atuação em maior largura de banda no ano de 2.002, ambos por A. Mori, Y. Ohishi e S. Sudo [19]. Em 2009, apresentaram-se os resultados alcançados para uma análise experimental das características de amplificação de fibras ópticas feitas com vidro telurito dopado com érbio, sem a utilização do túlio como co-dopante [13]. Duas estruturas de fibra (padrão e microestruturada) foram avaliadas para diferentes configurações de aplicação de bombeio em 980 nm. As larguras de banda medidas para as duas estruturas de fibra chegaram a 80 nm para a configuração de bombeio bi-direcional. O potencial de amplificação em 1.550 nm chegou a 15 dB para a mesma configuração de bombeio.

Um dos primeiros artigos relatando o uso de fibras de telurito dopado com érbio e itérbio foi ocorrer somente em 2005, que investigou a luminescência e a conversão ascendente de energia dos íons [20]. Em 2006, outra equipe de pesquisadores obtiveram resultados interessantes por meio da elaboração de um modelo com equações quase analíticas e soluções numéricas exatas de acordo com dados experimentais de emissão espontânea amplificada na faixa de 1.450 a 1.650 nm, com o objetivo de alcançar o comprimento ótimo da mais alta intensidade gerada por uma fibra de telurito dopado com 25.000 ppm de itérbio e 5.000 ppm de érbio. A máxima fluorescência foi obtida para uma amostra de 55 cm de comprimento, quando a potência de bombeio acoplada foi de 574 mW [21]. Em 2008, novos resultados foram obtidos por outro grupo, com amostras de 30 cm de comprimento, que exibiram uma de figura de ruído mínima de 4,8 dB em 1.557 nm, atuando em uma faixa de 50 nm sob uma potência de bombeio de 120 mW [22].

Já em outros trabalhos recentes, reporta-se, em 2010, ganho interno de 14 dB em 1.534 nm, isto para um sinal de -20 dBm aplicado na entrada de uma fibra de telurito codopada de Er^{3+} e Ce³⁺ com 10 cm de comprimento e bombeio de 100 mW. Porém os autores enfatizam a necessidade da evolução de técnicas de fabricação para uma reprodução adequada e comercialmente viável [23]. Considerando-se a composição de fibra de telurito dopada com Er e Yb, há relatos em 2010 da adição de fosfato à composição geral do vidro, o que produziu ganho interno de 3,1 dB em 1.534 nm, com largura de banda de 100 nm distribuída nas janelas C+L de comunicações por fibras ópticas, quando aplicado uma potência de bombeio de 400 mW [24]. Além dessa, outro relato considera a modificação da composição do vidro telurito com a adição de germânio e codopagem de Er^{3+} e Yb³⁺ no método de fabricação *rod in tube*. Estas fibras atingiram ganho relativo da ordem de 30 dB em 1.535 nm ao aplicar-se bombeio de 457 mW em fibras com 5,3 cm de comprimento [25].

Vários estudos das propriedades físicas dos elementos formadores do vidro telurito procuram encontrar a melhor combinação possível da quantidade do(s) elemento(s) dopante(s) [22]. Pode-se afirmar que o vidro de telurito, como amplificador óptico, ainda não possui uma composição especifica, sendo pouco explorado em aplicações práticas de comunicações por fibras ópticas, devido, principalmente, à sua pouca rigidez. Mesmo assim, é importante avaliar a potencialidade das características de amplificação do vidro telurito fabricado com dosagem de compostos inéditos, visando uma potencial aplicação de suas propriedades aos sistemas ópticos.

Em particular, este trabalho apresenta uma investigação experimental do vidro de telurito dopado com itérbio e érbio (EYDTF – *erbium and yterbium doped tellurite fiber*) sob o ponto de vista de suas propriedades de amplificação óptica. Portanto, o objetivo do projeto foi o de realizar análises experimentais a fim de caracterizar o comportamento de amplificação óptica de amostras de fibra de vidro telurito dopado com érbio e itérbio, produzidas pelo Grupo de Fotônica do IFGW/UNICAMP. Em relação a trabalhos anteriores na área, além das diferentes características físicas, de composição e de dopagem das amostras utilizadas, a análise experimental procurou avaliar o comportamento da EYDTF sob a ação de diferentes topologias de bombeio, além de investigar as características de ganho para diferentes comprimentos de onda do sinal de transmissão. Para completar, procurou-se também avaliar o desempenho desse meio ativo na geração de laser por meio de laço de realimentação.

Para tanto, o Capítulo 2 descreve a fundamentação teórica das características de uma fibra óptica em relação a seus tipos de materiais, métodos de fabricação, comportamento dos elementos dopantes, tipos de acoplamentos e propriedades físicas de transmissão da luz. O Capítulo 3 apresenta a teoria sobre lasers a fibra, amplificadores ópticos e parâmetros de caracterização para devida compreensão dos resultados apresentados. No Capítulo 4, descrever-se-ão os dispositivos utilizados e os procedimentos adotados no trabalho experimental para a obtenção de dados das características da fibra de telurito codopada com érbio e itérbio. A análise e os resultados experimentais obtidos serão apresentados e discutidos no Capítulo 5. Finalizando, o Capítulo 6 descreve as conclusões desse trabalho e as propostas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Características das Fibras Ópticas

Esta parte do trabalho tem o objetivo de introduzir conceitos básicos sobre fibras ópticas, com ênfase nas fibras de vidros teluritos. Além disso, apresentar-se-ão informações gerais sobre os íons de terras raras, abordando suas características espectroscópicas e comportamentos de emissão, absorção e amplificação, e os métodos de fabricação de fibras. Por fim, as propriedades físicas de transmissão da luz.

Entre muitos fatores que podem influenciar na fabricação e nas características práticas das fibras ópticas para amplificação, as mais importantes são [10]:

- a dopagem homogênea de íons ativos nos materiais hospedeiros;
- a energia de fônon dos materiais;
- as características do índice de refração;
- o comportamento de perdas intrínsecas e extrínsecas no comprimento de onda em operação;
- o controle das dimensões da seção transversal e da longitudinal na direção axial da fibra;
- a durabilidade mecânica e química dos materiais.

Por exemplo, a dopagem afeta fortemente as características da fibra, a casca com íons ativos encurta o tempo de vida das transições radiativas, a energia de fônon do material hospedeiro define a eficiência quântica radiativa, as perdas de transmissões e diferenças do índice-refração entre o núcleo e a casca (Δ n) influenciam o coeficiente de ganho. E o último fator, a durabilidade mecânica, pode ser dividido entre a força intrínseca do material, que surge devido à relação à resistência do vidro e a deformação sob uma carga aplicada, e a força real, que

é determinada pelo estresse imposto durante uma dada pressão e/ou se o núcleo e a casca possuem temperaturas diferentes de transição [10].

2.1 Material vítreo

Nesta seção, abordam-se os tipos de materiais vítreos que podem ser usados na fabricação da fibra dopada de amplificadores ópticos, explorando suas propriedades físicas e as mudanças de comportamento óptico quando do uso de materiais vítreos de telurito, sílica, fluoreto e calcogeneto. As diferentes composições de matrizes vítreas tornam-se pertinentes por afetarem a solubilidade do dopante terra rara que, por sua vez, pode afetar a vida de fluorescência, emissão, absorção e a capacidade final do material ativo de proporcionar ganho.

Há uma constante busca por novos sistemas em que as condições da combinação íonmatriz sejam satisfeitas. Além da necessidade de qualidade óptica e estrutural (amostras transparentes, livres de defeitos e fases secundárias que possam causar espalhamento de luz ou perda na eficiência), é também necessário que a amostra tenha alta seção de choque de absorção e emissão e baixa probabilidade de decaimento não radiativo. Por isso, matrizes com baixa energia de fônon são preferenciais. Os processos de transferência de energia entre íons podem prover benefícios para a inversão de população quando desocupam o nível inferior, mas devem ser minimizados quando constituírem perdas para o nível emissor [10].

O vidro, uma substância sólida e com arranjos atômicos desordenados, é feito geralmente através do resfriamento de um liquido viscoso, que é rápido o suficiente para se evitar sua cristalização. A estrutura não cristalina do líquido permanece por não haver tempo disponível para que a formação de configurações aconteça, já que as moléculas são rearranjadas muito lentamente por causa do resfriamento abaixo da temperatura de congelamento. A Fig. 1 mostra diagramas que permitem a comparação entre uma configuração de cristal (a), que apresenta uma ordenação estrutural, e vidro (b) a base de sílica [26, 27].

Já a definição da estrutura dos vidros teluritos sofreu, durante vários anos, com controvérsias sobre sua constituição, pois a mesma é completamente diferente daquela dos vidros óxidos à base de sílica. Foi afirmado por Sakida que os vidros teluritos são facilmente vitrificados pela adição de um óxido modificador de rede [28]. Assim, a combinação do TeO_2 com

modificadores de rede (tal como o Na_2O) e intermediários (tal como o ZnO) resulta em modificações das estruturas em cadeias e no aumento da tendência de formação vítrea. Como exemplo, a adição do modificador de rede Na_2O em vidros teluritos resulta em uma maior despolimerização, já que o sódio reside em sítios diferentes da rede [29].



Fig. 1 - Esquema bidimensional da estrutura de (a) forma cristalina e (b) forma vítrea [27].

A capacidade do vidro de incorporar pequenas variações (modificadores de redes) é vista como uma das maneiras de identificar se o vidro hospedeiro possui facilidade de formação e alta viscosidade, com isso sendo confirmado se as unidades não se ordenarem em um arranjo cristalino. Os modificadores de redes, também importantes na estrutura final do material, podem alterar as propriedades dos vidros, sendo assim introduzidos para conduzir às aplicações desejadas. A Fig. 2 representa um esquemático das possíveis variações ao se adicionar modificadores de redes na composição da matriz para o favorecimento de determinadas características finais. Como exemplo, pode-se citar a adição de Al_2O_3 , que modifica a estrutura para aumentar a resistência química [29]. Como a rede vítrea do telurito é mais aberta que a da sílica, a distância entre os átomos será maior, resultando numa das prováveis causas da maior solubilidade dos íons de terras raras. Também, pode-se inferir uma maior quantidade de sítios onde se alojam os íons de Er^{3+} , o que estimula o uso destas matrizes [30].

O tipo de vidro mais usado para fibras de dispositivos ativos em telecomunicações é o vidro óxido e geralmente associado aos vidros de sílica. Esses vidros são considerados duráveis, compostos de ingredientes baratos e possuem atributos de rigidez, porém, sua não eficiência total

permitiu o surgimento de pesquisas em outros tipos de materiais. Basicamente a estrutura da formação vítrea para a produção da fibra de sílica é composta por sílica dopada de alumina ou sílica co-dopada com alumina e germânio, referidos como Al/Si e Al/Ge/Si, respectivamente. As diferentes concentrações de Al e Ge irão influenciar na ampliação dos espectros de emissão e absorção. Outro elemento que pode ser usado como estrutura da fibra é o fósforo, que irá influenciar, principalmente, a faixa e a largura de banda de emissão. É interessante considerar que nenhum outro íon tem desempenho particularmente tão bom em qualquer classe de sílica como os íons de érbio, tanto que ao citar amplificadores ópticos à fibra, geralmente é generalizado em sílica dopada com alumínio, germânio e érbio. Já outros elementos, como Tm e Nd, são eficientes como lasers na faixa de 1.000 nm. O Pr mostra-se sem atividades na sílica por causa das altas taxas de relaxação [10].



Fig. 2 - Funções relativas de modificadores em vidros [29].

Já as fibras ópticas produzidas a partir do material hospedeiro flúor, conforme sua composição, podem ser denominadas de fluorzirconato, fluoroberilato, fluoraluminatos e ZBLAN, e são baseadas em fluoretos de zircônio, bário, alumínio e sódio, respectivamente. Além de possuir alta transparência na faixa do infravermelho próximo até raios ultravioletas, as fibras ópticas de fluoretos apresentam menor atenuação que as fibras de sílica, com a previsão teórica de propagação da luz de até 100 km sem a necessidade de amplificação, o que não se conseguiu ainda na prática em virtude dos processos de fabricação utilizados, e continua a ser um desafio [31,32]. Inicialmente, os vidros fluoretos foram fabricados pelo método de derretimento em temperaturas elevadas (900 a 1.000 °C). Rapidamente, percebeu-se que a estabilidade e a pureza do vidro eram muito afetadas, levando ao desenvolvimento de técnicas para melhorar os

processos usados em purificar a matéria-prima, controlar a reação do vidro derretido com a atmosfera circundada e limpar o vidro fundido dos metais de transição. O método de fabricação que apresenta uma eficiente estabilidade estrutural foi o de deposição química a vapor por plasma, já que uma das maiores preocupações no uso da fibra de fluoreto em telecomunicações é sua durabilidade e força mecânica.

Os primeiros testes no uso deste tipo de fibra como amplificador óptico foram feitos no ano de 1.987, por Brierley e France [10]. Neste caso, a fibra foi dopada com neodímio e operou na faixa de 1.050 nm. A partir deste, foram feitas várias tentativas usando outros elementos das terras-raras, como o érbio, túlio, itérbio e praseodímio. O fluoreto dopado com érbio torna o espectro de ganho intrinsecamente equalizado na região de 1.550 nm, apresentando uma distribuição de potência mais uniforme para os vários canais acoplados quando do uso de amplificadores em cascata. Apesar dos bons resultados, o interesse por este tipo de material diminuiu de maneira significativa devido ao acréscimo considerável na figura de ruído próximo da região de absorção, aos problemas de fabricação, manipulação e realização de emendas com a fibra tradicional e, principalmente, ao surgimento do eficiente EDFA. Um fato interessante a ser ressaltado é que o uso do elemento dopante túlio neste material apresenta resultados melhores que aqueles para a fibra de material hospedeiro do tipo sílica, por causa do tempo de vida dos íons [10].

Outro material vítreo utilizado para fabricação de fibras ópticas são os calcogenetos. Os calcogenetos são vidros compostos por ânions que pertencem ao grupo VI da tabela periódica, S (Enxofre), Se (Selênio) e Te (Telúrio). Esses vidros foram então sintetizados e denominados de vidros calcogenetos, para os diferenciar dos vidros óxidos. As estruturas desta grande classe de vidros são baseadas em anéis, cadeias ou redes tridimensionais assim como combinações de tais agrupamentos estruturais. O conceito clássico de formadores vítreos e modificadores vítreos em vidros óxidos não são simplesmente transferidos para estes três elementos. Porém, certos elementos substitutos, como o Tl, Ag, Cl e I, podem ser considerados elementos despolimerizantes (ou elementos que quebram a rede ou o anel ou a cadeia), apresentando alguma analogia com os modificadores de rede dos vidros óxidos.

Na década de 70, os processos de relaxação de portadores de íons de terras raras, no caso Er e Nd, foram estudados nestas matrizes vítreas de calcogenetos. Posteriormente, demonstrou-se que esses vidros apresentavam alta eficiência quântica de amplificação óptica em razão de apresentarem baixa frequência de fônons, um alto índice de refração, baixa taxa de decaimento não radiativo e amplas seções de choque de absorção e emissão para os íons de terras raras [33]. Um fato de grande importância para este sistema vítreo foi o de produzir um amplificador que operasse, com relativo sucesso, na janela de 1.500 nm e em 1.300 nm, onde a base de Ga₂S₃-Na₂S com dopagens de íons de Pr³⁺, alcançou ganhos de 30 dB. Este foi o primeiro amplificador óptico comercial na janela de 1.300 nm [6].

O vidro de material hospedeiro em evidência durante a pesquisa associada a este trabalho é o telurito. O telúrio óxido (TeO₂) em si é um vidro formador pobre, que requer taxas de temperatura especiais para evitar a formação de TeO₂ cristalino. Seu destaque inicial nas pesquisas foi como o de material promissor para a produção de dispositivos acústico-ópticos na década de 70, tais como moduladores de luz [34]. O vidro telurito mostrou-se de ótima transmitância na faixa espectral entre 530 e 5.000 nm, contra somente 200 a 3.000 nm do vidro de sílica, e alta solubilidade em relação aos elementos das terras raras. Dentre os principais vidros concorrentes, os índices de refração linear e não linear do vidro telurito só são menores que os dos vidros calcogenetos [26]. Estes vidros, de maneira geral, apresentam boa estabilidade em termos de resistência à corrosão e dispõe de um espectro de energia de fônon relativamente baixo entre os formadores de vidros óxidos. Este último resulta em uma menor transição não radiativa entre as energias adjacentes aos íons de terras raras, levando a fluorescência e a emissão de níveis de energia adicionais que, por sua vez, não são possíveis de ocorrer no caso da sílica. Dessa forma, possibilitam uma maior eficiência quântica se comparada a dos vidros de sílica [10,30].

Na composição do vidro telurito, há adição de óxidos monovalentes ou cátions divalentes, em particular, os de álcalis, bário, zinco e chumbo, que são responsáveis pela estabilização neste tipo de vidro. Os vidros são prontamente obtidos a partir de composições com 80% em mol de TeO₂. Como tal, os vidros multicomponentes teluritos têm sido conhecidos há, pelo menos, 30 anos. E Somente em 1994, um trabalho de pesquisa de Wang, que se baseou, principalmente, nas características do vidro telurito, pode ser considerado como um dos primeiros sobre aplicações ópticas desta matriz vítrea [34]. Desde então, muitos sistemas teluritos novos vêm sendo estudados, com o propósito de entender suas propriedades físicas e encontrar a melhor combinação possível dos elementos formadores deste vidro e do elemento dopante [10,12].

Uma comparação entre as propriedades ópticas dos diferentes tipos de vidros (telurito, sílica, fluoreto e calcogeneto) é mostrada na Tabela 1. O vidro de telurito combina os atributos de; (a) maior faixa de transmissão (350 a 5.000 nm), versus (200 a 3.000 nm) da sílica, (b) boa estabilidade e resistência à corrosão, já as fibras de fluoretos apresentam grandes dificuldades, (c) baixa energia de fônon relativa aos vidros óxidos, (d) e alto índice de refração, linear e não linear, cujos são geralmente baixos em vidros fluoretos e de sílica. O alto índice de refração não linear e a baixa energia de fônon fazem o vidro de telurito ser excepcionalmente adequado para aplicações não-lineares e de laser. Por exemplo, a baixa energia de fônon resulta em uma baixa taxa de transição entre os níveis de energia adjacentes dos íons de terra rara, conduzindo assim a fluorescência e a emissões laser provindo dos níveis de energia adicionais, o qual não é possível em vidros de sílica. O maior comprimento de onda fluorescente que pode ser observado é de 2.800 nm, 2.200 nm, 4.400 nm e 7.400 nm para telurito, sílica, fluoreto e calcogeneto respectivamente. Isto é devido às diferenças da maior energia de fônons entre as diferentes matrizes vítreas. Outro fato interessante é que o grau de covalência entre as quatro famílias de vidro, como dado na Tabela 1, diminuem na ordem calcogeneto, telúrio, sílica e fluoreto, o que afeta diretamente o pico do comprimento de onda de transmissão. Com estas características, o vidro de telurito se faz um forte candidato para a fabricação de dispositivos, como lasers e amplificadores ópticos a fibra [11, 12, 35].

Das características da Tabela 1, conclui-se que os vidros teluritos, por apresentarem maior intervalo entre a temperatura de cristalização e a temperatura de transição vítrea, são mais estáveis que os vidros fluoretos e exibem maior solubilidade a terras-raras que os vidros calcogenetos.

Outra comparação entre as classes vítreas é apresentada na Tabela 2, mostrando valores de parâmetros não radiativos típicos para várias matrizes vítreas. Esses parâmetros influenciam no papel da relaxação por multifônon elétron-estrutura, que é importante para determinar a eficiência de fluorescência, onde a probabilidade de transição por relaxação interna de multifônon é dada em:

$$W_{mrt} = \beta [n_p(\omega, T) + 1]^p exp(-\alpha \Delta E)$$
(2.1)

Propriedade	Telurito	Sílica	Fluoreto	Calcogeneto	
Índice de refração, n	1,8-2,3	1,46	1,5	2,83	
Índice de refração não linear, $n_2 (m^2/W)$	$2,5 \times 10^{-19}$	10 ⁻²⁰	10 ⁻²¹	Mais alta	
Faixa de transmissão (nm)	400-5.000	200-2.500	200-7.000	800-16.000	
Maior energia de fônons (cm ⁻¹)	800	1000	500	300	
Maior comprimento de onda fluorescente (nm)	2,8	2,2	4,4	7,4	
Transição vítrea, Tg (°C)	300	1000	300	300	
Tipo de ligação	Covalente- Iônica	Iônica- Covalente	Iônica	Covalente	
Solubilidade de íons de terras-raras	Médio	Baixo	Médio	Baixo	

Tabela 1 - Comparação das propriedades típicas dos vidros telurito, sílica, fluoreto e calcogeneto [12].

Em particular, o parâmetro α da Tabela 2 é:

$$\alpha = -(h\omega)^{-1}\ln(\epsilon) \tag{2.2}$$

onde h ω é a energia de fônon que contribui predominantemente no processo de relaxação, o parâmetro p é o numero de fônons emitidos, em que $p = \Delta E/h\omega$, n_P é o numero da ocupação de fônons, encontrado através da equação de Bose-Einstein $n_p = [e^{(h\omega/kT)} - 1]^{-1}$, com T como a temperatura e k como sendo a constante de Boltzmann. Em resumo, $\alpha \in \beta$ (característica constante do material hospedeiro) influenciam a probabilidade de relaxação multifônon interna e são dependentes da matriz vítrea, mas independentes do nível eletrônico do elemento de terra rara cujo ocorre o decaimento.

Vidro	$\beta(s^{-1})$	a(cm)	h ω(cm ⁻¹)	ε
Silicato	1,4 x 10 ¹²	4,7 x 10 ⁻³	1.200	0,0057
Telurito	6,3 x 10 ¹⁰	4,7 x 10 ⁻³	700	0,037
Fluoreto	1,88 x 10 ¹⁰	5,77 x 10 ⁻³	500	0,056
Calcogeneto	$1 \ge 10^{6}$	2,9 x 10 ⁻³	350	0,36

Tabela 2 - Parâmetros não radiativos típicos para diferentes matrizes vítreas [12].

Segundo as equações apresentadas em uma dada matriz vítrea, a probabilidade da relaxação não radiativa entre dois níveis eletrônicos decresce com o aumento da banda proibida (*bandgap*) de energia ΔE e com o número de fônons necessários para fazer uma ponte neste *bandgap*. É visto que a taxa de transição não radiativa decresce na sequência silicato > telurito >

fluoreto > calcogeneto. Os vidros teluritos apresentam as menores taxas de transição não radiativas entre os vidros óxidos [12].

O vidro telurito apresenta uma ampla largura de banda para o espectro de fluorescência no lado de maior comprimento de onda (1.530 a 1.620 nm), o que, segundo Wang, foi a primeira observação referente à fabricação de amplificadores com ampla largura de banda [12]. A forma da banda espectral de absorção também tem que ser considerada, mas, baseada nas probabilidades totais de transição, apresenta uma melhoria de cerca de três vezes em relação a dos vidros silicatos contra o efeito de absorção de estado excitado (ESA – *excited-state absorption*), se usado o bombeio em 800 nm. A razão da maior largura de banda dos vidros teluritos é devido à possibilidade dos íons de terras raras entrarem na rede vítrea TeO₂ como modificadores de rede. Assim, quase todos os espectros de vidros teluritos são semelhantes em relação a largura de banda da emissão. Os números de máximos e detalhes estruturais são ligeiramente diferentes em relação à intensidade observada nos vidros silicatos, mostrando uma grande variedade de espectros de emissões em função da composição [10]. Na Fig. 3, observa-se uma comparação entre as intensidades de emissão fluorescente do vidro telurito e do vidro de sílica dopado com alumina. A emissão do vidro de telurito mostra-se pela linha mais forte e com maior intensidade ao longo do comprimento de onda [10].



Fig. 3 - Espectro de emissão normalizado dos vidros telurito e sílica dopados com Er^{3+} [10].

Outra possível aplicação do vidro telurito que não é abordada nesse trabalho é a de meio ativo em processos de espalhamento. Nesse, uma parte da energia do fóton incidente se transforma em energia de um fônon; isto ocorre porque a incidência de luz em materiais semiiônicos promove interações com os elétrons dos átomos constituintes do material e causam vibrações atômicas que produzem espalhamento de energia a outros comprimentos de onda. Pode-se dizer que o comprimento de onda maior do fóton espalhado (menor energia) recebe energia do fóton incidente em menor comprimento de onda (maior energia). O pico do ganho Raman para vidros teluritos é, aproximadamente, dez vezes maior que o da sílica e tem quase o dobro de sua largura de banda [26].

Novos experimentos e estudos com outros tipos de materiais foram impulsionados por desvantagens apresentadas pelos vidros silicatos, como a alta energia de fônon, que provoca o aumento na taxa de decaimento não radiativo e a diminuição na eficiência quântica [14], e a baixa solubilidade para íons de terras raras. Particularmente, os fluorzirconatos estiveram na corrida para implementação comercial de amplificadores a fibras por muitos anos, e as técnicas desenvolvidas para os fabricar beneficiou a pesquisa em materiais alternativos, como os vidros de telurito. Já o calcogeneto foi freado por sua estabilidade térmica ruim durante o processo da fabricação de fibras. É interessante mencionar que o vidro de telurito, apesar de suas vantagens sobre os outros materiais vítreos apresentados, também possui problemas com relação à estabilidade, aspectos físicos não fixados e baixa resistência mecânica, podendo substituir a fibra de sílica somente em aplicações específicas.

2.2 Propriedades dos íons de terras raras

No século XVIII, os cientistas utilizavam a denominação "terra" para classificar os óxidos de metais, por acreditar que estes eram elementos simples. Em 1794, J. G. Gadolin descobriu um uma nova terra em forma impura, a qual chamou de Yttria [35]. Em 1803, foi descoberta uma nova terra neste mesmo mineral denominado de Céria. E, portanto, foram chamadas de terras raras devido ao fato de terem sido encontradas em um mineral raro. A partir da céria, foram separados os óxidos lanthana e didymia , a partir da yttria, os óxidos érbia e térbia. No período de 1879 a 1907, o óxido didymia foi separado em samária, praseodymia, neodímia e európia. Nos óxidos de érbia e térbia, foram encontrados os óxidos holmia, thulia, dysprósia, ytérbia e lutécia [36]. Assim, apesar de sua denominação sugestiva, o termo "terras raras" (TR) se origina da difícil tarefa de separação dos elementos dos diversos minerais que os contêm, e não da dificuldade de se encontrarem esses óxidos ou "terras".

As características físicas e químicas dos íons TR se derivam de suas configurações eletrônicas, os quais podem ser descritos utilizando-se, como base, a configuração eletrônica do elemento xenônio $(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2 5p^6)$ na distribuição KLMNOPQ. Para o caso trivalente, os íons TR têm em comum a camada 4fⁿ semipreenchida, dada pela sequência de preenchimento orbital do xenônio seguido do subnível 4fⁿ, cuja notação é [Xe]4fⁿ, onde n varia de 0 a 14 na série do lantânio ao lutécio da tabela periódica. Em particular, n =11 para o Er e 13 para o Yb. Em resumo, a maioria das aplicações destes elementos de TR envolve transições eletrônicas entre estados da configuração 4fⁿ, de íons dupla ou triplamente ionizados, incorporados às matrizes transparentes [7].

Os elementos da série dos lantanídeos, com exceção do escândio, ítrio e o lantânio, caracterizam-se pelo preenchimento gradativo da camada 4f, antepenúltimo nível energético. As propriedades desses elementos, por terem as camadas externas totalmente preenchidas, tornam as terras-raras quimicamente muito semelhantes entre si, observando-se pequenas variações de tamanho e de carga nuclear. A configuração eletrônica desses 14 elementos na tabela periódica pode ser obtida pela adição sucessiva de um elétron na camada 4f a partir do cério, e pode ser observada na

Tabela 3. Os elementos Yb e Lu são os únicos que possuem a camada 4f completa. Todos podem apresentar o estado de oxidação 3^+ (representação da variação do número de elétrons na camada de valência; neste caso o sinal "+" representa a perda de elétrons). Alguns, no entanto, aparecem também em estados 2+ e 4+ [7,27].

Os íons terras-raras possuem um grande número de níveis que podem proporcionar emissões que vão desde o infravermelho até o ultravioleta, sendo que muitas ocorrem na região do visível. Os estados de energia de seus íons apresentam caráter atômico em diferentes ambientes químicos devido à forte blindagem exercida pelos elétrons da camada 4f dos íons trivalentes aos elétrons das camadas externas 5s e 5p. Isso faz com que as terras-raras não sintam de maneira significativa a influência do campo cristalino presente no interior das matrizes ou ligantes nos quais são inseridos. Mesmo em materiais sólidos ou em líquidos, os íons lantanídeos, em princípio, comportam-se como íons livres e a estrutura discreta dos níveis de energia é afetada moderadamente pelos átomos vizinhos. Além disso, no caso da camada 4f do elemento estar

parcialmente preenchida, elétrons dessa camada podem ser promovidos a níveis mais energéticos vazios por absorção de luz.

Elemento	Símbolo (número atômico)	Configuração eletrônica
Lantânio	La(57)	[Xe] $5d^{1}6s^{2}$
Cério	Ce(58)	$[Xe] 4f^{15}d^{1}6s^{2}$
Praseodímio	Pr(59)	$[Xe] 4f^36s^2$
Neodímio	Nd(60)	$[Xe] 4f^46s^2$
Samário	Sm(62)	$[Xe] 4f^{6}6s^{2}$
Térbio	Tb(65)	$[Xe] 4f^96s^2$
Hólmio	Ho(67)	$[Xe] 4f^{11}6s^2$
Érbio	Er(68)	$[Xe] 4f^{12}6s^2$
Túlio	Tm(69)	$[Xe] 4f^{13}6s^2$
Itérbio	Yb(70)	$[Xe] 4f^{14}6s^2$
Lutécio	Lu(71)	$[Xe] 4f^{14}5d^{1}6s^{2}$

Tabela 3 - Configuração eletrônica de alguns elementos das Terras Raras [27].

Para a explicação da observação experimental de transições eletrônicas entre estados 4f, os pesquisadores B. Judd e G. Ofelt, que trabalharam de forma independente um do outro, consideraram as transições nos íons de TR como oriundas de uma mistura de estados da configuração 4fⁿ e 5d. O conceito destas transições pode ser explicado tanto qualitativamente como quantitativamente pela teoria de Judd-Ofelt. No entanto, não será relevante a abordagem dessa teoria neste trabalho [36]. Ao invés disso, pode-se compreender muito das propriedades espectroscópicas desses íons olhando-se o que acontece na absorção e na emissão óptica.

Os íons lantanídeos absorvem radiação somente em bandas definidas e muito estreitas (transições **f-f**). As regras de seleção para o espectro atômico dizem que as transições **f-f** dos íons lantanídeos isolados são proibidas. A regra também diz que, em uma molécula centrossimétrica ou íon, as únicas transições permitidas são aquelas acompanhadas da troca de paridade, como, por exemplo, a transição **f-d**. As transições **f-f** só passam a ser permitidas quando a simetria do íon é removida por um campo externo antissimétrico e/ou com a mistura de algum estado de paridade oposta. Lembrar que os números quânticos secundários **p** e **f** são ímpares e **s** e **d** são pares [36]. Na luminescência, as emissões dos íons TR surgem de transições radiativas entre os níveis de configurações eletrônicas $4f^n$. Na ausência de qualquer interação entre os elétrons, a princípio, os níveis estariam degenerados. Mas, devido às interações coulombianas, a degenerescência é removida e os níveis separam-se. Portanto o primeiro estado excitado é

essencialmente depopulado de elétrons, exceto em altas temperaturas [36]. Em virtude das faixas de emissão dos íons TR, podem-se classificar três grupos [36], com as nomenclaturas do diagrama de níveis de energia e de transições dadas segundo a simbologia $^{2S+1}L_J$ definida em [6] (onde o momento angular L = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6,..., que corresponde as letras S, P, D, F, G, H, I,..., S é o momento angular de spin e J é o momento angular total):

- Sm³⁺, Eu³⁺ e Tb³⁺: esses íons têm fluorescências na região visível (Tb: 545 nm, ⁵D₄ \rightarrow ⁷F₄; Eu: 614 nm, ⁵D₀ \rightarrow ⁷F₂; Sm: 643 nm, ⁴G_{5/2} \rightarrow ⁶H_{11/2}).
- La³⁺, Gd³⁺ e Lu³⁺: não exibem fluorescência, pois o seu primeiro nível excitado está muito acima dos níveis de tripleto de qualquer matriz ou ligante usual.
- Er³⁺, Pr³⁺, Nd³⁺, Ho³⁺, Tm³⁺ e Yb³⁺: são os emissores na região do infravermelho próximo. Apresentam fraca luminescência, e isto é atribuído ao fato de que eles têm níveis eletrônicos muito próximos uns dos outros, fazendo com que as transições não radiativas sejam favorecidas. Para o íon Érbio, em evidência nos amplificadores ópticos comerciais e neste trabalho, existem duas transições características, uma na região do visível, em torno de 550 nm (⁴S_{3/2}→⁴I_{15/2}), e outra em 1.550 nm (⁴I_{13/2}→⁴I_{15/2}).

Tabela 4 mostra um resumo das faixas aproximadas de comprimento de onda das emissões de diversos íons terras raras. Embora esses comprimentos de ondas de emissão sejam fracamente influenciados pelas características das matrizes nas quais eles estão inseridos, outras propriedades, como energia máxima de fônon da mesma, podem ser decisivas no surgimento dessas emissões.

Íon TR dopante	Comprimento de onda aproximado de emissão (nm)	Íons sensíveis
Pr^{3+}	890, 1.040 e 1.340	
Nd^{3+}	930, 1.060 e 1.350	Cr^{3+} , Mn^{2+} , Ce^{3+}
Sm ³⁺	650	
Eu ³⁺	620	
Tb ³⁺	540	
Ho ³⁺	550, 1.380 e 2.050	
Er ³⁺	1.300, 1.540, 1.720 e 2.750	Cr^{3+}, Yb^{3+}
Tm ³⁺	800, 1.470, 1.950 e 2.250	Er^{3+} , Yb ³⁺
Yb ³⁺	1.030	Nd ³⁺

Tabela 4 - Comprimento de onda de emissão de íons de terras raras [27].

A maneira geralmente utilizada para contornar o problema de baixos coeficientes de absorção dos íons lantanídeos livres é complexar os íons trivalentes com sistemas ligantes orgânicos que têm altos coeficientes de absorção. Assim, esses ligantes absorvem energia, num primeiro momento, e, em seguida, transferem a energia para o íon central através da relaxação cruzada [36]. Quando o érbio e o itérbio são empregados no mesmo procedimento de dopagem, a absorção resultante torna-se muito maior que àquela quando a fibra é dopada somente com érbio. Além da maior absorção, irá ocorrer transferência de energia dos íons de itérbio para o érbio, podendo alterar a região de saturação do sistema e aumentar a probabilidade de emissões espontâneas e estimuladas [14, 15].

A Fig. 4 representa a absorbância (logaritmo da razão entre a intensidade da luz incidente e a intensidade da luz transmitida) na faixa de 350 a 1.650 nm para uma fibra de telurito dopado com Er e outra fibra dopada com Er e Yb, conforme os níveis de energia, aproximada daquela obtida por Zhang [37]. Observando-se a Fig. 4, nota-se a contribuição da transição ${}^{2}F_{7/2} \rightarrow {}^{2}F_{5/2}$ do Yb apresentada na Fig. 7(b), que gera um aumento considerável na absorção se comparada à que ocorre apenas com o Er (transição ${}^{4}I_{15/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$) na região de 980 nm. É importante lembrar que a TE (transferência de energia) é o processo seguinte e muito significativo para o resultado final de amplificação. Esta transferência é fortemente influenciada pela distância entre os íons. Quanto maior a concentração de Yb, menor a distância e melhor é a eficiência. Porém, a transferência de Er para Yb também aumenta com o acréscimo da concentração de Yb e, assim, a concentração de Yb deve ser equilibrada para melhor eficiência de operação [37].

Em experimentos realizados por J. Nilsson para fibras de sílica menores que 1 m, os ganhos são maiores em amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio (EYDFA – *erbium-yterbium doped fiber amplifier*) que em EDFA, e o oposto é verdade para fibras de comprimento maiores. A concentração ótima de Yb depende do comprimento de onda de bombeio e do comprimento da fibra, pois a concentração de Yb é restrita a certa região [38].

A excitação dos íons de TR consiste apenas na sua elevação a um nível energético maior (estado excitado), saindo, portanto, do nível fundamental. Ao retornar ao nível fundamental, parte da energia perdida pelo elétron é emitida na forma de luz. A transferência de energia pode ocorrer quando a radiação incide sobre a matéria, interagindo com ela [39].



Fig. 4 – Espectro de absorção de um vidro de telurito dopado com Er^{3+} e $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ [37].

Os mecanismos de transferência de energia, em especial nos íons de TR, podem ser sumarizados como ressonantes, que ocorrem quando a diferença de energia entre o estado fundamental e o estado excitado dos sistemas do íon doador e do íon aceitador for idêntica; e não ressonantes, para os casos em que os espectros de emissão do íon doador e absorção do aceitador não se superpõem em energia, sendo necessário o auxilio de fônons da rede para preencher a diferença de energia entre os níveis do doador e do aceitador [29].

Um íon de terra rara em um estado de transferência excitado participa da excitação de um íon vizinho pelo processo de relaxação cruzada e este ocorre via interações dos elétrons pertencentes a estes íons. A taxa de relaxação cruzada torna-se grande a altas concentrações. Se um íon excitado ao nível metaestável "**c**" interage com um íon vizinho no estado fundamental "**a**", o primeiro íon transfere parte de sua energia para o segundo. Ambos os íons ocupam o estado intermediário "**b**". E quando a diferença de energia aos estados menores é pequena, ambos os íons decaem não radiativamente ao estado fundamental do estado intermediário. Mas, ao existir uma diferença já pequena de energia entre os níveis (de alguns fótons), o processo de relaxação cruzada faz com que a maior parte da energia seja transferida para a rede de forma não radiativa, o que se pode constituir em um significativo meio de perda [29].

Já o processo de conversão ascendente cooperativa é o inverso do processo de relaxação cruzada. Quando dois íons estão em um estado excitado, um transfere sua energia para o outro,

um caindo ao estado fundamental e o outro indo a um estado mais excitado. Como a conversão ascendente cooperativa necessita de dois íons interagindo no estado excitado, não ocorre a baixos níveis de bombeio. Surge somente com altos níveis de bombeio e pode ser observado um decaimento não exponencial da emissão do estado excitado "**b**". Este processo pode ser favorável para as emissões laser, uma vez que espalha a energia de excitação pela fibra, mas, por outro lado, a energia ao migrar pode também ser perdida em defeitos estruturais [39,29].

Na interação entre os íons de TR, ocorrem alguns eventos que implicam diretamente no desempenho dos amplificadores ópticos, levando à redução da eficiência de bombeio. Por exemplo, na RC (relaxação cruzada), observa-se um decaimento não exponencial por causa do tempo de vida da emissão de uma transição do estado metaestável, que é mais curto quando acontece a RC entre os íons [39].

Outros tipos de excitações que possibilitam aumentos de eficiência dos processos de conversão ascendente de energia, transferência de energia, eficiência laser, etc., são chamados de excitações *anti-Stokes* e *Stokes* (no qual a energia cedida pelo íon doador se converte em energia térmica na matriz pela criação de fônons). Estes efeitos têm ligação com as oscilações da rede (fônons) devido à excitação de íons [40]. A

Tabela 5 resume os principais esquemas de excitação de íons, considerando ou não o envolvimento de fônons.

O fenômeno que converte luz do infravermelho a luz visível ocorre pelo processo de conversão ascendente de energia (*upconversion*). Os principais mecanismos que geram o *upconversion* são absorções de estado excitado (AEE) e transferência de energia (TE) entre íons. A absorção de estado excitado é baseada na múltipla absorção de fótons por um mesmo íon quando em ressonância com a transição entre o estado fundamental e o estado excitado. Em 1966, Auzel propôs que a transferência de energia entre os íons, além do mecanismo já explicado, poderia também ser seguida de uma AEE promovendo o aceitador a um estado excitado de mais alta energia, ou, ainda, que ambos, doador e aceitador, poderiam já estar em um estado excitado antes de haver a transferência [39]. Essas possibilidades de mecanismos de TE estão representadas na Tabela 5 e todas podem gerar *upconversion*, isto é, a conversão de luz do infravermelho para o visível, ou de luz visível em luz ultravioleta [7,41].

	Esquema de Excitação	llustração
Ressonante	A excitação ressonante é realizada quando a energia de excitação é igual à diferença de energia entre o par de níveis da transição do íon.	
Multifônons Stokes	É o caso no qual a energia de excitação é maior que a da transição e a diferença é fornecida para a rede por criação de fônons.	fônon
Multifônons anti-Stokes	É realizada quando a energia de excitação é menor que a da transição do íon; sendo assim, é necessário aniquilar fônons da rede para compensar essa diferença de energia;	~∧⊾ fônon
Transferência de energia (TE) ressonante	O íon doador absorve energia de bombeio e passa a ocupar o estado excitado A*, decaindo para o seu estado fundamental A, quando transfere sua energia para o íon aceitador, excitando-o até o nível excitado B*;	doador aceitador
TE não ressonante (com assistência dos fônons)	A TE não ressonante é assistida por fônons, ou seja, a diferença de energia ou é fornecida [i] ou é recebida [ii] da rede via fônons.	Image: marked state st

Tabela 5 - Esquemas de excitação dos íons [40].

No mecanismo da Fig. 5(a), um íon sensibilizador em um estado excitado doa sua energia a um íon aceitador no estado fundamental via uma TE convencional não radiativa, promovendo-o ao Estado 2. Então, ocorre uma AEE a partir do Estado 2 do íon aceitador promovendo-o para o Estado 3. No mecanismo da Fig. 5(b), somente o íon doador absorve os fótons dos fluxos incidentes e o íon aceitador é promovido ao Estado 2 por uma primeira TE, e ao Estado 3 por uma segunda TE. A Fig. 5(c) esquematiza a relaxação cruzada (RC) e usualmente refere-se a TE que ocorre entre íons idênticos. Nesse caso, se o doador e o aceitador são íons idênticos, fótons do fluxo incidente ϕ são absorvidos por ambos, levando-os para o Estado 2, o que resulta em decaimento não radiativo do doador ao estado menos energético e uma TE promove o íon aceitador ao Estado 3 [7, 40].

Em alguns decaimentos da interação entre os íons de Er e Yb, além de ocorrerem de maneira não radiativa, também podem acontecer de forma radiativa, especificamente, perto da

faixa do espectro de 540 e 650 nm (cores verde e vermelho, respectivamente), conforme as transições de ${}^{2}H_{11/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$, ${}^{4}S_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$, ${}^{4}F_{9/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$. Além disso, há a possibilidade de uma fraca emissão no azul pela transição ${}^{2}H_{9/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$. Estas transições são exemplificadas pela Fig. 6, cujos dados são baseados nos trabalhos de Zhang e de Kumar, onde os elementos predominantes na composição do material são parecidos com a usada neste trabalho. As emissões radiativas exemplificadas não ocorrem em vidros anfitrião de silicato ou fosfato [37,41].



Fig. 5 - Diagrama esquemático dos mecanismos de transferência de energia (TE), onde se representam (a) a TE seguida de absorção, (b) sucessivas TEs e (c) relaxação cruzada [7,40].



Fig. 6 - Espectro de emissão na faixa do visível de um vidro de telurito dopado com Er e Yb [37,41].

O diagrama de nível de energia do Er em uma interação Er-Er é apresentado na Fig. 7 a). Quando o nível ${}^{4}I_{11/2}$ é excitado diretamente pelo estado de absorção fundamental na faixa de 980 nm, parte da energia deste nível sofre relaxação não radiativa para o nível ${}^{4}I_{13/2}$. A transição radiativa de ${}^{4}I_{13/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2}$ provoca características de emissões na faixa de 1.500 nm. Enquanto isto, o estado excitado de absorção provido do nível ${}^{4}I_{11/2}$ pode popular o nível ${}^{4}F_{7/2}$. O tempo de vida do nível ${}^{4}I_{11/2}$ do Er em telurito é benéfico para este processo. O nível ${}^{4}F_{7/2}$ decai nãoradiativamente para ${}^{2}H_{11/2} + {}^{4}S_{3/2}$ e suas transições até o nível ${}^{4}I_{15/2}$ resultam em emissões radiativas na cor verde. Além disso, há a possibilidade de transferência de energia entre $Er^{3+}({}^{4}I_{11/2}) \rightarrow Er^{3+}({}^{4}F_{7/2})$ e $Er^{3+}({}^{4}I_{11/2}) \rightarrow Er^{3+}({}^{4}I_{15/2})$, onde a eficiência de energia e, consequentemente, a intensidade de emissão, depende da concentração de íons e do tempo de vida do estado excitado [41].

O mecanismo físico que descreve a interação do Yb e Er e suas emissões, tanto no visível como no infravermelho se inicia quando os íons Er^{3+} (aceitador) e Yb³⁺ (doador) são excitados por um sinal de bombeio de acordo com $Er^{3+}({}^{4}I_{15/2}) \rightarrow Er^{3+}({}^{4}I_{11/2})$ e Yb³⁺(${}^{2}F_{7/2}) \rightarrow$ Yb³⁺(${}^{2}F_{5/2}$) na região de 980 nm, como mostrado na Fig. 7. A absorção do Yb é relativamente maior. Entretanto, a maior parte desta energia tende a ser absorvida pelos íons do Yb, decaindo radiativamente para o estado fundamental elevando a emissões na faixa de 1.030 nm. Parte dessa energia é transferida aos íons do Er devido à ressonância existente entre as transições do Yb ${}^{2}F_{7/2} \rightarrow {}^{2}F_{5/2}$ e Er ${}^{4}I_{15/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$, segundo o diagrama da Fig. 7(b). Como resultado, há um aumento da população no nível ${}^{4}I_{11/2}$ e, então, o processo de excitação do Er ao nível ${}^{4}F_{7/2}$, com os decaimentos ocorrendo conforme já mencionado no parágrafo anterior. Além disto, parte da população do nível ${}^{4}I_{13/2}$ preenche o nível ${}^{4}F_{9/2}$. Além disso, há também transferência de energia a outro íon doador Yb³⁺(${}^{2}F_{5/2}$) + $Er^{3+}({}^{4}I_{13/2}) \rightarrow Yb^{3+}({}^{2}F_{7/2})$ + $Er^{3+}({}^{4}F_{9/2})$. Estes mecanismos explicam a saturação do nível ${}^{4}F_{9/2}$ [38].

Todas as emissões radiativas ou não radiativas abordadas na Fig. 7, salvo o decaimento na faixa de interesse de 1.530 nm, podem ser consideradas como perdas não desejadas. Além disso, se a produção da fibra apresentar regiões onde os íons de Yb ou Er são cristalizados, haverá absorção de energia sem contribuição ao processo de amplificação, gerando perdas adicionais de energia [43].

Em função destas características únicas, muitos têm sido os esforços no intuito de construírem-se dispositivos ópticos através da introdução de íons de terras raras em matrizes diversas [39]. Os mais usuais para dispositivos de amplificação óptica são o érbio, o neodímio, o praseodímio, o túlio e o itérbio. Cada um destes elementos possui características únicas relacionadas às faixas de absorção, faixas de emissão e transições de energias.



Fig. 7 - Diagrama dos mecanismos de emissão na região do visível e infravermelho para interações (a) Er-Er e (b) Er-Yb [41,42], onde TE representa a transferência de energia, RC a relaxação cruzada e AEE a absorção de estado excitado.

2.3 Fabricação

Os vários métodos existentes para a fabricação de fibras ópticas de vidro podem ser classificados em quatro grandes grupos de acordo com o processamento da pré-forma, já que a etapa seguinte, a de puxamento, será comum a todos: deposição de vapor químico (CVD – *chemical vapour deposition*), cadinho duplo, extrusão e bastão em tubo (*rod in tube*). Uma observação a ser feita é de que, durante a fabricação, defeitos de cristalização devem ser evitados principalmente por gerarem fatores que limitam a força de tração da fibra. Abaixo, estes métodos são explicados de maneira sucinta [39,44].

Vários métodos de fabricação de fibra são oriundos da técnica CVD, os quais foram motivados, principalmente, para se diminuir a quantidade de hidroxilas presentes na fibra. Com a técnica de deposição externa de vapor (OVD – *outside vapor deposition*). Essa técnica baseia-se no crescimento da pré-forma a partir de uma semente, que pode ser feita de cerâmica, também chamada de mandril. Esta cerâmica é colocada em um torno para permanecer girando durante o processo de deposição. Os reagentes são lançados por um maçarico e os cristais de vidro são

depositados no mandril em camadas sucessivas para a formação do núcleo e da casca. Contudo, na fabricação de amplificadores, a OVD não permite uma distribuição uniforme dos íons dos elementos de terras raras, de maneira que a quantidade de érbio que pode ser aplicada à fibra é limitada [27,44].

Já o processo de deposição química modificada de vapor (MCVD - modificated chemical vapour deposition) consiste na deposição de camadas de materiais no interior de um tubo de sílica, o qual irá fazer o papel de casca da fibra óptica, sendo que os materiais depositados formarão o núcleo da fibra. O tubo é colocado em posição vertical e então girado em torno de seu próprio eixo por um torno. Diferentes gases são injetados no interior do tubo em concentrações controladas, onde o calor produzido por um maçarico que percorre o tubo provoca a reação desses gases com o oxigênio, formando alguns óxidos e liberando Cl₂. Com isso, ocorre a deposição de partículas submicroscópicas de vidro no interior do tubo. A cada passagem do maçarico, forma-se uma camada e, assim, este método torna-se eficiente para fabricação de fibras do tipo degrau multimodo ou monomodo. Já o processo de deposição química de vapor por plasma (PVCD - plasma chemical vapour deposition), ao invés de utilizar um maçarico como forma de aquecimento como no MCVD, emprega plasma não isotérmico formado por uma cavidade ressonante de micro-ondas para estimular as reações dos gases no interior do tubo. Por fim, o processo de deposição axial de vapor (VAD - vaporaxial deposition) forma a casca e o núcleo da fibra por meio da deposição no sentido do eixo da fibra (axial). Utilizam-se dois queimadores neste processo, que criam a distribuição de temperatura desejada, obtendo, assim, uma pré-forma porosa que é cristalizada num forno elétrico a altas temperaturas [11,39,44].

O método de cadinho duplo se resume em posicionar dois cadinhos, 1 e 2, de modo que sejam depositados os materiais relativos ao núcleo e a casca, respectivamente. Em seguida ao serem colocados em um forno, os materiais aquecidos fluem por orifícios nas bases dos cadinhos, formando-se a pré-forma. Geralmente, este método é utilizado em fibras com baixa temperatura de amolecimento. A não possibilidade de controlar o diâmetro do núcleo da fibra é considerada como sua grande desvantagem [11,39,44].

A técnica de extrusão é usada na fabricação de fibras em materiais de baixíssima temperatura de amolecimento, geralmente, em fibras de polímeros. No processo de fabricação, os materiais do núcleo e da casca são posicionados no interior de um cilindro, e posteriormente

colocados em um forno. Depois de aquecidos, um pistão irá pressionar o material forçando-a a passar por uma abertura e, assim, permitindo a moldagem da pré-forma da fibra [11].

O método de bastão dentro de tubo consiste na inserção de vidros na forma de bastão, que representam o núcleo da fibra, no interior de um tubo, representando a casca, simultaneamente em um forno de puxamento, o qual efetua o escoamento dos materiais ao mesmo tempo. Este método se destaca por possuir ótima versatilidade na fabricação de fibras de vidros com temperatura de amolecimento baixa, como, por exemplo, o vidro de telurito [35].

Na etapa de puxamento para fabricação de fibras ópticas, representada pela Fig. 8, a préforma já fabricada (formato cilíndrico) é colocada em uma fornalha, onde sofre derretimento propriamente controlado. A pré-forma já derretida é convertida em fibra pelo uso de um mecanismo que permite precisão na forma final da fibra. O diâmetro da fibra é monitorado opticamente pela difração da luz de um laser que ilumina a fibra. Qualquer mudança no diâmetro da fibra no momento de puxamento altera a difração da luz, de maneira que a fotocorrente produzida por um fotodetector de sensoriamento atua como um sinal para o mecanismo servomotor que ajusta a taxa de enrolamento da fibra. Com esta técnica, o diâmetro da fibra se mantém constante dentro de 0,1%. Na etapa final, adiciona-se uma casca de polímero para proteção mecânica e física da fibra [9].

O uso do método de bastão dentro de tubo para de fabricação de fibras ópticas do tipo convencional e de índice degrau de vidro telurito é bem versátil, mas existe a possibilidade de que a fibra óptica apresente uma interface de ar entre a casca e o núcleo. Para evitar a existência dessa interface, a temperatura de puxamento torna-se importante, quanto mais alta, praticamente elimina a interface de ar. Porém, o puxamento da fibra óptica de vidro telurito numa temperatura elevada provoca consequências que são desfavoráveis em termos de excentricidade do núcleo, ou seja, o núcleo da fibra fica fora do centro geométrico e as perdas por confinamento de luz se tornam altíssimas. Uma alternativa para evitar estes dois problemas é uso de um sistema de evacuação através de uma bomba de sucção, similar ao usado para sugar vidros em fase líquida.

No processo de sucção, o vidro telurito ainda em fase líquida é sugado em um tubo de sílica, com ajuda de uma bomba de vácuo mecânica, formando um novo tubo de vidro dentro do tubo de sílica. Em seguida usa o mesmo sistema para sugar o núcleo e conseguir a pré-forma casca-núcleo. O passo seguinte é colocar este tubo de sílica contendo o vidro telurito em um mandril, o qual é acoplado a um sistema de centrifugação. Este se torna importante por permitir

fabricar de forma viável tubos de vidro telurito com um diâmetro interno uniforme ao longo do comprimento da fibra, o que é necessário para aplicações em amplificadores ópticos, como exemplo [33].



Fig. 8 - Esquema que ilustra a etapa de puxamento de fibras ópticas [9].

2.4 Conexões de fibras

Em sistemas de comunicações ópticas, interligações entre fibras ópticas são comuns para conectar equipamentos ou até lances de fibras para grandes distâncias. Apresentar-se-ão algumas formas comuns de interligar fibras, como a fusão e o uso de conectores e/ou microcomponentes ópticos. Independente do método, a extremidade da fibra deve estar clivada e limpa corretamente. Esta extremidade da fibra pode ser preparada por equipamentos comerciais que possuem uma ponteira metálica e resinas a fim de quebrar e polir a fibra. Alternativamente, de modo artesanal, a quebra da fibra pode ser alcançada por aplicação de tensão a sua extremidade após a mesma ter sido riscada por materiais adequados, como o carbono, a safira, o diamante ou uma cerâmica. Nesta preparação é necessário que a extremidade da fibra fique o mais próximo possível de uma clivagem com o ângulo de 90° (ângulo entre a superfície e o eixo da fibra), sendo possível a verificação por meio da utilização de um microscópio [45].

Nas conexões ópticas do tipo fibra-fibra sem uso de conectores ou fusão sempre ocorrem perdas de potência. Estas perdas são devidas a alguns fatores, como, por exemplo, a existência de um pequeno desvio de alinhamento entre os eixos das fibras. Além disso, por mais que esses eixos estejam perfeitamente alinhados, pequenas proporções de luz são refletidas, causando atenuações. Este fenômeno é associado à mudança do índice de refração na interface fibra-arfibra. A magnitude da luz refletida de incidência normal pode ser estimada pela clássica lei de Fresnel, onde a fração de luz que é refletida em uma única interface, r, tem relação com o índice de refração do núcleo da fibra, n_1 , e o índice de refração do meio entre as duas superfícies da fibra, n (por exemplo, n = 1 para o ar). Em outras palavras, tem-se que [9,39,44]:

$$r = \left(\frac{n_1 - n}{n_1 + n}\right)^2 \tag{2.3}$$

Em termos de perda, pode-se escrever que:

$$\text{Loss}_{\text{Fresnell}} = -10 \log_{10}(1 - r) \tag{2.4}$$

Qualquer desvio geométrico e diferenças em parâmetros ópticos das fibras envolvidas na conexão irão ocasionar perdas. Como exemplos, citam-se as diferenças no diâmetro de núcleo/casca, no valor de aberturas numéricas, ou/e nos índices de refração. Além disso, podem-se considerar também quaisquer desvios laterais, longitudinais e/ou angulares como fontes significantes de perdas, como as situações demonstradas nos diagramas da Fig. 9 [9,44]. Em resumo, a extremidade de uma fibra de sílica, segundo (2.3), provoca perdas de potência da ordem de 3,5% na interface com o ar. Mesmo que em alguns casos (fontes a laser, sensores e etc.) esta perda possa ser tolerada, o importante no acoplamento é conseguir reduzi-la ao máximo.



Fig. 9 - Tipos de perdas devido a falta de alinhamento (a) longitudinal, (b) lateral e (c) angular [44].

2.4.1 Emendas

As conexões por emenda de fibras são junções presentes em sistemas de telecomunicações que usam fibras ópticas e podem ser divididos em dois tipos: permanentes ou temporárias. O principal exemplo de emenda permanente é aquele que faz uso da fusão entre faces de diferentes fibras, onde é aplicado calor entre as interfaces da fibra causando um suave amolecimento e consequente fusão. Já uma emenda temporária utiliza, normalmente, um processo mecânico para a conexão de luz entre as fibras, podendo o processo ser repetido várias vezes. Nessa emenda mecânica, as fibras são alinhadas e fixadas por algum método a tubos ou canaletas (*V-grooves*), ou ainda, pelo uso de conectores e adaptadores. Estes dois métodos objetivam reduzir as perdas por inserção e otimizar o desempenho através da preparação e alinhamento de ambas as extremidades das fibras que, em geral, são de um mesmo tipo. As perdas por inserção nos métodos de fusão são menores que as referentes ao uso de conectores, principalmente por diminuir as perdas [39,44].

A técnica de fusão mais popular, por ser facilmente controlada e adaptável a várias condições, é a que utiliza um arco elétrico. A Fig. 10 apresenta um esquemático do sistema de fusão por arco elétrico e a Fig. 11 processos fenômenos que podem ocorrer após o auto alinhamento da fibra durante a fusão por arco elétrico [44].

No esquemático do sistema de fusão por arco elétrico da Fig. 10 é visto a representação da fibra a ser fundida em um bloco fixo, enquanto a outra fibra é colocada em um bloco móvel, este bloco móvel será controlado pelos microposicionadores a fim de aproximar as extremidades das fibras para o momento de fusão. Também é possível ajustar a distância dos eletrodos controlada por outro microposicionador, qual irá aplicar o arco elétrico às extremidades das fibras. Desta forma, quando se tem as fibras alinhadas nos eixos x, y e z aplica-se o arco elétrico através dos eletrodos provocando a fusão entre as duas extremidades.

O método mais comum de emenda mecânica envolve o uso de um tubo rígido, produzindo alinhamento preciso nas fibras que se mantém conectadas por suas faces. Já outro método de emenda mecânica é o que utiliza canaletas para guiar e manter as duas faces da fibra. A emenda pode se tornar permanente quando uma resina epóxi é depositada na região de junção, como acontece com os conectores, os quais são discutidos na próxima seção.



Fig. 10- Esquemático de um sistema de fusão por arco elétrico [44].



Fig. 11 - Fenômeno de auto alinhamento durante a fusão, (a) antes da fusão, (b) no momento da fusão e (c) após a fusão [44].

Outro método de acoplamento de fibras, que não foi classificada acima, é a de adesivo transparente. Esta técnica consiste em colocar uma resina através de um capilar nas extremidades das fibras, com posterior aplicação de luz ultravioleta. Isto provoca o endurecimento da resina e uma emenda permanente entre as extremidades da fibra. A perda média de inserção deste método aproxima-se a 0,1 dB para fibras multimodo [6].

2.4.2 Conectores

Os conectores de fibras devem manter as tolerâncias com relação às perdas na mesma ordem de grandeza que as obtidas com as emendas, garantindo o alinhamento eficiente entre as fibras mesmo após várias manobras de conexão e desconexão (analogia com os *plugs* e *sockets* elétricos). No entanto, este processo, quando repetido inúmeras vezes, tende a danificar mecanicamente o conector conforme a quantidade de operações realizadas, de maneira que o conector passa a ter um tempo de vida limitado. Outro fator de importância que pode causar problemas é o possível depósito de poeira ou sujeira nos conectores, caso o manuseio não seja feito com o devido cuidado e limpeza [44]. Existe uma grande variedade de conectores já comercialmente disponíveis. Um tipo de conectores muito utilizado comercialmente é o conector FC (*cylindrical ferrule*), que ainda pode ser especificado como plano (FL), de contato físico (PC – *physical contact*), supercontato físico (SPC), ultra contato físico (UPC) e contato físico angulado (APC – *angled physical contact*), onde as perdas variam de -14 a -60 dB, respectivamente [44].

2.4.3 Acopladores

Os dispositivos acopladores possuem a função de dividir o sinal ou combinar vários sinais para alguma aplicação específica, isto através da distribuição de luz proveniente de uma fibra principal a outra fibra ou mais fibras. Exemplos de acopladores estão representados na Tabela 6 [44].

Tat	bela	6 -	Tipos	de A	Acopl	lad	ores	[4	4 <u>]</u>	•
-----	------	-----	-------	------	-------	-----	------	----	------------	---

Splitter		Combiner	\rightarrow
Coupler		Star Coupler	
Wavelength Multiplexer	$\lambda 1$ $\lambda 1 + \lambda 2$	Wavelength Demultipler	$\lambda 1 + \lambda 2$ $\lambda 1$ $\lambda 2$

Podem ser divididos em três grandes grupos; acoplador de 3 e 4 portas, que são usados para divisão, distribuição ou combinação de sinais; acoplador estrela, geralmente usado para distribuir um sinal para múltiplas saídas; e acoplador para multiplexação por divisão em comprimento de onda (WDM *–wavelength division multiplexing*), específico para permitir que sinais de diferentes comprimentos de onda sejam combinados ou separados.

2.5 Propriedades de transmissão de luz em fibras ópticas

A luz, ao se propagar em um meio dielétrico com densidade atômica significativa, interage com os elétrons da última camada dos átomos do dielétrico. Isso propicia o acontecimento de efeitos considerados lineares, como a dispersão e a atenuação. A dispersão resulta da variação da velocidade de propagação dos diferentes componentes espectrais da luz na fibra, devido à dependência do índice de refração com a frequência, e, também de possíveis imperfeições no formato cilíndrico da fibra, que forçam estados ortogonais a sofrer influência de índices de refração diferentes e, por conseguinte, propagarem-se com diferentes velocidades. A atenuação é provocada pela interação entre os átomos de silício da rede cristalina ou das impurezas presentes no interior da fibra com os fótons guiados. Ainda existem efeitos não lineares que se manifestam quando o campo eletromagnético que se propaga é muito intenso. A dispersão, a atenuação e alguns efeitos não lineares têm como consequência a limitação da capacidade e distâncias máximas de transmissão dos sistemas por fibras ópticas [5,6,11,44].

A interação do campo eletromagnético com o elétron do átomo torna-se muito importante para frequências angulares (ω) do campo que estejam próximas daquelas dos estados quânticos coerentes (ω_i), nos quais os átomos absorvem e emitem energia. Com isso, os átomos adquirem momentos de dipolo apreciáveis que criam campos comparáveis aos da onda incidente. Logo, o campo resultante tem fase e amplitude diferentes das do campo incidente, havendo uma alteração significativa da velocidade de fase à medida que ω aproxima-se de ω_i , ocasionando os efeitos dispersivos [5]. Como nos fenômenos eletromagnéticos, a propagação nas fibras ópticas é governada pelas equações de Maxwell. Para um meio não condutor e sem cargas livres, como é ocaso de um material dielétrico, as equações de Maxwell adquirem as seguintes formas [9]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\partial \vec{B} /_{\partial t} \tag{2.5}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$
(2.6)

Em (2.5), tem-se que a variação temporal da densidade do fluxo magnético induz a variação espacial do campo elétrico. Já (2.6) mostra que a variação espacial do campo magnético é devida à variação temporal da densidade de fluxo elétrico. As relações entre as densidades de

fluxo elétrico e magnético e seus respectivos campos, considerando-se as características do meio, são dadas por:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \tag{2.7}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M} \tag{2.8}$$

onde ε_0 é a permissividade no vácuo, μ_0 é a permeabilidade no vácuo, **P** é o vetor polarização e **M** é o vetor magnetização. Para as fibras ópticas, que possuem natureza não magnética, faz-se **M** = **0** e, portanto, a densidade de fluxo magnético é diretamente proporcional a **H**. Contudo, a densidade de fluxo elétrico **D** depende da polarização elétrica de acordo com [9]:

$$P(r,t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi(r,t-t') E(r,t') dt'$$
(2.9)

onde a susceptibilidade elétrica χ é, em geral, linear. No entanto, devido à variação da forma do núcleo e ao efeito de tensões locais, a susceptibilidade pode apresentar resposta não linear, o que provoca atraso no tempo de resposta e, consequentemente, efeito dispersivo [9].

Aplicando-se o rotacional aos dois membros de (2.5) e substituindo-se (2.7) e (2.8) no resultado, chega-se ao formalismo que descreve a propagação de onda em fibras ópticas:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$$
(2.10)

Utilizando a (2.9) em (2.10) é possível escrevê-la da seguinte forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$$
(2.11)

sendo n o índice de refração definido como $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$ na ausência de absorção. Neste caso, a dependência do índice refração com o comprimento de onda causa alterações no campo óptico ao longo da fibra.

Aplicando-se a transformada de Fourier a (2.11), pode-se escrever a representação da propagação no domínio da frequência [9]:

$$\nabla^2 E(r,\omega) = -n^2 k^2 \vec{E}(r,\omega) \tag{2.12}$$

onde o número de onda é definido como $k = \frac{\omega}{c} = 2\pi/\lambda$, e λ é o comprimento de onda do campo óptico oscilando na frequência ω .

De uma forma simples, pode-se dizer que as fibras ópticas convencionais são constituídas de um cilindro de vidro chamado de núcleo, com índice de refração n_1 , recoberto por uma casca cilíndrica, também de vidro, de índice n_2 , tal que $n_1 > n_2$ e $n_1 > n_0$ (índice de refração do ar), conforme a [9].



Fig. 12 - Transmissão de luz em uma fibra óptica com índices de refração [9].

A lei de Snell define a relação entre o ângulo de refração θ_r e o de incidência θ_i quando uma onda eletromagnética incide obliquamente na superfície de separação entre dois meios de índice de refração n₀e n₁, respectivamente:

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r \tag{2.13}$$

No caso particular da interface núcleo-casca, onde $n_1 > n_2$, pode-se definir um ângulo de incidência crítico a partir do qual a luz acoplada a estrutura sofre múltiplas reflexões internas sem perder o guiamento. Neste caso, a partir de (2.13), o ângulo crítico φ_c pode ser definido como [9, 44]:

$$\sin\varphi_{\rm c} = \frac{n_2}{n_1} \tag{2.14}$$

com o ângulo de refração $\varphi_r = \pi/2$ rad. Em outras palavras, no caso do ângulo de incidência crítico, não há transmissão da onda ao meio 2, a qual tangência a superfície de separação entre os meios. No entanto, para $\varphi_i > \varphi_c$, a onda incidente é refletida de volta ao meio 1. Apesar de simples, a análise acima permite verificar a condição de confinamento da luz no núcleo da fibra. Para uma

conclusão mais precisa desse problema, pode-se resolver (2.10) para uma estrutura como a da fibra, chegando-se a conclusões de guiamento da luz pelo núcleo, com parte da mesma (modo evanescente) se propagando pela casca.

Desse modo, para que a condição de ângulo crítico seja alcançada na interface núcleocasca, há a necessidade de se limitar o ângulo de incidência na interface ar-núcleo. Assim, utilizando-se (2.13) e a Fig. 12, pode-se escrever que o ângulo máximo de abertura para o feixe incidente na fibra θ_a é:

$$n_0 \sin(\theta_a) = n_1 \sin(\theta_r) = n_1 \cos(\varphi_c)$$
(2.15)

Aplicando-se relações trigonométricas, tem-se que:

$$\cos(\varphi_c) = \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2}}{n_1}$$
(2.16)

Finalmente, chega-se a expressão da abertura numérica (NA), assumindo-se $n_0 = 1$:

AN = sin(
$$\theta_a$$
) = $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ (2.17)

Alternativamente, (2.17) pode ser escrita em função da diferença relativa do índice de refração entre o núcleo e a casaca Δ :

$$AN = n_1 (2\Delta)^{1/2}$$
(2.18)

onde, na prática, se $n_1 \approx n_2$:

$$\Delta = \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}\right)^{1/2} = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \tag{2.19}$$

Portanto, de (2.18), se o objetivo é o de acoplar a maior potência possível, deve-se maximizar AN, ou seja, deve-se fazer Δ o maior possível. Porém, isto não pode ser feito de forma indiscriminada, pois um valor de delta muito grande tende a provocar efeitos dispersivos indesejáveis [9]. O tipo de fibra óptica que possui um núcleo de índice de refração uniforme n₁ e a casca com índice de refração n₂ levemente menor é conhecido como fibra de índice degrau. Por tanto, o perfil da fibra será como o da Fig. 13, onde:



Fig. 13 - Fibra de índice de refração degrau: (a) multimodo e (b) monomodo [9].

A Fig. 13 (a) mostra o esquemático de uma fibra de índice degrau do tipo multimodo, com o diâmetro de núcleo em torno de 50 μ m ou maior, permitindo a propagação de vários modos pelo núcleo da fibra. A Fig. 13 (b) mostra o diagrama de uma fibra monomodo, que permite a propagação de somente um modo eletromagnético, de diâmetro do núcleo da ordem de 10 μ m. A fibra monomodo é mais imune a efeitos de dispersão, porém o acoplamento é mais sensível devido ao seu valor de abertura numérica [44].

Já o tipo de fibra que não possui um índice de refração de núcleo uniforme, mas sim uma variação gradual a partir de um máximo valor n_1 e diminui este valor radialmente até o valor n_2 (valor do índice uniforme na casca), é chamado de fibra de índice gradual. Pelas definições de óptica geométrica, a propagação de raios de luz no interior deste tipo de fibra óptica, ou seja, o comportamento do feixe incidente é idêntico ao das fibras de índice de refração degrau. A variação do índice pode ser definida por:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 (1 - 2\Delta (r/\alpha_r)^{\alpha_r})^{1/2} r < \alpha_r \text{ (núcleo)} \\ n_1 (1 - 2\Delta)^{1/2} = n_2 r \ge \alpha_r \text{ (casca)} \end{cases}$$
(2.21)

onde α_r é o parâmetro de perfil que fornece a característica do índice de refração do núcleo da fibra. A Equação (2.21) é um método conveniente e permite representar as etapas do índice de refração variando o valor de " α_r ". Ilustra-se, na Fig. 14, a propagação do sinal em uma fibra do tipo gradual multimodo [44].


Fig. 14 - Fibra de índice de refração gradual: (a) perfil para diferentes valores de α e (b) distribuição dos feixes em uma fibra do tipo multimodo [44].

Neste tipo de fibra, o caminho percorrido por feixes com maior ângulo de incidência será maior, entretanto a velocidade dos feixes varia ao longo do percurso devido à variação do índice de refração. Ou seja, feixes propagando-se ao longo do eixo da fibra percorrem um caminho menor e com velocidade menor e, consequentemente, os feixes que percorrem maior caminho terão velocidades maiores. Este fenômeno compensa a dispersão modal, o que é consideravelmente menor em fibras ópticas do tipo gradual [6].

Capítulo 3

Amplificadores Ópticos e Lasers à Fibra

Nesta sessão, será apresentada uma revisão pertinente à teoria de funcionamento dos amplificadores ópticos, assim como a de lasers à base de fibra óptica dopada com elementos de terras raras. Além disto, esta sessão também aborda os parâmetros essenciais que serão utilizados na análise de caracterização da amostra em estudo e, por fim, as principais aplicações dos amplificadores ópticos.

3.1 Amplificadores ópticos à fibra

A amplificação óptica é baseada no processo de emissão estimulada entre, principalmente, dois níveis de energia que mantêm inversão de população. Nesse processo, novos fótons são gerados com mesma energia, fase, direção e polarização dos fótons incidentes na entrada do dispositivo. Existem diversos tipos de amplificadores ópticos e podem ser baseados em fibras ópticas (OFA – *optical fiber amplifier*) ou em guias de ondas ópticas (OWGA – *optical waveguide amplifier*) [6,10].

A Fig. 15 apresenta a faixa de atuação dos principais amplificadores ópticos existentes, sendo o amplificador óptico a semicondutor (SOA – *semiconductor optica amplifier*) e o amplificador a guia de onda dopado com érbio (EDWA – *erbium doped waveguide amplifier*) da categoria OWGA. Já os demais; o amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA – *erbium doped fiber amplifier*), o amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio (EYDFA – *erbium-ytterbium doped fiber amplifier*), o amplificador a fibra de telurito dopada com érbio (EDTFA – *erbium doped fiber amplifier*), o amplificador a fibra de telurito dopada com érbio (EDTFA – *erbium doped tellurite fiber amplifier*), o amplificador Rama na fibra (RFA – *Raman fiber amplifier*), o amplificador a fibra dopada com praseodímio (PDFFA – *praseodymium doped tellurite fiber amplifier*), o

fluoride fiber amplifier), o amplificador a fibra de fluoreto dopada com neodímio (NDFFA – *nodymium doped fluoride fiber amplifier*) e o amplificador a fibra de fluoreto dopada com túlio (TDFA – *thullium doped fluoride fibe ramplifier*), são pertencentes à categoria de OFA [10].

Entre os destaques da Fig. 15, estão os amplificadores EDWAs, que seguem o mesmo princípio dos EDFAs, sendo construído sob guias de ondas planares de vidro. Deste modo, oferecem baixo custo de produção e a possibilidade de integração em outros componentes. O maior desafio na sua concepção é obter ganho suficiente. Os SOAs também são destaques, mas apresentam as piores características de amplificação, com ganhos de até 35 dB, elevadas perdas de acoplamento e figura de ruído (> 8 dB), e presença de interferência inter-canal na amplificação de múltiplos canais ópticos. Além destes amplificadores, o RFA também se destaca por ser capaz de, por conveniente seleção da fonte de bombeio, gerar ganho em praticamente qualquer comprimento de onda [10,39].



Fig. 15- Atuação dos principais amplificadores ópticos nas janelas de comunicação óptica.

Existe também a possibilidade de combinar faixas de operação de alguns tipos de amplificadores ópticos, aumentando-se a banda de amplificação. Porém o custo pode ser mais alto, com a necessidade de maior complexidade em arranjos e/ou a de fontes de bombeio de altíssimas potências como, por exemplo, EDFA+PDFA e EDFA+RFA. Ainda, na Fig. 15, pode-se verificar a atuação do EDTFA em uma largura de banda mais ampla se comparada a do EDFA, e o EYDFA (de ganho mais equalizado) operando na faixa da banda C. Estas observações justificam as pesquisas em relação às características de ganho em fibras de vidro telurito dopado com érbio e/ou itérbio [10].

Os amplificadores ópticos à fibra são obtidos a partir do uso de fibras dopadas com elementos pertencentes ao grupo das terras raras, os íons pertencentes a este grupo podem ser usados para a amplificação em diferentes faixas de comprimentos de onda. A primeira demonstração de dopagem de terras raras em fibras monomodo ocorreu em 1983, por Broer, Simpson e colaboradores da *Bell Telephone Laboratories*. O objetivo do trabalho foi o de estudar a física dos mecanismos de relaxamento fundamental de íons de terras raras em hospedeiros amorfos. A fibra foi fabricada pelo método MCVD, tinha um núcleo de 6 μ m de sílica pura (SiO₂) dopado com 10.000 ppm de Nd³⁺[6].

Mais recentemente, o EDFA é o amplificador óptico mais difundido comercialmente, principalmente por ter seu comprimento de onda central de operação próximo a 1.550 nm, ou seja, opera na região da principal janela de comunicação. Entre suas vantagens, o bombeio na faixa de comprimento de onda de lasers comerciais, o ganho óptico elevado e abanda passante adotada de 35 nm, conforme o espectro de ASE da Fig. 16. Suas topologias básicas utilizam como componentes fundamentais uma fibra óptica dopada com íons de érbio, um a dois acopladores seletivos WDM, isoladores e um a dois lasers de bombeio (mais sobre essas topologias será apresentado no próximo capítulo). A função do laser de bombeio é a de fornecer energia para o processo de amplificação, tipicamente nos comprimentos de onda de 980 ou 1.480 nm, onde há absorção acentuada para os íons de érbio [6].



O processo de amplificação do sinal óptico ocorre quando o mesmo é sobreposto ao sinal do laser de bombeio, que entra no sistema do amplificador. Este sinal óptico, ao se propagar pela fibra dopada, é amplificado por meio de emissões estimuladas, que são geradas a partir da inversão de população de portadores do érbio provocada pela absorção do bombeio. O modelo teórico do amplificador é muito complexo por levar em consideração múltiplos fatores associados à física básica do érbio e à matriz vítrea, além de uma vasta variedade de condições sistêmicas. Em resumo, para uma melhor compreensão de seu processo de funcionamento, podem-se considerar aproximações e descrever o sistema em três níveis de energia, para um bombeio em 980 nm, ou em dois, para um bombeio em 1.480 nm. A Fig. 17 ilustra o diagrama parcial dos níveis de energia do érbio no momento da amplificação óptica [39].

Em geral, o nível ${}^{4}I_{13/2}$ tem largura energética elevada, por causa do desdobramento provocado pela ação do campo cristalino em torno dos íons de érbio. Os elétrons sofrem relaxação do nível ${}^{4}I_{13/2}$ para o nível ${}^{4}I_{15/2}$, emitindo fótons na região espectral em torno de 1.550 nm. Com o bombeio em 980 nm, os fótons são absorvidos pelos elétrons do nível fundamental, ocorrendo uma transição para o nível ${}^{4}I_{11/2}$ e, então, uma transição não radiativa para o nível ${}^{4}I_{13/2}$, aumentando a população deste nível (metaestável). Já a utilização do bombeio em 1.480 nm permite a transição direta ao estado superior ${}^{4}I_{13/2}$, com transições intra-banda trazendo os íons do nível metastável para sub-níveis compatíveis com a transição na faixa de 1.550 nm [6, 39].



Fig. 17 - Representação dos diagramas de energia envolvidos no processo de amplificação óptica numa fibra dopada com érbio, para bombeio em (a) 980 nm e (b) 1.480 nm.

É visto na Fig. 18 a representação dos componentes requeridos para a operação de um amplificador de fibra dopada com terras raras. Esta topologia contempla o caso de bombeio no sentido co-propagante ao sinal a ser amplificado, possuindo, o sinal a ser amplificado que chega à entrada **A** de um acoplador direcional seletor de comprimento de onda (WDM), este acoplador direcional sobrepõe o sinal a ser amplificado (porta **A** para **C**) ao sinal do Laser de Bombeio (porta **B** para a **C**), antes do acoplamento à fibra dopada de terra rara. Ao final, tem-se o sinal

amplificado mediante a inversão de população, provocada através da absorção de energia do laser de bombeio [6].



Fig. 18 - Topologia básica do amplificador óptico a fibra dopado com terras raras.

Na tentativa de se produzirem ganhos mais altos, equalizar o ganho e diminuir o comprimento da fibra dopada, foi proposta a utilização de mais de um elemento dopante em uma mesma fibra, como, por exemplo, o érbio e o itérbio. Nesse caso, a faixa espectral de absorção do itérbio varia entre 800 e 1.100 nm. Dessa maneira, fótons nessa banda que são absorvidos provocam a excitação de elétrons para estados que acabam por transferir energia ao estado ${}^{4}I_{11/2}$ dos íons de érbio. A partir daí, esses íons entram no processo de decaimento para o estado ${}^{4}I_{13/2}$, o que permite a amplificação. Porém as características físicas do Yb junto ao Er provocam mudanças no índice de refração do núcleo da fibra, influenciando no valor de abertura numérica e, consequentemente, no acoplamento da luz no núcleo da fibra [10,39].

Ainda, como alternativa de operação em outras faixas das janelas de transmissões ópticas, propôs-se, também, a utilização do túlio como dopante. Os melhores resultados para este dopante foram conseguidos sem fibras do tipo fluoreto. Este tipo de elemento possui uma maior absorção de fótons na região de 1.055 nm e maior emissão por volta de 1.450 e 1.480 nm. Em particular, esta última região coincide com uma das regiões de absorção do érbio, sendo uma das razões para a fabricação de fibras dopadas com érbio e túlio. Também, existem tentativas de fabricação de lasers a fibra com fibras de telurito dopadas com Er e Ce. Ao se utilizar um esquema de duplo bombeio em uma amostra de 22 cm, conseguiu-se um laser sintonizável numa faixa de 83 nm [46,47].

Já os amplificadores que atuam na região de 1.300 nm tiveram como marco o amplificador a fibra dopada com neodímio (NDFA – *nodymium doped fiber amplifier*), devido às

suas propriedades ópticas. O neodímio trabalha em um esquema de quatro níveis de energia e com saída de potência significativa nos comprimentos de onda de 900, 1.050 e 1.300 nm. Porém, seu ganho máximo é limitado, com coeficiente de ganho relativamente baixo, além das transições em 850 e 1.050 nm serem mais numerosas que as da região de 1.300 nm. O resultado foi o início de vários estudos em outros tipos de materiais e elementos dopantes, como o PDFA, que também trabalha em um esquema de quatro níveis de energia [39]. De maneira geral, os amplificadores na região de 1.300 nm perderam espaço, principalmente, por necessitarem de altas potências de bombeio e por, geralmente, usarem fibras de fluoretos, que apresentam algumas desvantagens, conforme descrito no capitulo anterior [6].

Dentre as novas propostas, pode-se citar o uso de outras matrizes vítreas para fabricação do amplificador óptico. Dentre estas outras matrizes, a que se destaca é a de vidro telurito, que apresentou resultados interessantes nos principais estudos realizados sobre sua dopagem com íons de érbio. Como, por exemplo, os reportados no trabalho de Shen e Jha, em que as relações entre a composição da matriz vítrea e as propriedades espectroscópicas dos vidros teluritos dopados com os íons de érbio são descritos em detalhes. A absorção de fótons ocorrida em 800, 980 e 1.495 nm decresceu pouco com o aumento da concentração dos íons alcalinos na rede vítrea. Já no espectro de emissão, as maiores concentrações de íons de Er³⁺ resultam em um significante alargamento espectral devido ao grande número de diferentes sítios que se tornam disponíveis para o povoamento na matriz vítrea [46].

Grande parte dos trabalhos sobre vidro telurito utiliza como materiais dopantes os elementos Er e Tm [11,13,29,35,48]. Em fibras desenvolvidas pelo grupo de pesquisas do IFGW/UNICAMP, o espectro de emissão espontânea amplificada (ASE – *amplified spontaneous emission*) apresentou largura de banda máxima de 187 nm [50]. Para isso, o comprimento das amostras de fibra foi maior que15 cm, todas dopadas com 7.500 ppm de Er e 5.000 ppm de Tm. Dois comprimentos de onda de bombeio foram utilizados, em 980 nm (120 mW) e 790 nm (400 mW). Porém, os resultados obtidos exigiram um processo mais complexo na composição e fabricação vítrea, além de altas potências de bombeio em faixas de lasers não comerciais [35]. Outro trabalho investigou fibras de telurito dopado somente com Er, produzidas pelo mesmo grupo do IFGW/UNICAMP, por meio de análises experimentais das características de amplificação. Em um sistema mais simples de composição vítrea e com o uso de lasers comerciais na faixa de 980 nm, obtiveram-se resultados de largura de banda em 95 nm ao redor

de 1.550 nm e de um potencial de amplificação de 15 dB, mesmo com dificuldades de acoplamento de luz nas amostras das fibras [13].

3.2 Lasers à fibra

Os lasers são dispositivos que emitem luz que pode apresentar algumas características especiais, como radiação monocromática (característica coerente) e alta potência de saída. Os principais lasers usados em comunicações ópticas são feitos a partir de material semicondutor. Há ainda os lasers que utilizam outros materiais como meios ativos na região do infravermelho próximo, bombeados por lasers de diodo ou, também, que utilizam processos de inversão de população na região do visível.

Para que a emissão laser seja eficiente, algumas condições devem ser satisfeitas em termos de combinação íon-matriz, além da necessidade de qualidade óptica e estrutural (amostras transparentes, livres de defeitos e de fases secundárias que possam causar espalhamento de luz ou perda na eficiência). É também importante que a amostra tenha alta seção de choque de absorção e de emissão, além de baixa probabilidade de decaimento não radiativo [7]. Assim sendo, o confinamento óptico provido pela fibra, combinado com as excelentes propriedades dos íons de terras raras trivalentes, fazem do laser a fibra uma eficiente opção de fonte de luz bombeada. Os lasers a fibra possuem grande potencial de operar em diferentes comprimentos de onda. Também são interessantes sob o ponto de vista comercial, por prover emissões de luz em comprimentos de onda que seriam difíceis de serem obtidos com lasers de diodo. Além disso, lasers a fibra podem operar com baixo limiar e também trabalhar com altas potências de bombeio, de 100 μ W a 100 W, desde que haja conversão eficiente de energia. Podem ser bombeados por lasers a diodo, e competem com lasers de semicondutor principalmente por sua qualidade modal, estabilidade elevada em relação a temperatura e excelente acoplamento em fibras de monomodo [45].

Os lasers a fibra dopada com érbio possuem grande potencial como fonte em sistemas de comunicações óptica não linear por serem capazes de atingir altíssimas potências, especificamente na terceira janela de comunicação. O principal processo envolvido na geração laser por fibras ópticas esta relacionado ao fenômeno de conversão ascendente de energia (*upconversion*), já abordado anteriormente. Seu princípio de funcionamento espectroscópio é

similar ao da amplificação óptica, ou seja, é devido às transições de níveis energéticos. A oscilação laser ocorre de um íon no nível metaestável final decaindo ao nível fundamental, para isto, o íon deverá ser excitado a níveis metaestáveis mais altos por inúmeras repetições do processo de *upconversion* (incluindo AEE ou TE), assim, recebendo cada vez mais energia [39,45].

Na Fig. 19, demonstram-se os diagramas esquemáticos do formalismo teórico de funcionamento do (a) amplificador óptico e (b) laser a fibra. O termo $P_p(0)$ representa a potência de bombeio na entrada da fibra dopada e $P_s(0)$ a potência do sinal a ser amplificado. O termo $P_p(z)$ define a potência de bombeio ao longo da fibra que, nesse caso, possui sentido copropagante ao do sinal a ser amplificado. O sinal amplificado ou o sinal laser gerado, $P_s^+(z)$, representa a luz que é amplificada no sentido de aplicação do bombeio e corresponde ao sinal que se deseja amplificar à contribuições de ASE na mesma direção ou à reflexões. Já o termo $P_s^-(z)$ leva em consideração as contribuições contra-propagantes. Assim, é possível verificar que o esquemático do laser não possui o sinal a ser amplificado e, ainda, podem-se acrescentar outros elementos ao sistema, com o objetivo de contribuir para o processo, como um filtro para a seleção do comprimento de onda de operação.



Fig. 19 - Diagrama esquemático de bombeio, sinal e potência de ASE no (a) amplificador óptico e no (b) laser.

A seguir, serão demonstradas algumas das principais configurações para obtenção do laser à fibra, com ênfase nas configurações ressonantes. A topologia de laser a fibra mais comum é a baseada na interferometria de Fabry-Perot. As Fig. 20 (a) a (c) apresentam diferentes arranjos para esse tipo de topologia. No caso da Fig. 20 (a), a topologia é tipicamente formada por um refletor dielétrico em contato com a fibra dopada, que deve ser altamente transparente ao comprimento de onda de bombeio e altamente reflexivo no comprimento de onda do sinal. O outro refletor é formado por um espelho dicróico com quase 100% de refletância no comprimento de onda do bombeio e 95% de transmitância na faixa do sinal [45]. O uso de refletores colocados diretamente ao final da fibra tem como vantagem a redução de perdas de acoplamento, aumentando-se a estabilidade mecânica e térmica da cavidade e, consequentemente, da saída de potência.

Já na configuração mostrada pela a Fig. 20 (b), a realimentação óptica é provida por dois laços de Sagnac, onde cada laço tem o mesmo comprimento do segmento de fibra dopada com elementos de terras raras unidos por acopladores (inserindo cerca de 0,2 dB de perdas). Estes laços atuam como refletores onde ocorrem várias emissões estimuladas consecutivas pelo mesmo sinal de bombeio. Após o laço, deve existir um dispositivo para atuar como um conector parcial, possuindo um coeficiente de reflexão dependente da taxa de acoplamento. Por exemplo, se a taxa de acoplamento for zero, toda a luz refletida é igual a zero. O dispositivo irá atuar como um alto refletor dicróico. Com esta característica, podem-se gerar lasers em comprimentos de onda específicos. O comprimento da fibra dopada é escolhido conforme o percentual de bombeio absorvido, pois a potência de bombeio não absorvida pode provocar reflexões indesejadas.

Por fim, a cavidade de Fabry-Perot pode ser formada utilizando-se refletores feitos por fibras com grades de Bragg impressas, como verificado na Fig. 20 (c). A grade é projetada para refletir a luz do laser e transmitir o bombeio. As grades podem ser colocadas nas extremidades da fibra, assim reduzindo o número de adaptadores e, por tanto, perdas. O benefício particular desta configuração é a de que o laser de bombeio pode ser acoplado diretamente à fibra dopada, reduzindo perdas de acoplamentos.

Outro importante laser a fibra é o que usa um anel para criar a ressonância, como ilustrado pela Fig. 20 (d), que é formado por um laço de fibra dopada, onde a luz de bombeio é acoplada através de acopladores WDM. Como ocorrem emissões em todas as direções neste tipo de laser, sua eficiência de conversão mais alta será somente metade se comparada à de lasers providos pela cavidade de Fabry-Perot. Esta limitação pode ser driblada se um isolador óptico é usado no anel, que forçará a operação em apenas um sentido. A última configuração aqui apresentada, e menos utilizada, é a do canal de ressonância Fox-Smith, mostrado na Fig. 20 (e). Nesse caso, tem-se uma configuração de Fabry-Perot padrão acoplado, via fibra, a um terceiro ramo com espelhos nas extremidades. A fibra dopada é posta entre dois espelhos (3 e 4) e recebe o sinal de bombeio que atravessa um dos refletores (1). Esta configuração atua como duas cavidades de Fabry-Perot,

a primeira envolvendo os lados 1 e 3, e a segunda os lados 1 e 4. Isto provoca maior potência de saída e sinal aprimorado no comprimento de onda que é ressonante a ambos os espelhos [39,45].



Fig. 20 - Esquemáticos de várias topologias de lasers a fibra (a) Fabry-Perot com refletores dielétricos; (b) Fabry-Perot com refletores a fibra; (c) Fabry-Perot com fibra de grade de Bragg; (d) anel; e (e) Fox-Smith [45].

Em tentativas de se produzirem fontes lasers mais eficientes, fibras foram co-dopadas de érbio e itérbio. O conceito de funcionamento é o mesmo apresentado no caso de amplificadores ópticos, ou seja, além de ocorrer absorção pelos íons de érbio, o mesmo ocorre para os íons do itérbio, com transferência de energia aos íons de érbio, fazendo com que o aproveitamento do bombeio seja maior. Ainda, quando usado o elemento fósforo (P), a transferência de energia de volta do érbio para o itérbio é reduzida, aumentando-se ainda mais o aproveitamento da energia de bombeio. A geração laser usando íons de Er e Yb traz algumas vantagens, como a possibilidade de prover bombeio em diferentes comprimentos de onda, em cerca de 300 nm de largura de banda. O maior benefício é o de gerar uma saída de potência com temperatura estabilizada, o que é complicado em lasers de diodo. A Tabela 7 mostra as possibilidades de emissões lasers em vários comprimentos de onda e a correspondente saída de potência com relação às características físicas da fibra utilizada [39].

Laser à fibra	Bombeio	Concentração	Concentração de	Comprimento	Potência de saída vs.
(nm)	(nm)	de Érbio (ppm)	Itérbio (ppm)	da amostra	potência de bombeio
1.566	514	35	0	13 m	56 mW – 0,6 W
1.560	808	300	0	1,5 m	0,13 mW – 7 mW
1.540	980	1.100	0	9,5 m	260 mW – 540 mW
1.545	980	_	_	7 cm	18,6 mW – 95 mW
1.535	1.064	880	7.500		
1.545,6	980/1.480	_	_	7 cm	166 mW – 340 mW
1.560	1.480	110	0	42,6 m	14,2 mW – 29 mW

Tabela 7- Características de lasers a fibra dopados com Er e co-dopados com Er eYb, conforme comprimento de onda [39].

Lasers a fibra, em geral, são fontes eficientes no infravermelho e no infravermelho próximo, de alta resolução espacial e coerência temporal. Para seu melhor desempenho, os parâmetros devem ser escolhidos cuidadosamente: a concentração de dopante não pode ser excessiva, o que reduz a eficiência quântica; o comprimento da fibra tem que ser escolhido para minimizara perda do sistema; e o confinamento óptico deve ser adequado para reduzir o limiar de geração laser. Os lasers podem ser produzidos para emissão na faixa de 650 a 2.260 nm. Os íons mais eficientes são o Yb (974 a 1.162 nm), o Nd (900 a 945, 1.055 a 1.145 e 1.360 a 1.400nm) e o Er (1.535 a 1.620 nm). Estas propriedades fazem com que lasers a fibra sejam atrativos para aplicações em comunicações ópticas. A eficiência dos lasers a fibra de Er ou Er e Yb em 1.550 nm se torna cada vez maior se os bombeios usados estão em 800, 980 ou 1.480 nm, respectivamente. Finalmente, pesquisas em lasers a fibra usando diferentes materiais hospedeiros é fundamental para avaliar as suas características e avançar em parâmetros de estabilidade, intensidade, ruídos, etc, a fim de competir com lasers de estado sólido. E ainda, matrizes com baixa energia de fônon, como no caso do vidro telurito, são favorecidas nestes processos de transferência de energia aplicados à geração laser [39].

3.3 Processos de amplificação

Quando os elétrons dos átomos de érbio, por exemplo, adquirem energia, estes saltam a um estado quântico mais alto e, ao retornarem ao estado inicial, perdem idealmente a mesma energia que ganharam. Este decaimento pode ocorrer de duas formas, espontânea ou estimulada. Parte desta energia liberada no decaimento ocorre de forma radiativa, e fótons são gerados em um comprimento de onda que depende da diferença de energia entre o nível excitado e o nível fundamental [6,11]. A relação entre a diferença de energia entre níveis, que resulta na energia do fóton E, e a frequência desse fóton emitido v é obtida pela lei de Planck:

$$\mathbf{E} = \mathbf{h}\boldsymbol{v} \tag{3.1}$$

onde h é a constante de Planck e expressa por h = $6,625 \times 10^{-34}$ (J.s). Para obter a frequência do sinal óptico a partir do comprimento de onda, tem-se que:

$$v = \frac{c}{\lambda} \tag{3.2}$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e o λ o comprimento de onda do sinal óptico. Assim, estas expressões mostram que a energia de um fóton qualquer está associada ao seu comprimento de onda (dualidade partícula-onda). Como os níveis de energia podem variar para cada elemento de terra rara, de acordo com (3.1) e (3.2), o comprimento de onda do fóton emitido depende da diferença de energia entre dois níveis. Com isso, pode-se obter o comprimento de onda de missão através de:

$$\lambda = \frac{hc}{E_Y - E_X} \tag{3.3}$$

onde E_Y e E_X representam os níveis de energia envolvidos no processo, com $E_Y > E_X$.

As interações entre elétrons e fótons podem ocorrer de três formas. Primeiro, tem-se o mecanismo de absorção, representado pela Fig. 21 (a), onde ocorre uma transição eletrônica entre os níveis de energia fundamental e excitado, representados por E_1 e E_3 , respectivamente no diagrama da Fig. 21, após a absorção da energia de um fóton. O segundo é conhecido como emissão espontânea, que acontece quando um elétron excitado decai para uma banda mais baixa, implicando na liberação da correspondente diferença de energia entre os níveis sob forma radiativa (fóton) ou não-radiativa (fônon). Por exemplo, o decaimento do nível de maior para o de menor energia pode emitir um fóton, como na transição de E_2 para E_1 da Fig. 21 (b), ou um fônon, como na transição de E_3 para E_2 na mesma figura. A emissão espontânea radiativa não contribui para o ganho óptico do amplificador, pois, mesmo que estes fótons possam apresentar a mesma energia do sinal óptico incidente, são emitidos de maneira aleatória em direção, polarização e fase. Assim, são considerados como um ruído adicionado ao amplificador óptico.

Por fim, tem-se a emissão estimulada, que permite a geração de fótons com as mesmas características do fóton incidente que estimula o decaimento, assim, aumentando significativamente a quantidade de fótons de sinal presentes na fibra (amplificação). A Fig. 21 (c) mostra o fóton incidente, que estimulou o íon de érbio excitado (em E_2) a decair para o nível fundamental (E_1), gerando outro fóton (mais claro) de mesmas características [6]. É importante ressaltar que os fótons gerados espontaneamente no amplificador podem também estimular o decaimento de outros íons, de maneira que o ruído é amplificado juntamente com o sinal ao longo do amplificador. Essa é a origem do chamado ruído de emissão espontânea amplificada (ASE – *amplified spontaneous emission*).



Fig. 21 - Diagrama esquemático de níveis de energia que ilustra os mecanismos de interação entre fótons e elétrons durante a amplificação óptica em sistemas de três níveis: (a) absorção, (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada [6].

O fenômeno conhecido como absorção de estado excitado (AEE) que pode ocorrer no processo de amplificação do sinal óptico é prejudicial ao ganho final. Em alguns momentos, os fótons não são absorvidos pelos íons de terras raras no nível fundamental, mas pelos portadores presentes no nível metaestável. Isto acontece para diferentes comprimentos de onda e pode ocorrer tanto para fótons de bombeio como fótons do sinal a ser amplificado. Porém, neste caso, os portadores retornam ao nível metaestável quase que instantaneamente por decaimento não-radioativo. Assim, um fóton em potencial para transferir um portador do nível fundamental ao nível metaestável acaba sendo perdido [6].

Outro fator que pode influenciar no processo quântico de amplificação, mas não é relevante ao objetivo deste trabalho, é o estado de polarização da luz. Este efeito é ligado ao fato de que os íons de terras raras não absorvem ou emitem de forma isotrópica, cada íon podendo absorver ou emitir conforme sua orientação espacial. Em vidros, os íons são orientados

aleatoriamente. Geralmente, íons orientados em paralelos absorvem mais fortemente que íons orientados perpendicularmente. Como consequência, o ganho será maior para sinais polarizados paralelamente ao bombeio [6,39].

3.4 Parâmetros de caracterização

Para a caracterização do material em estudo e das configurações de sistemas para a amplificação óptica ou geração laser, serão utilizados alguns termos como, ganho de pico, ganho plano e ganho óptico, ASE e figura de ruído. Estes termos descrevem características espectrais do amplificador óptico ou mesmo de um laser durante as avaliações dos resultados experimentais.

Definido como a razão entre a potência do sinal de saída e a potência do sinal de entrada, o ganho é uma das principais características de um amplificador óptico. Mesmo sem apresentar dificuldades técnicas, a medida final de ganho óptico pode ser influenciada por vários fatores. Dentre estes, pode-se citar a topologia utilizada na montagem do sistema óptico, o comprimento da fibra dopada, a potência de bombeio e do sinal óptico a ser amplificado, o comprimento de onda do bombeio e do sinal óptico e a quantidade e quais elementos dopantes de terras raras. O pico de ganho, mostrado na Fig. 22, é o valor máximo que o ganho pode alcançar no espectro de ganho, que geralmente é associado a um valor de comprimentos de onda. Em alguns casos, o espectro de ganho pode apresentar vários valores de pico locais. Já a faixa de ganho mostrada na Fig. 22 é importante na análise da potencialidade do uso de um amplificador óptico para aplicações de sistemas multicanais WDM [39].



A expressão que define o ganho óptico medido em laboratório é dada por [6]:

$$G(dB) = 10\log_{10}\left(\frac{P_{\text{sinal/saida}} - P_{\text{ruido/saida}}}{P_{\text{sinal/entrada}}}\right)$$
(3.4)

onde $P_{sinal/saída}$ é a potência de pico do sinal de saída medida em analisador de espectro óptico, $P_{ruído/saída}$ é o valor da potência de ASE no comprimento de onda do pico de potência advindo da extrapolação do perfil espectral da ASE e $P_{sinal/entrada}$ é a potência de pico do sinal de entrada. Assim, verifica-se que é necessário saber o valor de ASE, além das potências do sinal de entrada e do sinal de saída. A ASE pode influenciar as medições experimentais de ganho quando seu valor é próximo ao da potência do sinal de saída. A Fig. 23 mostra uma representação do sinal óptico de (a) entrada e de (b) saída do amplificador, com indicação dos pontos a serem considerados em (3.4).



Fig. 23- Representação dos sinais de (a) entrada e (b) saída de um EDFA típico.

A ASE, presente em todos amplificadores ópticos, ocorre quando há a emissão espontânea de fótons, descorrelacionados em relação a quaisquer fótons pertencentes ao sinal óptico de informação, que são amplificados ao longo da fibra dopada, adicionando, portanto ruído ao sinal. Quanto maior a potência de bombeio, maior será a ASE gerada. Para se medir experimentalmente a contribuição da ASE em um amplificador óptico, utiliza-se o método da interpolação espectral por sua praticidade na análise. Neste método, é necessário que se faça uma interpolação de pontos no espectro do sinal óptico amplificado, com o objetivo de determinar o valor aproximado da potência de ASE no comprimento de onda do pico de potência do sinal de saída. Para isso, marcam-se dois pontos na base do pico do sinal amplificado. Em seguida, deve-se traçar uma reta unindo estes dois pontos, como representado na Fig. 24. Tomando-se o pico da amplitude do sinal de saída, determina-se o valor de ASE quando a linha que determina o comprimento de onda corta o segmento de reta.



Fig. 24- Método de interpolaçãoespectral para obtenção da potência de ASE [6].

Depois de adquiridos os valores de ganho e ASE, é possível obter a medida de degradação do sinal óptico amplificado. Esta medida é chamada de figura de ruído (NF – *noise figure*) é considerada como um parâmetro importante na caracterização em um amplificador óptico e definida como a razão entre a relação sinal ruído (SNR – *signal to noise ratio*) da saída do amplificador pela SNR da entrada (NF= SNR_{in}/SNR_{out}). Assim, a figura de ruído é dada por [6]:

$$NF(dB) = 10\log_{10}\left(\frac{P_{ASE}}{h\nu B_0 G} + \frac{1}{G}\right)$$
(3.5)

onde P_{ASE} é a potência de ASE (= $P_{ruído/saída}$) observada em uma largura de banda B_0 (largura de banda de resolução do analisador de espectro óptico sendo utilizado nas medições), hv é a energia do fóton e G é o valor do ganho óptico do amplificador. De (3.5), é possível confirmar que a ASE é o fator que mais contribui para o aumento da figura de ruído, visto que esta é diretamente proporcional à NF. Já o ganho óptico tem uma contribuição positiva no cálculo da figura de ruído, portanto, um ganho óptico alto irá reduzir o valor de NF [6].

Uma condição passível de operação para o amplificador é o regime de saturação. Isto ocorre quando um sinal óptico com valores relativamente elevados de potência de entrada está sendo amplificado. Esta condição é atingida quando uma grande quantidade de fótons provenientes do sinal a ser amplificado é acoplada à fibra dopada. Ou seja, isto acontece porque o forte sinal de entrada a ser amplificado provoca a emissão estimulada de grande parte dos íons que estão presentes no nível metaestável, o que provoca o consumo rápido da população no início da fibra dopada. Isto faz com que a maior parte dos íons permaneça no estado fundamental [6].

A saturação prejudica o ganho óptico já que os íons que estão no estado excitado são rapidamente consumidos. Para se evitar a saturação, quanto maior a potência de bombeio, maior

deve ser a potência do sinal óptico a ser amplificado. Isto, pois, quando o amplificador óptico estiver operando no regime de saturação, a quantidade de transições provocadas pelo bombeio óptico são balanceadas pela emissão estimulada dos fótons do sinal de entrada. Dessa forma, a potência de saturação cresce de forma linear com a potência de bombeio.

Além disto, deve existir um comprimento ótimo de fibra dopada para qualquer topologia. Teoricamente, é para esse comprimento que se alcança o máximo ganho com a menor figura de ruído. Como a energia de bombeio é absorvida pelo meio conforme se propaga ao longo da fibra dopada, a quantidade de portadores no nível excitado aumenta consideravelmente e, por isso, a concentração de íons no nível fundamental diminui (fenômeno de inversão de população). Assim, se o comprimento de fibra dopada for muito extenso, pode não haver energia suficiente para garantir uma eficiente inversão de população e ocorrer uma supressão do ganho óptico. Na prática, o comprimento ótimo de uma fibra dopada com íons de elementos de terras rara é determinado realizando medidas sucessivas de ganho óptico em diversos tamanhos [6].

3.5 Aplicações sistêmicas

A seguir, apresentar-se-ão as principais características que são necessárias aos amplificadores ópticos para a utilização em sistemas de comunicações ópticas, assim como algumas situações específicas que exigem o desenvolvimento de novas soluções. Desta forma, serão expostas as principais motivações de caracterização da amostra analisada durante o presente trabalho de dissertação.

Em um projeto comercial voltado às comunicações ópticas, a função de um amplificador óptico em um sistema pode ser dividida em três tipos, de acordo com a sua localização física: o amplificador de potência, o amplificador de linha e o pré-amplificador. Contudo, todos devem apresentar ganho e figura de ruído condizentes com cada tipo de aplicação. A escolha do comprimento de onda, da potência de bombeio e do comprimento máximo da fibra dopada são os principais parâmetros na definição da aplicação de um amplificador óptico à base de fibras dopadas. O amplificador de potência, onde o ganho é um fator importante, é colocado próximo à saída do bloco transmissor de um sistema óptico e tem como função aumentar o nível de potência óptica de saída do transmissor, geralmente utilizando bombeio em 1.480 nm. Assim, pode-se,

dependendo da extensão do enlace ou da acessibilidade à planta óptica, compensar antecipadamente as perdas ópticas e evitar a colocação de novos amplificadores ao longo do sistema. Já os amplificadores de linha são colocados em pontos estratégicos ao longo do enlace de transmissão e têm como função restaurar a amplitude do sinal óptico de forma a compensar a atenuação na fibra. Assim, deseja-se que estes amplificadores possuam ganho relevante e baixa figura de ruído, empregando-se bombeio para operar tanto em 980 como em 1.480 nm. Mas, em determinados enlaces ópticos, a necessidade de um amplificador de linha pode ser suprida pela utilização dos chamados pré-amplificadores ópticos. Neste caso, o nível do sinal que chega ao receptor não será suficiente para uma detecção com baixa taxa de erros. Por tanto, a colocação do amplificador na entrada do receptor óptico permite a recuperação do sinal a nível adequado à sensitividade do fotodetector, aumentando a relação sinal-ruído. Para isto, deseja-se que possua alto ganho, dentro das necessidades do receptor, e o mínimo ruído possível, sendo mais indicado o uso de bombeio em 980 nm [10,51].

Quando há a necessidade do uso de sucessivos amplificadores ópticos (amplificadores em cascata), ocorre um acúmulo de ganho do sinal e também de ruído indesejável ao longo do enlace. Além disto, em sistemas do tipo WDM podem ocorrer ganhos irregulares ao longo das sucessivas amplificações, devido anão uniformidade do espectro de ganho do amplificador. Dessa forma, os canais próximos ao pico da curva de ganho terão maior ganho nos primeiros estágios, podendo levar os amplificadores a saturação. Em contrapartida, os canais com menor ganho, que sofrem a mesma atenuação do enlace, acabam sendo menos amplificados, ainda mais se a saturação estiver presente, ocasionando um desbalanceamento de potência entre os canais. Levando-se em conta a adição da ASE, a recepção do sinal pode ser prejudicada por excesso (saturação do receptor) ou falta de potência (baixa relação sinal-ruído). Entre as varias soluções para compensar a não uniformidade de ganho em sistemas WDMs, estão os usos de filtros ópticos seletivos equalizadores, aplicação de diferentes topologias de amplificadores, uso de amplificação hibrida, como a de EDFA+RAMAN, ou o uso de fibra dopada com perfil de ganho uniforme. Logo, pesquisas em novos tipos de amplificadores com material e dopagens de elementos diferentes tornam-se relevantes, tal como a caracterização dos mesmos a fim de encontrar a melhor aplicação sistêmica [6, 39].

Capítulo 4

Projeto Experimental

Nesta parte, serão descritos os procedimentos a serem adotados no trabalho experimental para a obtenção dos dados característicos da fibra de telurito dopado com érbio e itérbio.

4.1 Descrição da fibra utilizada

As amostras de fibra utilizadas na caracterização são compostas especificamente de TeO₂-WO₃-Nb₂O₅-Na₂O-Al₂O₃-Er₂O₃-Yb₂O₃ e foram fabricadas pelo Grupo de Fotônica do IFGW/UNICAMP, aplicando-se o método do bastão dentro de tubo. A fibra óptica foi definida como padrão, com estrutura núcleo-casca do tipo convencional, perfil de índice degrau e núcleo da matriz hospedeira de telurito. O núcleo foi dopado com 20.000 ppm de itérbio e 10.000 ppm de érbio. O diâmetro da fibra é de 125 μ m, o diâmetro do núcleo de 6 μ m. Os índices lineares de refração são 2,1463, 2,0851 e 2,0782 e as aberturas numéricas são 0,2827, 0,2562 e 0,2517em 632,8, 1.305 e 1.536 nm, respectivamente. Os números que definem a composição da fibra de telurito foram escolhidos a partir de experimentos prévios, realizados pelo próprio fabricante, que concluiu que estas proporções de elementos de érbio e itérbio eram as que apresentavam os melhores resultados em relação à absorção, emissão, conversão ascendente de energia (*upconversion*) e abertura numérica. Outra informação relevante fornecida pelo fabricante é a de que há um aumento da banda do espectro de ASE para um comprimento de amostra de 10 cm (ASE de 101 nm, entre 1.518 e 1.619 nm) em relação a uma amostra com 2 cm de comprimento (ASE de 75 nm, entre 1.502 e 1.577 nm).

4.2 Fabricação da fibra

A fibra óptica a ser analisada neste trabalho foi fabricada no laboratório de vidros do Departamento de Eletrônica Quântica (DEQ) do Instituto de Física (IFGW). Para a construção dos tubos de vidro telurito constituintes da pré-forma da fibra, utilizou-se do processo de bastão dentro de tubo, e, para o bastão da pré-forma, a técnica de sucção. A etapa de fusão do vidro (~ 500 °C) e a fabricação dos tubos foram executadas em um equipamento chamado *glovebox* (*PureLab HE 2GB Glovebox System*), que mantêm a atmosfera de tal maneira a apresentar menos de 1 ppm de O_2 e H_2O . Na câmara hermética dele, está o forno de indução para a fusão do vidro. O vidro fundido irá aderir à parede do tubo de sílica, o qual serve de molde ao longo do seu comprimento, formando um tubo. Devido à dilatação térmica do vidro telurito (~4,5) ser maior do que a da sílica (~0,55), ao resfriar, o vidro telurito se desprende do tubo de sílica. Depois, o tubo de vidro telurito é colocado numa torre de puxamento de fibras ópticas (modelo *Heathway*), como a da Fig. 25, que é específica para puxamento de fibras de vidros de baixo ponto de fusão. O tubo de telurito foi acoplado a um tubo de sílica que serve para suportar o conjunto na torre.



Fig. 25 - Torre de puxamento de fibras ópticas para vidros de baixa temperatura de fusão.

Mas, antes de se iniciar o puxamento da fibra, é necessário definir qual será a velocidade de puxamento (controlada pela rotação das bobinas de controle), pois esta velocidade influência diretamente no valor de diâmetro externo da pré-forma. A temperatura inicial do forno para o puxamento da fibra é de, aproximadamente, 620°C. Essa temperatura é chamada de pingamento, pois é a temperatura em que o vidro começa a escorrer e formar a fibra óptica. Após este procedimento, a fibra foi levada para processamento de recobrimento de acrilato e então enrolada em uma bobina.

4.3 Topologias

Para a caracterização das amostras de fibra telurito dopado com érbio e itérbio, são propostas três configurações para análise de amplificação óptica e duas configurações de geração laser. Nas configurações de amplificação óptica, serão utilizadas as topologias chamadas básicas (em analogia àquelas usadas em EDFAs), sendo estas as que possuem um circuito óptico que utiliza bombeio nos sentidos co-propagante, contra-propagante e bidirecional. A configuração com o bombeio co-propagante geralmente é utilizada em sistemas ópticos que requerem amplificadores com características de baixo ruído; já a configuração com o bombeio contra-propagante e teração com o bombeio contra-propagante e de acontra-propagante e forma de alta potência de saída [52].

O aparato experimental utilizado é ilustrado na Fig. 26, que contempla o caso de bombeio bi-direcional (as outras topologias são simplificações desse arranjo). Um laser em cavidade externa sintonizável entre 1.520 e 1.590 nm fornece o sinal a ser amplificado e permite o estudo do ganho para diferentes regiões do espectro de emissão da fibra dopada.



Fig. 26 - Diagrama do aparato experimental montado para a caracterização das amostras de EYDTF quanto as propriedades de amplificação, na configuração de bombeio bidirecional.

A saída do laser é acoplada a um atenuador óptico variável, que promove a variação da potência óptica de entrada do sinal na EYDTF, e ao Isolador 1, antes de chegar à entrada A de um acoplador direcional seletor de comprimento de onda (WDM 1). Este acoplador direcional sobrepõe o sinal a ser amplificado (porta A para C) ao sinal do Laser de Bombeio 1 (porta B para a C) em 980 nm, antes do acoplamento à EYDTF. O sinal na saída da amostra passa, então, pelo WDM 2 (porta C para A), que separa o bombeio (porta B), no caso de análise da topologia copropagante, ou permite o acoplamento do Laser de Bombeio 2 (980 nm) à EDYTF, nos casos de bombeio contra-propagante e bi-direcional. Antes de ser acoplado a um analisador de espectro óptico (AEO), o sinal de saída do WDM 2 passa pelo Isolador 2, que evita que sinais espúrios voltem à fibra. Cabe-se apenas ressaltar que, no caso da topologia com bombeio contrapropagante, a porta **B** do WDM 1 serve apenas para a saída do sinal de bombeio [6,52]. É importante ressaltar que a fragilidade das fibras de vidro telurito, aliado ao comprimento das amostras utilizadas, impossibilitou a conectorização dessas amostras, como se faz usualmente com fibras de sílica. Dessa maneira, o acoplamento de luz a EYDTF precisou ser feito por meio de uma montagem experimental no ar, com posicionadores XYZ que movimentavam rabichos de fibra de sílica, ligados às portas C dos WDMs 1 e 2, em relação a uma posição fixa da amostra (acoplamento por contato, sem utilização de lentes). Mais detalhes sobre esse processo serão apresentados na Seção 4.4.2.

A primeira proposta de configuração para geração laser pode ser vista na Fig. 27, a qual possui duplo bombeio. Portanto, o bombeio irá propagar-se nos dois sentidos possíveis na fibra dopada. Com isso, espera-se que a quantidade de íons presentes no nível metaestável seja maior que as presentes em configurações de único bombeio, pois a fibra de telurito dopado com érbio e itérbio permanecerá com inversão eficiente de população em praticamente por toda sua extensão. Além disto, utiliza-se um filtro sintonizável com o objetivo de selecionar o comprimento de onda desejado de formação do laser e de remover a influência do restante da ASE, a qual se localiza fora de sua banda de passagem. Assim, a geração laser para um canal específico tende a ser otimizada, já que a absorção dos fótons devido à ASE fica minimizada. Para capturar os resultados, um acoplador óptico de 50/50% amostra parte do sinal do laço para ser acoplado a um analisador de espectro óptico. Por fim, um isolador e atenuador óptico são utilizados por seguração e para evitar que realimentações espúrias possam danificar os equipamentos.

A segunda proposta de configuração para a geração laser, mostrada na Fig. 28, mantém o duplo bombeio e o filtro sintonizável da Proposta I, mas a malha de realimentação é alterada com a inclusão de dois circuladores ópticos, que, na atual configuração, são responsáveis pelo retorno da luz à EYDTF. Com isso, espera-se melhorar a eficiência de utilização do bombeio.



Fig. 27 - Diagrama do aparato experimental montado para a geração laser utilizando amostras de EYDTF (Proposta I).



Fig. 28 - Diagrama do aparato experimental montado para a geração laser utilizando amostras de EYDTF (Proposta II).

4.4 Dispositivos utilizados

Para uma melhor compreensão dos resultados que serão apresentados no próximo capítulo, é essencial relatar as características dos equipamentos e dispositivos utilizados durante a parte experimental desta pesquisa, como também sua funcionalidade. Entre os principais, pode-se

citar uma fonte de corrente com controle de temperatura ILX Lightwave, modelo LDC-3724B, um medidor de potência óptica Anritsu, modelo ML910A, um analisador de espectro óptico Yokogawa, modelo AQ6319, e um atenuador óptico variável Agilent, modelo 8163B. A Tabela 8 mostra os demais componentes e dispositivos utilizados nas montagens experimentais. Alguns deles são descritos nas próximas seções.

Para a obtenção das medidas provenientes da EYDTF, utilizou-se um analisador de espectro óptico (OSA – *optical spectral analyzer*) Yokogawa, modelo AQ6319. Quando das medições de geração ASE e da geração laser, o equipamento foi configurado com largura de banda de resolução de 0,1 nm, número de amostras por varredura de 1.001 pontos e faixa de medição (SPAN) de 200 nm. Para as medições da potência do sinal óptico sem e com a aplicação de bombeio e, posteriormente, calcular-se o ganho óptico *on-off*, houve apenas a diminuição da faixa de medição para 20 nm. A aquisição dos dados do OSA foi feita por meio de um computador pessoal, interligado por um conversor GPIB/USB e controlado pelo software LabView.

Componente ou dispositivo	Fabricante	Modelo				
Fonte de corrente do laser de bombeio	ILX Lightwave	LDC-3724B				
Laser de sinal	Agilent	8163B				
Suporte de fibra	Thor Labs	MBT616D/M				
Posicionador de fibra	Thor Labs	17HFV001/ HFV002/ HFF001				
Câmera de microvisão infravermelho CCD	Electrophysics	7290 ^a				
Atenuador óptico variável	Anritsu	MN9625A				
Circuladores ópticos	JDS Uniphase					
Filtro sintonizável	SantecOpticalInstruments	OTF-950				
Analisador de espectro óptico	Yokogawa	AQ6319				

Tabela 8 – Componentes e dispositivos utilizados durante os experimentos.

4.4.1 Descrição dos dispositivos

Laser de bombeio: existem vários tipos de lasers semicondutores que podem ser utilizados como bombeio óptico. Os mais comuns comercialmente operam na faixa de comprimento de onda ao redor de 1.480 nm ou 980 nm. O uso do laser semicondutor possui diversas vantagens, as principais que se destacam é o seu tamanho, que facilita o acoplamento da luz do dispositivo à fibra óptica, a boa eficiência na conversão de energia elétrica em energia luminosa e tempo de vida útil relativamente alto. Para a fabricação do laser de diodo, materiais compostos são comumente usados como semicondutores (GaAs, InAs, InP, GaAsP, GaInAs, InPAs, InGaAsP), que determinam os diferentes comprimentos de onda de operação dos lasers semicondutores [52].

O funcionamento do laser é também resultado dos processos de absorção, emissão estimulada e emissão espontânea. O comportamento de emissão espontânea ou eletroluminescência depende, no caso, de existirem elétrons livres na banda de condução e de existir probabilidade desses elétrons retornarem à banda de valência, assim, ocupando um estado quântico vazio. Então, para que o processo de recombinação de um elétron com uma lacuna ocorra, o elétron precisa liberar a correspondente diferença de energia, que pode ser na forma de uma onda eletromagnética. Também é possível que aconteça a interação de elétrons com fótons presentes na estrutura, dando origem à chamada emissão estimulada. Assim, o laser deve ser polarizado diretamente, de forma que a corrente exceda o valor de limiar. Nestas condições, o número de portadores livres (elétrons) na banda de condução fica maior que o na banda de valência, aumentando a probabilidade de recombinação radiativa e, consequentemente, a eficiência da geração de fótons. Com a realimentação óptica em semi-espelhos e a partir de uma dada corrente de polarização, chamada de corrente limiar, o ganho consegue superar as perdas dentro da cavidade óptica e a luz começa a ser amplificada. Ou seja, um laser do tipo semicondutor é, essencialmente, um amplificador óptico no interior de uma cavidade refletora, que alcança uma condição de oscilação ocasionada por uma realimentação positiva propiciada pela reflexão da luz nas faces clivadas da cavidade (semi-espelhos). O espectro de emissão de um laser irá corresponder ao comprimento de onda de ressonância desta cavidade (conforme material utilizado) [52].

O tipo de laser semicondutor mais simples e que foi muito utilizado é o de cavidade óptica do tipo FP (*Fabry-Perot*) [10]. A estrutura deste tipo de laser é considerada simples por ser uma homojunção p-n na forma de um minúsculo paralepípedo. As faces do dispositivo são formadas por dois espelhos semitransparentes que constituem as superfícies semi-refletoras da cavidade, cortadas para formar um ângulo de 90° com a junção. A Fig. 29 mostra um diagrama que representa a estrutura de um laser semicondutor do tipo *Fabry-Perot* de homojunção p-n.



Fig. 29 - Estrutura básica de um laser semicondutor construído com uma homojunção p-n [10].

Laser de sinal: o laser utilizado para gerar o sinal a ser amplificado será um laser em cavidade externa sintonizável. Por meio deste laser será possível a seleção do comprimento de onda do sinal a ser amplificado entre 1.510 e 1.580 nm, banda de interesse na investigação das características de amplificação.

De maneira semelhante ao laser semicondutor FP, este tipo de laser possui uma cavidade óptica composta, de um lado, por um cristal semicondutor que fornece ganho óptico (junção P-N) e um espelho (Espelho 1), geralmente côncavo, paralelo às faces externas do cristal, como mostra a Fig. 30 (a). O outro lado da cavidade é formado por uma região de espaço livre (cavidade externa), que vai do limite da região de ganho (cristal semicondutor) até um segundo espelho refletor (Espelho 2). Este espaço funciona como uma extensão para a cavidade do cristal e é possível alterar o espaçamento entre modos do laser controlando-se a distância entre o Espelho 2 e a cavidade responsável pelo ganho óptico interno. Desta forma, dependendo da extensão total da cavidade óptica e da seleção do modo, feita, normalmente, por um filtro óptico sintonizável, o laser ressonará de forma a promover ganho somente em um modo longitudinal da cavidade externa, anulando, assim, os modos restantes, conforme ilustrado na Fig. 30 (b). Outra possibilidade para construção de lasers sintonizável é a substituição do elemento de seleção de modo e o Espelho 2 por uma grade de difração, podendo fazer seleção do modo ressonante através, por exemplo, da alteração no ângulo de incidência em relação ao plano da grade. Independente do caso, é necessário que se faça um controle rigoroso da temperatura do dispositivo para que não haja flutuações indesejáveis do comprimento de onda [53].

Acoplador WDM: é um dispositivo recíproco que tem como principal função distribuir a luz proveniente de uma fibra principal, em um ou mais terminais de fibra. Pode também ter a função de sobrepor vários sinais ópticos, por exemplo, combinar o sinal de bombeio, como 980

nm ou 1.480 nm, com o sinal a ser amplificado na faixa de 1.550 nm, em uma única fibra [54]. Idealmente, o dispositivo deve possuir baixa perda por inserção na janela de transmissão e exibir alta isolação entre as bandas, minimizando, assim, o efeito de intermodulação (interferência que um canal pode exercer sobre o outro), especialmente quando estiver sendo utilizado como um demultiplexador.



Fig. 30 – Diagramas de (a) um laser sintonizável em cavidade externa e de (b) uma representação do espectro de emissão deste tipo de laser [45].

Na parte experimental, foi utilizado um acoplador WDM bombeio/sinal com uma configuração 1 x 2, ou seja, um terminal comum P_1 e dois terminais P_2 e P_3 . O terminal P_2 é utilizado para entrada dos comprimentos de ondas menores, que, neste caso, é o comprimento de onda do bombeio de 980 nm, e o terminal P_3 para os comprimentos de onda do sinal óptico a ser amplificado (faixa de operação entre 1.528 nm e 1.605 nm).

Isolador óptico: dispositivo que não trabalha exatamente da mesma forma se os terminais de entrada e saída forem invertidos, ou seja, não são recíprocos. Em alguns sistemas, é necessário um dispositivo não recíproco que permita apenas a transmissão em um único sentido, bloqueando todas as transmissões no sentido contrário. As posições mais comuns quando usado em sistemas de amplificadores ópticos são imediatamente após o laser do sinal óptico e após o próprio amplificador. A finalidade é evitar reflexões espúrias que possam realimentar os lasers, causando instabilidades nos amplificadores e degradando o ganho.

O funcionamento de um isolador óptico está ligado ao controle do estado de polarização da luz. Porém, como acontece com dispositivos de linha em sistemas com fibras ópticas, a polarização da luz antes de ser acoplada a um isolador é aleatória e, portanto, o componente deve operar independentemente do estado inicial de polarização. A Fig. 31 ilustra o funcionamento de tal isolador, mostrando o que acontece quando o (a) feixe passa pelo componente e (b) quando um sinal indesejado retorna pelo mesmo.



Fig. 31 - Princípio de funcionamento de um isolador óptico de linha, no (a) sentido de propagação do sinal e no (b) sentido reverso [54].

O sinal de entrada, que possui um estado de polarização arbitrário, é acoplado ao isolador óptico via o terminal de entrada do componente, passando por um divisor de feixes seletivo em polarização. O divisor usa a estrutura de um polarizador de desvio espacial (SWP – *spacial walk polarizer*), que divide o sinal óptico em dois feixes de polarização ortogonal. O feixe de polarização vertical (assim chamado para facilitar o entendimento do leitor) segue a mesma direção que a do sinal óptico de entrada; já o feixe de polarização é desviado para um caminho alternativo, porém, paralelo ao primeiro. Em seguida, cada um desses feixes passa por um cristal de rotação de polarização de Faraday (FaR – *Faraday rotator*), que irá girar o estado de polarização em 45° no sentido horário, independentemente do sentido do feixe. O FaR é seguido por uma placa de meia-onda (HWP – *half-waveplate*), que gira o estado de polarização dos feixes de mais 45° no sentido horário, quando os feixes se propaga da entrada para a saída do componente, e de 45° no sentido horário, quando os feixes se propagam no sentido contrário. Desta forma, a combinação de efeitos do FaR e HWP converte os estados de polarização para os dois feixes de vertical em horizontal e vice-versa. Após a HWP, os dois feixes são recombinados por um

segundo SWP no terminal de saída do isolador óptico [51]. Para o sinal que entra no isolador no sentido inverso (da saída para a entrada), o SWP de saída separa, como o de entrada, o sinal em dois feixes. Após a passagem dos feixes pela HWP e pelo FaR, os estados resultantes de polarização dos feixes são ortogonais aos obtidos quando da propagação no sentido inverso, de modo que o SWP de entrada desvia os feixes para direções que não permitem o acoplamento ao terminal de entrada do isolador [51].

Circulador óptico: o circulador óptico e o isolador óptico possuem semelhanças com relação ao principio de operação, exceto pelo fato de que o circulador possui várias portas, geralmente 3 ou 4. Dessa forma, o circulador óptico é construído a base de isoladores sob a função de redirecionar o sinal de comprimentos de onda na faixa de 1.530 a 1.620 nm. A Fig. 32 representa o princípio de funcionamento de um circulador óptico, onde o sinal é transmitindo se partir do terminal 1 para o 2, e do terminal 2 para o 3, sem existir retorno de 2 para 1 e de 3 para 2 [50,54].



Fig. 32 - Circulador óptico [50].

Os dois parâmetros principais que caracterizam o isolador e o circulador óptico são a perda de inserção, que deve ser a menor possível, e a isolação, que nada mais é que a capacidade do dispositivo de bloquear o sinal em sentido reverso.

Acoplador direcional: sua principal função será a de decompor o sinal óptico que chega ao dispositivo em uma determinada proporção nas portas de saída, ou seja, a potência óptica do sinal é, de certa forma, dividida em duas partes, que podem ter, teoricamente, valores idênticos ou diferentes dependendo da proporção especificada. Uma das formas de se obter o acoplador é fundindo duas fibras ópticas pelo núcleo. Quando os dois guias de onda (nesse caso, os dois núcleos de fibra óptica) são colocados em proximidade um com o outro, a luz tende a se acoplar de um guia de ondas para o outro. Através da medida do comprimento de acoplamento "L" do dispositivo e do comprimento de onda do sinal de entrada, é possível ajustar a fração de potência óptica que será lançada nas saídas do dispositivo. A Fig. 33 representa dois guias de onda unidos pelo núcleo e o sinal óptico que percorre este guia de onda. Assim, o dispositivo deve conseguir retirar uma fração de potência do sinal na Entrada 1 e lançá-la à Saída 1, enquanto que a parcela restante é lançada à Saída 2.



Fig. 33 - Diagrama esquemático de um acoplador 2x2, com destaque para o acoplamento da luz entre dois guias de onda.

O acoplador utilizado no circuito óptico experimental possuía uma configuração 2 x 2, ou seja, dois terminais de entrada e dois terminais de saída. Um dos terminais de entrada, rotulado por P_1 , é o terminal injetado com o sinal que posteriormente terá a potência óptica dividida.

Atenuador óptico variável: este dispositivo pode aumentar ou diminuir a quantidade de luz que será acoplada à fibra. Um exemplo de princípio de funcionamento deste componente é baseado no uso de um filtro óptico, com uma grade de Bragg, que tem a função de refletir a luz incidente no dispositivo. E esta reflexão, pode atenuar o sinal de entrada dependendo da inclinação dos espelhos internos; ou seja, por meio dessa inclinação, é possível aumentar ou diminuir a quantidade de luz que será re-acoplada à fibra. Existem ajustes de atenuação de forma manual, controlado pelo giro de um parafuso que se encontra no próprio dispositivo, ou de forma automática, controlado por um motor de passo. O atenuador óptico variável utilizado foi um do tipo digital de bancada, projetado com um visor LCD para mostrar diretamente o valor de atenuação, além de apresentar grande confiabilidade e estabilidade.

Analisador de espectro óptico (AEO): este equipamento é essencial para a realização das medições de potências ópticas em função do comprimento de onda. Com seu auxílio, é possível obter, com boa precisão, o comprimento de onda e a potência óptica do sinal. Assim, podem-se verificar as alterações da potência óptica e realizar análises de amplificação óptica do material proposto.

O princípio de funcionamento é associado à separação do espectro de sinal recebido em pequenas janelas de medição. O sinal, ao chegar à entrada de um AEO é filtrado por um filtro

óptico sintonizável mecanicamente. Este controle mecânico é realizado através de um motor de passo comandado por microprocessador, conforme as características programadas de aquisição do sinal. Posteriormente, o sinal chega a um fotodetector para então ser realizada a conversão do sinal analógico-digital por técnicas de processamento digital de sinais, antes de ser exibido na tela do equipamento [55].

4.4.2 Conectorização e alinhamento

Como mencionado anteriormente, a fragilidade das fibras de vidro telurito, aliado ao tamanho de suas amostras, impossibilitou o uso de conectores, como se faz usualmente com fibras de sílica. Dessa maneira, o acoplamento de luz precisou ser feito por meio de uma montagem experimental no ar, com posicionadores para movimentação de rabichos de fibra de sílica nos eixos XYZ (modelo MBT616D/M *Thor Labs*). Estes posicionadores, mostrados na Fig. 34, são dotados de parafusos micrométricos que permitem sintonia fina e foram empregados no alinhamento por contato das faces de segmentos de fibra de sílica em relação às faces das amostras de EYDTF, propiciando o acoplamento de luz na fibra de vidro telurito. Deve-se relatar que outros métodos de acoplamento também foram tentados, entre eles, o acoplamento por lentes, e até a emenda por fusão (usando arco-elétrico) e fusão mecânica usando adesivos ópticos, porém, sem sucesso.



Fig. 34 - Posicionadores com variação de três eixos XYZ, modelo MBT616D/M Thor Labs [56].

Os segmentos de fibra padrão utilizados no acoplamento possuem um de seus lados clivado em 90°, enquanto o outro é conectorizado com conector tipo FC/APC. Para a fibra de sílica, a clivagem pode ser realizada por um clivador comercial. Contudo, o processo de clivagem para a fibra de telurito deve ser outro, uma vez que estas fibras não possuem resistência mecânica suficiente para o uso do clivador comercial. Como passo inicial, a camada de resina protetora das fibras de vidro telurito deve ser removida utilizando-se uma lâmina (de barbear ou de estilete). Após este processo, cerca de 3 cm da camada de proteção é removida. Em seguida, utiliza-se a aresta de um pedaço quadrilátero de porcelana de cerca de 1 mm de espessura para riscar a fibra onde se pretende executar a clivagem. Posteriormente, aplica-se uma pressão transversal na ponta da fibra, apoiando-se o restante da mesma após o ponto de marcação, que irá provocar a quebra da fibra em um ângulo próximo à 90°. Este procedimento é o mais eficiente, até o momento, para este tipo de fibra. Infelizmente, apesar da clivagem ainda ser aproximadamente perpendicular, ela produz uma superfície irregular (rugosa). Deve-se comentar que a clivagem em um ângulo não exato pode acarretar perdas de potência óptica por reflexões indesejadas, com a irregularidade na face clivada ocasionando também dificuldades no alinhamento por contato entre as faces das fibras de sílica e de telurito.

Entre os dois posicionadores XYZ, a amostra clivada de fibra EYDTF foi colocada sobre uma plataforma fixa. Sobre os posicionadores e plataforma, suportes apropriados (modelos 17HFV001 de 35 mm e 17HFV002 de 82.5 mm e 17HFF001 de 10 mm de comprimento, *Thor Labs*) ofereciam encaixe firme e estável às fibras, como demonstrado na Fig. 35.



(a) (b) (c) Fig. 35 - Suportes de alinhamento: (a) 17HFV001, (b) 17HFV002 e (c) 17HFF001 [56].

Com as amostras de EYDTF e de fibra de sílica fixadas nos suportes, inicia-se o procedimento de alinhamento. Para isto, os lasers devem estar desligados e realiza-se uma aproximação grosseira entre as fibras, com o auxílio de uma lupa. Na etapa seguinte, os posicionadores são ajustados para alinhar ao máximo os eixos ópticos entre as fibras e permitir a aproximação de ambas, conforme ilustrado na Fig. 36. Este procedimento sem o uso de lentes mostrou-se o mais eficiente para o acoplamento. O uso de lentes não apresentou resultados satisfatórios, dado que os comprimentos de onda envolvidos tendem a apresentar pontos focais diferentes. Na sequência, o laser de sinal é ligado e seu espectro observado no AEO. Este último

serve de guia durante o alinhamento das fibras de sílica em relação aos eixos das duas extremidades da EYDTF, buscando-se a maximização da amplitude do sinal de saída. As posições dessas fibras são variadas alternadamente por meio de ajustes dos parafusos de controle dos posicionadores XYZ.



Fig. 36 - Ilustração do procedimento de alinhamento e aproximação entre as fibras de vidro telurito e a sílica.

Para conseguir o melhor alinhamento de cada amostra, foi necessária a combinação dos diferentes suportes apresentados na Fig. 35, por causa dos diversos tamanhos das amostras de fibras de EYDTF. A Tabela 9 indica o tipo de suporte utilizado durante o alinhamento das amostras de EYDTF. Especificamente, para amostras de 2 e 3 cm, conseguiu-se melhor estabilidade ao se empregar o *fiber-clamp* (travador de fibra). Já para amostras de 5 e 6 cm, além do *fiber-clamp*, foi necessário um suporte de 35 mm. Para as demais amostras, utilizaram-se os suportes de 35 mm ou 82,5 mm. A Fig. 37 mostra fotos com vista superior de alguns alinhamentos realizados. Na Fig. 37 (a), empregam-se os suportes de 82,5 e 35 mm. Já a Fig. 37 (b) mostra a combinação do suporte de 35 mm e o *fiber-clamp*. Nas Fig. 37 (c) e (d), têm-se apenas o *fiber-clamp* e somente o suporte de 35 mm.

Га	bela	9	- [Materia	ul uti	lizad	0	como	suporte	e p	ara	amo	stras	de	E	Y	Ľ	Γ.	F.
----	------	---	-----	---------	--------	-------	---	------	---------	-----	-----	-----	-------	----	---	---	---	----	----

- -

Montagem de suporte das amostras	Fibras (cm)				
Prendedor de fibra (fiber-clamp) de 10 mm	2 e 3				
Suporte de 35 mm	4				
Suporte de 35 mm + <i>fiber- clamp</i> de 10 mm	5 e 6				
2 Suportes de 35 mm	7, 8, 10, 11 e 12				
Suporte de 82,5 mm	9				
Suportes de 82,5 mm e 35 mm	13 e 14				





Fig. 37 - Fotos das amostras de EYDTF nos posicionadores com, (a) suportes de 82,5 mm e 35 mm, (b) suporte de 35 mm e *fiber-clamp*, (c) *fiber-clamp* e (d) suporte de 35 mm.

De forma a verificar os procedimentos adotados para fixação das amostras de fibra e posterior alinhamento do aparato experimental, o laser de Bombeio 1 e 2 (co-propagante) da Fig. 26 foram ligados. Isto produz emissão espontânea amplificada nas direções co-propagante (ASE+ – *forward amplified spontaneous emission*), ou seja, do WDM 1 para o 2, e contra-propagante (ASE- – *backward amplified spontaneous emission*), do WDM 2 para o 1. Também, verificou-se uma luminescência de cor verde na fibra de vidro telurito. Os parafusos de controle fino dos posicionadores XYZ são novamente ajustados para corrigir o alinhamento para ambos os sinais, verificando-se no AEO a variação da amplitude do espectro de ASE em ambas as extremidades dos WDMs 1 e 2. É importante destacar-se que, apesar de simples, o processo de alinhamento é delicado e necessita-se de muito cuidado, pois, por ser uma fibra do tipo convencional de índice degrau, sua casca pode também acoplar luz, porém, sem contribuir com a ASE e, consequentemente, com as emissões estimuladas.

Para garantir a eficiência da técnica de acoplamento, foram realizadas medições da distribuição de intensidade na seção transversal de uma das amostras de EYDTF, com os resultados mostrados na Fig. 38, obtidos via um sensor (CCD – *charge coupled device*, SDC-312) posicionado segundo a montagem da Fig. 39. Neste caso, após o acoplamento de luz, uma lente
de aumento de 40x, realiza-se a colimação do feixe de saída da EYDTF antes da entrada da CCD. A Fig. 38 (a) apresenta intensidade expressiva acoplada à casca da fibra. Já a Fig. 38 (b) mostra uma distribuição central de luz, sugerindo o guiamento com proporções maiores pelo núcleo. Em ambos os casos, a técnica de acoplamento descrita na seção anterior foi utilizada em uma das extremidades da amostra de EYDTF. Isto demonstra que esta técnica é suficiente para garantir resultados satisfatórios, mesmo se comparada ao que se obteve com tentativas de utilização de fusão térmica ou adesivagem óptica entre sílica e telurito.



Fig. 38 - Imagens da distribuição de luz na saída de uma amostra de EYDTF de 5 cm com acoplamento (a) na casca e (b) no núcleo.



Fig. 39 - Montagem experimental para medições da distribuição de intensidade na seção da amostra.

4.5 Caracterização dos dispositivos

Nesta seção, serão apresentadas algumas características importantes dos dispositivos que formam o circuito óptico. Foram realizadas medições com o objetivo de se obterem os valores reais de perdas de inserção que o sinal e o bombeio podem sofrer ao passarem pelos dispositivos. Para isto, foi medida a potência do sinal entre o atenuador óptico (controla a potência inserida no circuito do laser de cavidade externa) e o analisador de espectro, posteriormente sendo inserido cada dispositivo no circuito óptico e repetindo-se as medições. A Tabela 10 apresenta os valores finais de perdas de inserção medidas em cada parte do circuito, até o valor total do sistema. A Fig. 40 apresenta um circuito óptico básico para caracterização de um amplificador óptico que contempla os dispositivos analisados. Os valores de perda de inserção mostrados na Tabela 10 são fundamentados pelo gráfico que descreve o comportamento do laser de cavidade externa em função do comprimento de onda, apresentado na Fig. 41.



Fig. 40 - Circuito óptico de caracterização dos dispositivos a serem utilizados.

Componente	Perda de Inserção (dB)
WDM 1 (A-C)	1,84
Rabichos	4,90
WDM 2 (C-A)	1,01
Todo sistema	7,92

Tabela 10 - Relação de perdas de inserção.

Nos circuitos ópticos para o laser a fibra, utilizar-se-ão componentes adicionais ao circuito de amplificação óptica, a saber, dois circuladores e um filtro óptico. Nesse caso, as perdas de inserção são, para o Circulador 1 da Fig. 28, da porta 1 para 2, de 0,5 dB e, da porta 3 para 1, de 0,55 dB; para o Circulador 2, da porta 1 para 2, de 1,2 dB e, da porta 3 para 1, de 1,3 dB; e, para o filtro sintonizável, de 3 dB.



Fig. 41 - Comportamento do laser de sinal ao sair do atenuador óptico ajustado em 5 dB. Em detalhe, a variação de potência do laser em função do comprimento de onda para um faixa de 2 dB.

4.6 Aquisição de dados

O procedimento adotado para a escolha do comprimento das amostras utilizadas terá como informações iniciais os dados fornecidos pelo fabricante, onde análises realizadas pelo mesmo sobre as propriedades físicas apresentaram resultados interessantes para amostras com comprimentos de 4 a 10 cm. Assim, as amostras serão preparadas inicialmente com 14 cm, com cortes que as façam chegar até 2 cm de comprimento, em intervalos aproximados de 1 cm. Com isso, espera-se chegar a conclusões quanto ao comprimento que apresenta a maior potência óptica de saída. A seguir, deverão ser preparadas três amostras para cada comprimento escolhido, a fim de que os erros no procedimento de alinhamento utilizado possam ser minimizados (convergência de resultados), já que existem muitas variáveis não confiáveis.

Para cada amostra, houve uma organização prévia de aquisição de dados. Ao término de cada sequência de medição, a amostra de fibra analisada será retirada e o procedimento de alinhamento da montagem refeito para uma nova amostra. Assim, será possível identificar, e minimizar erros sistemáticos de alinhamento. Durante a sequência de medição, as potências de sinal e de bombeio aplicadas às amostras de fibra serão variadas em intervalos pré-fixados.

Nas medições da geração laser, para cada uma das configurações propostas, devem-se variar os valores de potência dos lasers de bombeio, partindo-se de 50 mW e aumentando-se este valor em passos de 50 mW até o limite de potência do laser de bombeio (cerca de 150 mW). Este processo deve ser repetido com o filtro sintonizável ajustado para valores de comprimento de onda pré-definidos em relação ao espectro de ASE, em intervalos de 3nm.

Nas medições de amplificação óptica, os valores de potência adotados inicialmente para os lasers de bombeio serão de 50, 100 e 150 mW. A potência de saída do laser de sinal será fixada em um valor e a atenuação provida pelo atenuador óptico controlará a potência de entrada da EYDTF (de 0 a 15 dB, em passos de 5 dB, de atenuação em relação a potência de saída do laser de sinal). Esta faixa de valores foi escolhida em razão da máxima potência fornecida pelos lasers utilizados e a mínima que produza sinal detectável no AEO. Para cada amostra analisada, executar-se-ão as medições no AEO, como se segue:

- a) A ASE+ e a ASE- (nesse caso, a entrada do AEO substitui momentaneamente o arranjo do laser de sinal na Saída A do WDM 1 da Fig. 26 para esta medição) são medidas para os valores e configurações de bombeio adotados, sem a presença do sinal;
- b) acoplando-se o sinal, para os valores de potência óptica ajustados na saída do atenuador óptico, o sinal deverá ser medido no AEO sem a presença do bombeio;
- c) mantendo-se o bombeio fixo em 50 mW para uma das configurações de bombeio, varia-se a potência do sinal para os valores selecionados e mede-se o sinal no AEO conforme a Fig. 26;
- d) muda-se a configuração de bombeio, mantendo-se o mesmo valor de bombeio acima e variando-se a potência do sinal, coletando-se os dados no AEO;
- e) repetem-se os últimos três passos acima, para os valores de potência de bombeio de 100 e 150 mW.

Como já mencionado, a fragilidade das fibras de vidro telurito, aliado ao tamanho de suas amostras, impossibilitou o uso de conectores, como se pode fazer com fibras de sílica dopadas com érbio. Assim, o acoplamento de luz precisou ser feito por meio de uma montagem experimental no ar com posicionadores XYZ. Dessa forma, o grau de precisão na determinação da potência de sinal que é realmente acoplada à EYDTF fica prejudicado, de maneira que a aplicação de (3.4) e (3.5) não retratam o valor de ganho e a figura de ruído que se podem obter.

Para que se possa comparar o desempenho de amplificação da EYDTF para as diferentes topologias de bombeio, utilizou-se uma definição de ganho diferente, baseada no comportamento de saída do sinal com e sem a presença do bombeio. Dessa forma, adotou-se o chamado ganho óptico *on-off* para análise da possível amplificação provida pelas amostras e definido como a razão da variação de potência óptica do sinal sem (etapa b) e com (etapa c) bombeio aplicado.

Deve-se ressaltar que o desempenho de acoplamento na amostra varia com o comprimento de onda do sinal, e logo após o procedimento de alinhamento já mencionado, procurou-se um meio termo de otimização entre o sinal próximo à região de 1.550 nm e a maior ASE gerada quando os bombeios são ligados. Para isso, após ajustar-se o alinhamento no maior valor de ASE, desligou-se os bombeios e foi realizado outro ajuste fino no maior valor de potência de um sinal na região de 1.550 nm (região central do espectro analisado), então foi desligado o laser de sinal e repetiu-se este procedimento. Após, o sinal do laser foi monitorado por alguns minutos sem nenhuma intervenção a fim de garantir o não desalinhamento durante a varredura dos sinais.

Capítulo 5

Resultados e Discussões

A primeira seção deste capítulo irá apresentar os resultados relativos à resposta da ASE em relação ao comprimento de amostras de EYDTF, como proposto no Capítulo 4, que serviu como base para a escolha dos tamanhos das amostras que foram avaliadas quanto à possibilidade de amplificação óptica e desempenho laser das sessões seguintes.

5.1 ASE x comprimento da amostra

Nessa seção, apresentam-se os espectros de ASE medidos na saída do WDM 2 da Fig. 26 sem a utilização do laser de cavidade externa, obtidos em função do comprimento da amostra da fibra utilizada, tendo como parâmetro a potência de bombeio e o tipo de configuração avaliada. Ressalta-se que os valores de pico da ASE nem sempre ocorreram no mesmo comprimento de onda, porém, a ideia foi a de tentar se obter parâmetros iniciais que permitissem chegar a um comprimento ótimo de amostra. No Capítulo 4, foi proposto que as amostras seriam preparadas a partir de 14 cm, porém, como não foram obtidos resultados significativos a partir de 11 cm e da fragilidade da fibra, serão descartados os resultados de 12, 13 e 14 cm.

A potência de bombeio utilizada nestes experimentos com EYDTF foi relativamente alta, uma vez que grande parte da energia de bombeio não se acoplou ao núcleo da amostra. Não foi possível mensurar exatamente o quanto de perda da potência de bombeio ocorre nesta etapa. Na tentativa de conhecer o valor desta perda, mesmo que de maneira aproximada, foi injetado um sinal na faixa de 1.400 nm (região onde as interações quânticas não são significativas neste material) que, ao passar somente pela fibra de telurito dopado com érbio e itérbio, apresentou uma perda próxima a 10 dB. Ou seja, para um bombeio em 100 mW (20 dBm), estar-se-ia acoplando ao núcleo da fibra 10 mW (10 dBm).

Os gráficos da Fig. 42 apresentam os espectros de ASE para a topologia co-propagante, tendo o tamanho da amostra da fibra como parâmetro e bombeio de 50 mW. Observa-se que o formato da ASE muda consideravelmente ao se comparar as Fig. 42 (a) e (b). Para os tamanhos de amostra acima de 7 cm, existem mais íons de érbio e itérbio disponíveis para absorção do sinal e, assim, a própria ASE gerada no início da amostra passa a ser consumida pelo próprio material. Apesar desta perda, o formato de ASE sugere possíveis aplicações nas faixas entre 1.560 e 1.610 nm, principalmente pela uniformidade da potência nessa região.



Fig. 42 - Espectro de ASE para a topologia co-propagante e bombeio de 50 mW, tendo o comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm.

Os resultados para o bombeio de 100 mW são mostrados na Fig. 43. Para este valor de bombeio, as amostras de 2 e 4 cm da Fig. 43 (a) possuem comportamentos bem parecidos na região de 1.530 a 1.565 nm. Já a amostra de 3 cm se destaca com o maior valor de ASE, portanto, um melhor aproveitamento do material; já as amostras de 5 e 6 cm, mesmo com menores valores de ASE, exibem razoável uniformidade na faixa de 1.560 a 1.600 nm. Na Fig. 43 (b), as amostras de 7 e 9 cm são as que se destacam por apresentarem valores de potência muito próximo aos das amostras de 3 e 4 cm.



Fig. 43 - Espectro de ASE para a topologia co-propagante e bombeio de100 mW, tendo o comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm.

A Fig. 44 mostra os espectros de ASE das Fig. 42 e Fig. 43 com maior detalhe (faixa de 1.520 a 1.620 nm), para alguns comprimentos de amostras. Por meio deste gráfico, é possível visualizar a diferença de comportamento do espectro de ASE como tamanho da amostra. As amostras de 3 e 4 cm, na região de 1.540 a 1.580 nm, demonstram diferença de cerca de 2 dB em relação as suas máximas potências, e as amostras com 7 e 9 cm, na faixa de 1.560 a 1.610 nm, apresentam diferença menor que 1 dB para o bombeio de 50 mW. Na Fig. 44 (b), a potência de ASE das fibras de 3 e 4 cm demonstram diferenças menores ao longo do espectro se comparadas às da Fig. 44 (a), além do valor de potência de ASE aumentar em cerca de 2 dB.



Fig. 44 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia co-propagante e bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW, tendo as amostras de comprimento 3, 4, 7 e 9 cm como parâmetro.

Nesta figura com maior detalhe, é possível confirmar a amostra de 7 cm com um comportamento promissor na faixa do espectro entre 1.560 e 1.610 nm. A amostra de 9 cm também registra um aumento no valor de ASE quando aplicado o bombeio de 100 mW, porém menor que o da amostra de 7 cm.

Os gráficos da Fig. 45 apresentam os espectros de ASE para a topologia contrapropagante, tendo o tamanho da amostra da fibra como parâmetro e bombeio de 50 mW. Neste caso, o bombeio se concentra na extremidade da amostra cujo sinal será captado pelo AEO. Como consequência, a ASE gerada sofre menos o fenômeno de absorção nos comprimentos mais longos de amostras. Na Fig. 45 (a), a amostra de 6 cm destaca-se com o maior valor de ASE. Já na Fig. 45 (b), a amostra de 9 cm é a que apresenta maior potência, com o pico em torno de 1.535 nm. Nos gráficos para bombeio em 100 mW, que podem ser observados na Fig. 46, os comportamentos da ASE não se modificam de forma significativa em relação aos da Fig. 45, apenas com aumento médio de 2 dB em amplitude.



Fig. 45 - Espectro de ASE para a topologia contra-propagante e bombeio de 50 mW, tendo o comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm.

A Fig. 47 mostra os espectros de ASE das Fig. 45 e 46 com maior detalhe (faixa de 1.520 a 1.620 nm), para alguns comprimentos de amostras. Observa-se que o comprimento da amostra torna-se pouco determinante na forma do espectro de ASE, pois a diferença entre eles encontra-se dentro do erro de acoplamento. No entanto, isto não significa que um sinal a ser amplificado na topologia contra-propagante não seja influenciado pelo comprimento da fibra dopada.



Fig. 46 - Espectro de ASE para a topologia contra-propagante e bombeio de 100 mW, tendo o comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm.



Fig. 47 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia contra-propagante e bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW, tendo as amostras de comprimento 3, 6, 7 e 9 cm como parâmetro.

Os resultados para a topologia de duplo-bombeio ou bombeio bi-direcional é a última a ser apresentada nesta análise do espectro de ASE, tendo o comprimento da amostra como parâmetro. A Fig. 48 mostra os gráficos obtidos para cada bombeio em 50 mW. O uso de dois bombeios provocou o aparecimento mais expressivo de dois picos de ASE, próximos a 1.530 e a 1.560 nm. Estes dois picos e a pouca diferença em amplitude entre os mesmos confirmam o resultado das configurações anteriores atuando em conjunto e permitindo diferentes aplicações, assim como o material dopado potencializado e melhor aproveitado.

Novamente, quando a potência de bombeio em ambos os lados sobem para 100 mW, observa-se apenas um aumento da amplitude da ASE em relação aos gráficos da Fig. 48, como

pode ser observado na Fig. 49. Apenas as amostras de 10 e 11 cm apresentaram uma alteração espectral mais pronunciada. Além disto, as amostras de 3 e 9 cm são as que apresentaram amplitude mais uniforme na faixa de 1.530 a 1.570 nm.

Por fim, a Fig. 50 mostra os espectros de ASE das Fig. 48 e Fig. 49 em maior detalhe (faixa de 1.520 a 1.620 nm), para alguns comprimentos de amostras. É possível observar o quanto o bombeio de 100 mW é mais eficiente por resultar em menor desnível do espectro entre 1.520 e 1.620 nm. Porém, como para a topologia contra-propagante, as diferenças de amplitudes da ASE para as diferentes amostras encontram-se dentro do limite de erro de acoplamento, restringindo a conclusão sobre qual o comprimento de amostra que melhor aproveita a energia de bombeio.



Fig. 48 - Espectro de ASE para a topologia de duplo bombeio de 50 mW, tendo o comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm.



Fig. 49 - Espectro de ASE para a topologia de duplo bombeiode100 mW, tendo o comprimento da amostra como parâmetro, para amostras de (a) 2 a 6 cm e (b) 7 a 11 cm.

Com os resultados apresentados até o momento, ainda não foi possível alcançar a saturação da fibra pelo bombeio, que é quando a aplicação de um determinado valor de potência de bombeio faz o nível metaestável ficar totalmente ocupado, ou seja, a partir deste valor de potência, o aumento do mesmo não irá ocasionar em mais absorções de energia e interações pelo material. Mesmo assim, os dois lasers de bombeio disponíveis foram ajustados para as máximas potências possíveis de saída. No caso do sentido co-propagante, essa foi de 100 mW (Laser 1 na Fig. 26), e no do sentido contra-propagante, por volta de 150 mW (Laser 2 na Fig. 26). Desta forma é possível identificar visualizando o gráfico da Fig. 51 que o valor de ASE ainda cresce cerca 1,5 dB se comparado ao gráfico da Fig. 50 (b) se o Laser 2 passa a operar em 150 mW. Isto comprova a necessidade de aumentar o valor da potência de bombeio para que a saturação seja alcançada, assim como aperfeiçoar a técnica de acoplamento do mesmo.



Fig. 50 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia de duplo bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW, tendo as amostras de comprimento 3, 6, 7 e 9 cm como parâmetro.

Para se avaliar os desempenhos iniciais das diferentes amostras de EYDTF sob as várias condições de aplicação de bombeio (configurações e potência) e concluir que amostras devem ser utilizadas nas próximas etapas experimentais, a Fig. 52 mostra os valores de pico de ASE obtidos dos espectros da Fig. 42 até a Fig. 50, em função do comprimento da amostra, tendo a topologia de bombeio como parâmetro. Apesar dos valores de pico não necessariamente acontecerem para o mesmo comprimento de onda nas diferentes medições, observa-se que, para a configuração com bombeio co-propagante, os picos de ASE ocorrem para os comprimentos de amostra de 3 e 6 cm. Após 7 cm, o valor de ASE diminui proporcionalmente com o valor do bombeio.



Fig. 51 - Espectro de ASE mais detalhado para a topologia de duplo bombeio, com 100 mW para o Laser 1 e 150 mW para o Laser 2, tendo as amostras de comprimento 3, 6, 7 e 9 cm como parâmetro.

Acredita-se que este comportamento se deve ao bombeio já não ser suficiente para manter o nível de ASE a partir deste comprimento da amostra, em razão da maior absorção de energia provocada pela quantidade de dopantes presentes na amostra. Além deste fenômeno, o érbio apresenta propriedades físicas de absorção na região em que a ASE está sendo gerada e, portanto, é esperado que o maior tamanho da fibra reduzisse a ASE na parte final da amostra. Nota-se, também, uma variação acentuada nos valores de pico da ASE entre os comprimentos da amostra de 4 e 6 cm. Isso pode ter ocorrido devido a falta de precisão do método de clivagem para a fibra de telurito (foram realizadas 3 medições para cada uma das amostras distintas de mesmo comprimento) e, consequentemente, comprometendo o acoplamento de luz e provocando um valor de ASE inferior. Deve-se ressaltar que os comprimentos das amostras são aproximados, onde, na verdade, algumas variavam de alguns milímetros.

Considerando-se a topologia com bombeio contra-propagante, a comparação entre os resultados obtidos para as duas potências de bombeio empregadas mostra que a amostra de 9 cm apresenta o maior valor de pico de ASE, seguido pelas de 6 e 7 cm. Para este sentido de bombeio, devido à falta de lasers mais potentes, também não foi possível se alcançar a saturação de bombeio. De maneira geral, uma variação menor dos valores de pico de ASE é observada neste sentido de bombeio para 100 mW aplicados. Isto, pois, devido ao bombeio estar concentrado do lado onde as medições são feitas, reduz-se o efeito da absorção na região de 1.550 nm, que atua de forma menos intensa se comparada à configuração anterior. Na configuração com duplo bombeio, que é um meio termo entre a amplificação e a adição de ruído no sinal, tem-se uma

distribuição constante do bombeio por toda a extensão do material, justificando o comportamento mais uniforme. Os melhores resultados aconteceram para as amostras de 3, 6 e 9 cm. Como já mencionado, esta topologia produziu valores de ASE com menores diferenças de valores de pico para os diferentes comprimentos das amostras.



Fig. 52 - Valor de ASE em função do comprimento de amostra, tendo as topologias como parâmetro; (a) bombeio em 50 mW e (b) bombeio em 100 mW.

Como na configuração contra-propagante a concentração de população é maior no final da fibra por sua proximidade com a entrada do bombeio, é visto no gráfico da Fig. 52 (a) que a ASE possui valores superiores aos da configuração co-propagante. Outra característica observada por este gráfico é que, após o 7 cm, as configurações de contra-propagante e duplo bombeio praticamente apresentam o mesmo valor de pico. Isso justifica o fato de que, depois de um determinado comprimento de amostra de EYDTF, o bombeio para a topologia de sentido co-propagante se torna fraco ao final da amostra por causa da alta absorção dos íons de érbio e itérbio. Assim, o valor de ASE pode se tornar maior quando há contribuição de bombeio no sentido contra-propagante, o que pode não necessariamente ocasionar em um maior ganho do sinal, pois o mesmo sofrerá atenuações do inicio da fibra nesta topologia.

Por fim, os resultados para o sentido co-propagante na Fig. 52 mostram que a fibra de 6 cm apresenta um comportamento diferente, possivelmente sendo o comprimento ótimo para esta configuração. É possível observar também que, para essa mesma topologia, o valor de pico de ASE cresce em relação ao aumento da potência de bombeio.

Assim, considerando-se os resultados apresentados na Fig. 52, pode-se observar que as curvas para as diferentes potências de bombeio mantêm um mesmo padrão de variação para cada topologia, em particular. Além disso, os valores de pico da ASE apresentam máximos locais para diferentes faixas de comprimentos das amostras. Esses máximos tendem a aparecer em torno dos comprimentos de 3, 6 e 9 cm, que coincidem com os máximos locais da configuração com duplo bombeio. Assim sendo, e por essa topologia apresentar os melhores resultados para comprimentos de amostras mais curtos, esses comprimentos de amostra foram escolhidos para os próximos experimentos envolvendo amplificação e tentativa de geração laser.

5.2 Amplificador óptico

Nesta seção, serão apresentados os resultados obtidos pertinentes à análise de amplificação óptica em duas seções: ASE e ganho *on-off*. Deve-se ressaltar que, apesar da amostra de 3 cm ter sido selecionada para as próximas etapas experimentais, essa foi danificada na remoção de seu suporte e descartada. Assim sendo, as amostras escolhidas para a avaliação de amplificação óptica foram as de 2, 6 e 9 cm, por terem apresentado melhor clivagem e regularidade durante as medições. Estas se justificam pelos resultados apresentados na sessão anterior como também pela melhor praticidade de manuseio. Além disso, ainda que tenham sido realizadas medições variando-se a potência do sinal, conforme mencionado na Seção 4.6, serão aproveitados apenas os resultados de quando o atenuador foi ajustado em 5 dB. Isto, porque as demais atenuações não exibiram diferenças de comportamento além da atenuação aplicada.

5.2.1 Espectros de emissão espontânea amplificada

Apesar da Seção 5.1 ter sido dedicada à apresentação e análise do espectro de ASE da EYDTF sob várias circunstâncias, essa seção irá se dedicar a mostrar, com maior detalhamento, as características espectrais de ASE para os comprimentos das amostras que foram escolhidas para os experimentos, de acordo com [57]. Nas Fig. 53 e Fig. 54, apresentam-se os espectros de ASE entre 1.450 e 1.650 nm, para potências de bombeio de 50 mW e 100 mW, respectivamente, e comprimento da amostra de aproximadamente 2 cm, tendo as topologias co-propagante, contra-propagante e bi-direcional como parâmetro.



Fig. 53 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 2 cm e bombeio de 50 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-propagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional.



Fig. 54 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 2 cm e bombeio de 100 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-propagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional.

Além disso, estas figuras mostram, em detalhe, a faixa espectral entre 1.520 e 1.590 nm (faixa de sintonia do laser de sinal) para as mesmas topologias, (a) co-propagante, (b) contrapropagante e (c) bi-direcional, que servirão de referência para análise das características de amplificação apresentadas adiante. O espectro de ASE da topologia co-propagante para bombeio em 50 mW, ainda que com menores valores de pico, demonstra uma forma mais plana na região da Fig. 53 (a). Para a topologia contra-propagante, para o mesmo valor de bombeio, o espectro de ASE exibe um formato diferente, com maiores amplitudes na região de 1.530 nm, assemelhandose ao comportamento na mesma região de um EDFA. Por fim, o bombeio bi-direcional produz as maiores amplitudes em comparação as demais topologias, com largura de banda de 3 dB potencialmente disponível para amplificação entre 1.510 e 1.570 nm. Quando o bombeio passa a 100 mW (Fig. 54), a distribuição de ASE da topologia co-propagante se torna mais uniforme se comparada a do bombeio em 50 mW da Fig. 53. Já as outras duas topologias respondem por um ligeiro aumento na amplitude (alguns dB) na região entre 1.520 e 1.570 nm.

As Fig. 55 e Fig. 56 apresentam os resultados para os espectros de ASE quando uma amostra, agora de 6 cm, é submetida às mesmas condições de bombeio que as utilizadas nas Fig. 53 e Fig. 54. Os gráficos em detalhe também cobrem a mesma região que a anterior e servem para o mesmo propósito posterior. Para esse comprimento de amostra, o comportamento mostrado pela topologia co-propagante difere de maneira significativa do anterior. A amostra de 6 cm, por ser mais longa, contém mais íons de érbio e itérbio disponíveis para absorção do sinal de bombeio e da própria ASE. Assim, a ASE gerada na região de entrada da amostra passa a ser absorvida no restante do material, principalmente na faixa de atuação do érbio, deformando o espectro em relação ao observado nas Fig. 53 e Fig. 54 para a mesma topologia. As configurações de bombeio contra-propagante e bi-direcional, por apresentarem concentração de bombeio na saída da amostra, ou seja, na região mais próxima ao AEO, têm amplitudes muito próximas àquelas apresentadas nas Fig. 53 e Fig. 54. Confrontando-se as três topologias, as de bombeio contra-propagante e bi-directional mostram-se com amplitudes da ordem de 6 a 8 dB superiores que as da co-propagante. Na Fig. 56, com o bombeio em 100 mW, pouca variação em relação aos resultados da Fig. 55 é apresentado. A topologia bi-direcional destaca-se, como o esperado, com a largura de banda espectral de 70 nm.

Nas Fig. 57 e Fig. 58, apresentam-se os resultados para os espectros de ASE de uma amostra com 9 cm, que é submetida às mesmas condições de bombeio anteriores (50 e 100 mW). Os gráficos em detalhe também cobrem as mesmas regiões do espectro. Para este comprimento de amostra, o comportamento mostrado pela topologia co-propagante é similar ao obtido para a amostra de 6 cm, porém com amplitudes menores da ordem de 1 dB. A amostra de 9 cm, sendo ainda mais longa, contém mais íons de érbio e itérbio disponíveis para absorção do sinal de bombeio e da própria ASE. Assim, a ASE gerada na região de entrada da amostra passa a ser

absorvida no restante do material e, principalmente, na faixa de atuação do érbio, deformando o espectro em relação ao observado nas figuras anteriores da mesma topologia.



Fig. 55 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 6 cm e bombeio de 50 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-propagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional.



Fig. 56 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 6 cm e bombeio de 100 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-propagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional.

As configurações de bombeio contra-propagante e bi-direcional têm amplitudes maiores, porém, próximas daquelas apresentadas nas Fig. 55 e Fig. 56. Ao comparar as três topologias, a de bombeio contra-propagante e bi-direcional mostram-se com amplitudes da ordem de até 10 dB superiores que as da co-propagante. Com o bombeio em 100 mW, Fig. 58, pouca variação no formato espectral em relação aos resultados da Fig. 57 são observados, mas as amplitudes são cerca de 1 a 3 dB maiores que as do caso anterior. A topologia bi-direcional também se destaca para este comprimento de amostra, como o esperado.



Fig. 57 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 9 cm e bombeio de 50 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-propagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional.



Fig. 58 - Espectros de ASE para uma amostra de EYTDF de 9 cm e bombeio de 100 mW, para as configurações avaliadas. Em detalhe, a região entre 1.520 e 1.590 nm para as topologias (a) co-propagante, (b) contra-propagante e (c) bi-direcional.

5.2.2 Ganho óptico on-off

Uma das principais dificuldades nos experimentos conduzidos foi a dificuldade em se determinar a potência acoplada à EYDTF, seja esta para o sinal ou bombeio. O que se sabe é que o atenuador óptico controla a potência de entrada de sinal na fibra dopada e há a possibilidade de se medir a potência na saída do rabicho de fibra após o WDM 1 da Fig. 26. Como o cálculo do ganho pressupõe o conhecimento da potência que é injetada, fica difícil a determinação desse parâmetro. Assim sendo, para se ter uma ideia da contribuição em termos de amplificação que a EYDTF poderia fornecer, definiu-se o termo ganho óptico *on-off* no final do Capítulo 4. O ganho *on-off* corresponde à razão entre as potências de saída do sinal com e sem a aplicação de bombeio medidas no AEO. O valor máximo de potência de sinal na saída do rabicho de fibra de sílica foi de -5 dBm, que foi utilizado nos experimentos cujos os resultados são mostrados na sequência. Portanto, tendo-se os comprimentos das amostras de EYTDF de 2, 6 e 9 cm e as potências de bombeio em 50 e 100 mW como parâmetros. As medidas foram tomadas individualmente a cada comprimento de onda do laser de sinal, em passos de 3nm entre 1.525 e 1.585 nm.

Para ilustrar o procedimento de cálculo do ganho *on-off*, serão apresentados os espectros do sinal de saída para três comprimentos de onda, que representam comportamentos locais entre 1.525 e 1.585 nm, em situações sem e com a aplicação de bombeio. O comprimento de amostra utilizado, nesse caso, será o de 2 cm, porém, o mesmo procedimento deve ser repetido para as outras amostras e demais comprimentos de onda do sinal de entrada. A Fig. 59 mostra o sinal de saída em 1.534, 1.552 e 1.573 nm antes da aplicação de bombeio. Os valores de potência dos sinais (em dBm) da Fig. 59 servem de referência para o calculo do ganho *on-ff*,. Além disso, observa-se uma diferença de até 5 dB nos valores de pico dos sinais, o que pode ter sido ocasionado pela absorção dos íons de Er e Yb ou pela perda de alinhamento durante a captura dos pontos experimentais.

Já a Fig. 60 mostra o espectro do sinal de saída para os mesmos comprimentos de onda da Fig. 59 quando o bombeio é aplicado em (a) 50 mW e (b) 100 mW, tendo as topologias copropagante, contra-propagante e bi-direcional como parâmetro. Nessa figura, observa-se que a potência dos sinais (em dBm) aumenta consideravelmente em relação aos valores observados na Fig. 59. O ganho *on-off* é obtido calculando a diferença em dB entre os valores de pico nos dois gráficos, o que equivale à razão entre as potências do sinal com e sem bombeio.



Fig. 59 - Espectro de saída para o comprimento de amostra de EYDTF de 2 cm com a aplicação de sinal em 1.534, 1.552 e 1.573 nm de -5dBm à entrada da fibra, sem a aplicação de bombeio.



Fig. 60 - Espectros de saída para o comprimento de amostra de EYDTF de 2 cm com a aplicação de sinal em 1.534, 1.552 e 1.573 nm de -5dBm à entrada da fibra, tendo as topologias como parâmetro, para bombeio (a) em 50 mW e (b) 100 mW.

Ainda com relação a Fig. 60, quando a potência de bombeio foi de 50 mW, Fig. 60 (a), o sinal em 1.573 nm para a topologia contra-propagante apresenta o maior valor de potência, seguido pelos sinais das topologias co-propagante e bi-direcional. Já o sinal em 1.534 e 1.552 nm, mostram-se com diferenças de potência da ordem de 2 dB para as diferentes topologias. Na Fig. 60 (b), a potência de bombeio é ajustada em 100 mW. Se comparado a Fig. 60 (b) com a Fig. 60 (a), verifica-se pouca variação no sinal de saída em 1.534 nm, e um maior valor de potência para as três topologias no sinal em 1.552 nm. Além disso, no sinal em 1.573 nm apenas a topologia

contra-propagante não aumentou o valor do sinal. Nota-se também que a ASE na base do sinal mesmo sendo mais alta para a topologia bi-direcional, não resultou diretamente em maior valor de potência, o que possivelmente pode ter sido ocasionado pelo desalinhamento da fibra no comprimento de onda em especifico.

Dessa forma, adotando o procedimento de cálculo do ganho *on-off* ilustrado acima, as Fig. 61, Fig. 62 e Fig. 63 apresentam os resultados do ganho *on-off* para toda a faixa do espectro analisada (1525 a 1585 nm, em intervalos de 3 nm) para as topologias co-propagante, contrapropagante e bi-direcional, respectivamente, tendo-se os comprimentos das amostras de EYTDF de 2, 6 e 9 cm como parâmetro, e as potências de bombeio em (a) 50 e (b) 100 mW.

Para a configuração co-propagante, a amostra de 2 cm apresenta ganho por toda a faixa espectral avaliada, porém, como pode ser observado na Fig. 61, este ganho demonstra variação significativa de valores. O comportamento do perfil do ganho não segue exatamente o esperado, quando comparado aos resultados das curvas de ASE da seção anterior. Por outro lado, os valores de ganho são superiores aos conseguidos com fibras de vidro telurito dopadas apenas com érbio na região de 1.550 nm [13]. Quando o bombeio passa de 50 para 100 mW, fica aparente a saturação até 1.560 nm, ou seja, sem alteração significativa do ganho com o aumento da potência de bombeio. A partir de 1.560 nm, o ganho apresenta variações expressivas, chegando a uma diferença da ordem de 5 dB como bombeio de 100 mW.



Fig. 61 - Espectro do ganho *on-off* para o bombeio co-propagante, tendo o comprimento da amostra de EYTDF como parâmetro, para bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW.

Se a amostra de 6 cm é utilizada, pode-se dizer que ganho *on-off* efetivo só fica evidente a partir de 1.560 nm, atingindo valores de até 18 dB quando o bombeio de 100 mW é utilizado. Para o bombeio de 50 mW, observa-se inclusive, uma faixa onde a atenuação do sinal prevalece. No caso da amostra de 9 cm, nenhum valor relevante de ganho foi verificado, existindo inclusive, várias regiões de atenuação, tanto para o bombeio de 50 mW como para o de 100 mW. Destes resultados obtidos, conclui-se que a topologia co-propagante requer uma amostra mais curta para fornecer ganho por uma faixa considerável de sintonia do laser de sinal.

Para a configuração contra-propagante, cujos resultados estão mostrados na Fig. 62, podese observar a mesma tendência de saturação vista na Fig. 61. Quando usado bombeio em 50 mW, tem-se um comportamento de ganho semelhante ao da configuração anterior, porém, para o bombeio de 100 mW, observa-se um ganho bem mais plano. Nesse caso, as oscilações residuais podem ser justificadas devido ao desalinhamento provocado pela exposição das pontas da fibra a altas potências durante o longo intervalo de tempo nas medições dos primeiros comprimentos de onda. Para a amostra de 6 cm, mesmo existindo uma ASE mais expressiva na configuração contra-propagante, o ganho não seguiu o mesmo comportamento devido, principalmente, à alta absorção do sinal provida pelos elementos dopantes. Assim como na configuração anterior, a amostra de 9 cm não apresentou resultados significativos. Voltando-se à amostra de 2 cm e desconsiderando-se a instabilidade de acoplamento, que é resultado de expansões térmicas provocando o movimento da fibra de telurito quando aplicado altas concentrações de bombeio, a aplicação do bombeio de100 mW resulta em um ganho relativamente plano entre 1.535 e 1.585 nm, alcançando 50 nm de banda e apresentando diferenças de ganho menores que 3 dB para um valor médio de 25 dB. Este comportamento mostra o potencial promissor desta fibra para atuar em regiões não alcançadas pelo EDFA.

O comportamento do ganho para a configuração de bombeio bi-direcional, mostrado na Fig. 63, aproxima-se daquele observado anteriormente para a ASE, com dois picos de ganho próximos das regiões de 1.540 e 1.575 nm. A amostra de 2 cm apresenta ganhos expressivos, como nas outras configurações (Fig. 61 e Fig. 62), mas com uma variação ligeiramente menor para ambos valores de bombeio. Isso tende a aumentar a faixa utilizável para amplificação. De maneira semelhante à configuração co-propagante, o bombeio em 100 mW também é responsável por maiores ganhos por quase toda a faixa inspecionada.



Fig. 62 - Espectro do ganho *on-off* para o bombeio contra-propagante, tendo o comprimento da amostra de EYTDF como parâmetro, para bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW.



Fig. 63 - Espectro do ganho *on-off* para o bombeio bi-direcional, tendo o comprimento da amostra de EYTDF como parâmetro, para bombeio de (a) 50 e (b) 100 mW.

De forma geral, menores valores de ganho *on-off* são vistos na região entre 1.545 e 1.565 nm para os três comprimentos de amostras analisados. Portanto, vale ressaltar que o acoplamento de sinal na amostra varia com o comprimento de onda do sinal, assim, como já explicado, os experimentos realizados utilizou-se de ajuste inicial um meio termo entre o maior valor de potência alcançado em 1.550 nm e a maior ASE gerada.

Os ganhos da amostra de 6 e 9 cm apresentaram valores pouco relevantes. Como já mencionado, acredita-se que a razão para isso esteja na quantidade de potência utilizada e em seu acoplamento à amostra. A exposição da EYTDF aos altos valores de potência de bombeio pode

ocasionar algum tipo de força mecânica ou efeito térmico (ponto de fusão do vidro telurito é bem menor que o do vidro de sílica) nas extremidades da fibra, levando à perda do acoplamento nos rabichos de fibra de sílica. Mesmo assim, acredita-se que a fibra possa apresentar uma faixa de atuação de até 70 nm, seguindo a tendência do espectro de ASE e do ganho *on-ff*, com a melhoria das técnicas de acoplamento óptico. Estes resultados frisam que a fragilidade da fibra provoca dificuldade na realização de acoplamento, afetando assim, a estabilidade de ganho nos diferentes comprimentos de onda.

5.3 Laser

No Capítulo 4 foram apresentadas as configurações de circuito óptico a serem utilizadas na investigação de geração laser por meio de amostras de EYDTF. Além das duas propostas apresentadas, utiliza-se o espectro de ASE para a condição de duplo bombeio obtido via o diagrama da Fig. 26 sem o acoplamento de sinal e o atenuador, como referência de comparação para os resultados. A partir deste momento, adotar-se-ão as nomenclaturas de DB, para o duplo bombeio, de L1, para a Proposta 1 (uso de filtro sintonizável, Fig. 27) e de L2, para a Proposta 2 (uso de filtro sintonizável e circuladores ópticos, Fig. 28).

Para o inicio das medições de tentativa na geração laser, não houve tempo hábil de tratar os resultados de amplificação óptica. Portanto, não se sabia que a amostra de 2 cm apresentava melhores resultados. Assim, mesmo sendo escolhida a partir dos resultados da Seção 5.1.1, a indisponibilidade no uso dos equipamentos do aparato experimental e a dificuldade na reprodução ideal de clivagem para o acoplamento nesta amostra de EYDTF, impossibilitaram os testes de geração laser neste comprimento de fibra.

Os gráficos das Fig. 64 (amostra de 6 cm) e Fig. 65 (amostra de 9 cm) apresentam valores de geração ASE em potência (dBm) com relação ao comprimento de onda. Após o aparato experimental ter sido preparado e feito o alinhamento das amostras de EYDTF aos rabichos de sílica, o filtro sintonizável foi configurado com largura de banda de 3nm. Durante as medições através do AEO, mudava-se a faixa de atuação do filtro a passos de 1nm entre 1.525 e 1.565 nm (faixa de atuação disponível), e era conferido se o alinhamento das amostras de EYDTF estava gerando o maior valor de ASE alcançado, a fim de identificar a possível geração laser.



Fig. 64–Espectro de potência da tentativa de geração Laser para uma amostra com 6 cm de comprimento, tendo os tipos de proposta como parâmetro; (a) espectro entre 1.450 e 1.650 nm, (b) em destaque o espectro entre 1.500 e 1.600 nm.



Fig. 65 - Espectro de potência da tentativa de geração Laser para uma amostra com 9 cm de comprimento, tendo os tipos de proposta como parâmetro; (a) espectro entre 1.450 e 1.650 nm, (b) em destaque o espectro entre 1.500 e 1.600 nm.

Os valores mostrados nestes gráficos já consideram a perda de potência na medição ocasionada pelo equipamento acoplador 50/50% (a perda encontrada em decibéis após o sinal passar pelo mesmo foi medido em 2 dB). Em relação ao formato de ASE da Fig. 64, é interessante o aparecimento de dois picos de maiores potência entre 1.530 e 1.570 nm com diferença de poucos dB. Já no formato de ASE da Fig. 65, próximo ao comprimento de onda de 1.530 nm, o valor de potência é relativamente maior se comparado à amostra de 6 cm de

comprimento, além disto, a distribuição de potência ao longo da faixa analisada não se comporta de forma plana.

Os valores de ASE obtidos nas três propostas apresentadas nas Fig. 64 e Fig. 65 não foram capazes de produzir emissões estimuladas. Comparando os resultados entre a L1 e L2, é possível identificar que apesar dos circuladores ópticos estarem atenuando a re-passagem do sinal de bombeio, a proposta que os utiliza apresenta valores de potência na região de 1.560 nm em cerca de 0,5 dB maior do que na proposta que não estão sendo utilizados. No entanto, devido a complicações de acoplamento de luz na fibra testada, as duas propostas de re-circulação e re-aproveitamento da energia existente no sistema não exibiram resultados melhores que a montagem simples de duplo-bombeio. Se comparado o comportamento de ASE entre as amostras de 6 e 9 cm, a de 9 cm, que é vista na Fig. 65, apresentou potência de cerca de 2 dB maior que a de 6 cm. Porém, na amostra de 6 cm o formato da ASE é mais plano. Portanto, a fibra de 9 cm é a mais promissora a geração de emissão estimulada.

A partir destes resultados, não foi verificada a geração laser. A razão para isso se deve, principalmente, à qualidade ruim de acoplamento das amostras de EYDTF aos rabichos de fibra. A proposta com o uso de apenas um filtro sintonizável (Fig. 27), mesmo selecionando o comprimento de onda para a tentativa de geração laser, pode não ter removido a influência do restante da ASE na absorção de energia dos íons presentes na amostra. Com o intuito de remover a influência indesejada de ASE, previa-se a utilização de isoladores ópticos, porém, os mesmos exibiram altos valores de atenuação (3 dB) quando inseridos no aparato experimental. Na proposta de inclusão dos dois circuladores ópticos e de um acoplador de 50/50% (Fig. 28), foi observada uma pequena melhora na eficiência de utilização dos bombeios; entretanto, isso também não foi capaz de promover geração laser. Sendo assim, é necessário melhorar a técnica de acoplamento ou aumentar ainda mais a potência do laser de bombeio para se aproximar do ponto ótimo de absorção do material, provocando emissões estimuladas.

Capítulo 6

Conclusões e Trabalhos Futuros

Nesta dissertação, apresentaram-se os resultados obtidos na análise experimental das características de amplificação de fibras ópticas feitas com vidro de telurito dopado com érbio e itérbio, além de uma avaliação do desempenho desse meio ativo na geração de laser por meio de laços de realimentação. O procedimento de caracterização utilizou diferentes comprimentos de amostras, tendo como parâmetro a potência de bombeio e o tipo de configuração.

Mesmo havendo problemas significativos de acoplamento de luz, a aproximação entre as faces dos rabichos de sílica e da amostra de EYTDF foi a única solução possível com algum grau de eficiência de alinhamento para a análise proposta. As dificuldades de clivagem da fibra de telurito e os altos valores de índice de refração provocaram perdas por espalhamento e por reflexões de boa parte da luz incidente, o que gerou instabilidades durante as medições com a variação do comprimento de onda. Além disso, efeitos mecânicos ou térmicos (ponto de fusão do vidro telurito é bem menor que o do vidro de sílica) nas extremidades da fibra também levaram à perda do acoplamento dos ou para os rabichos de fibra de sílica.

A análise inicial para a escolha dos tamanhos das amostras a serem avaliadas nas etapas de amplificação óptica e geração laser foram realizadas em relação aos valores de pico de ASE para diferentes configurações de bombeio. Assim, os resultados da Fig. 52, que mostram os valores de pico da ASE, indicaram os máximos locais para diferentes faixas de comprimentos das amostras. Logo, as amostras utilizadas para a avaliação de amplificação óptica foram as de 2, 6 e 9 cm (estas também apresentaram melhor clivagem e praticidade de manuseio).

Pôde-se verificar a possibilidade de se compensar, ainda que parcialmente, a atenuação do sinal que se propaga pelas amostras após a aplicação de bombeio. Os resultados obtidos pertinentes à análise de amplificação óptica foram divididos em duas seções: ASE e ganho *on-off*. Com relação aos espectros de ASE, em geral, o bombeio de 100 mW produziu valores potência superiores aos conseguidos com o bombeio em 50 mW.

Já no cálculo do ganho *on-off*, foram apresentados os espectros do sinal de saída em três comprimentos de onda, os quais permitiram observar que: a maior ASE não resultou diretamente em maior valor de potência, e a topologia bi-direcional proporcionou o melhor resultado, apesar do aumento modesto na potência de saída de sinal para as amostras de 6 e 9 cm. De fato, a amostra de 2 cm sob bombeio bi-direcional de 100 mW proporcionou um aumento do sinal de saída de até 30 dB para uma banda de 50 nm. Em geral, a amostra de 2 cm apresentou resultados de ganho óptico *on-off* superiores aos das amostras de 6 e 9 cm em até 25 dB. Porém, o ganho constante das amostras de 6 e 9 cm nas diferentes regiões de comprimento de onda, evidenciou a possível aplicação por toda a faixa entre 1.525 e 1.585 nm.

Por fim, o maior valor de potência de bombeio produziu os maiores valores de ganho ao longo de todo o espectro analisado apenas para a configuração bi-direcional. Acredita-se que, para as configurações co-propagante e contra-propagante, a saturação no início da fibra devido à alta concentração de dopantes tenha ocasionado a absorção de energia da própria ASE gerada ao longo da amostra. Além disso, ao se comparar os resultados obtidos com outro trabalho do mesmo grupo, onde a fibra utilizada era de telurito dopada somente com érbio e de 10 cm de comprimento [11,13], foi visto que a amostra de EYDTF apresentou valores de ganho óptico *on-off* em até 15 dB maiores na faixa de 1.550 nm.

O uso da fibra de EYDTF como meio ativo não apresentou resultados de geração laser, visto que os processos de seleção de uma faixa de comprimento de onda e de reaproveitamento da energia de bombeio nos aparatos experimentais propostos não foram capazes de criar uma cavidade óptica com ganho suficiente para provocar oscilações laser. O uso do filtro sintonizável num laço sem os isoladores pode não ter sido suficiente para remover a influência indesejada da ASE em uma das direções, como também o reaproveitamento da energia de bombeio por meio dos circuladores ópticos não foi capaz de prover a emissão estimulada necessária. Os problemas de acoplamento podem também ter influenciado de forma significativa no desempenho da amostra como meio ativo.

Várias alternativas para solução de alinhamento foram testadas, porém não apresentaram resultados expressivos, além da que foi descrita nesse trabalho. No futuro, deve-se buscar o aprimoramento dessas técnicas por meio do estudo das propriedades físicas do material como requisito para uma melhor solução de acoplamento. Caso este problema seja solucionado, a EYDTF torna-se uma opção viável para aplicações que envolvam amplificação óptica, e sua aplicação comercial passará a ser vista com melhores perspectivas.

Na investigação de geração laser, podem ser acrescentados alguns componentes ópticos ao aparato experimental de forma conjunta ou não, sendo estes: isoladores de baixas perdas para evitar a realimentação de toda a ASE; dois filtros sintonizáveis de faixas nas saídas dos WDMs, potencializando a realimentação apenas na faixa de interesse; acopladores ópticos de 99/1% maximizando o retorno do sinal filtrado; e, também, alguns tipos de refletores, possibilitando outros tipos de configurações ressonantes que promovam a seleção do sinal a ser gerado.

Referências Bibliográficas

- [1] E. B. Desurvire, "Optical communications in 2025", Anais da European Conference on Optical Communication, ECOC, vol. 1, pp. 5-6, 2005.
- [2] J. B. Westgard, "Electrodynamics: a Concise Introduction", 1^a ed. New York, EUA: Springer, 1997.
- [3] G. P. Agrawal, "Ligthwave Techinology: Telecommunication Systems". 1^aed. Hoboken, EUA: Wiley, 2005.
- [4] V. Savignano, e E. Valente, (2007, Maio), 30 anos da fibra óptica brasileira [Online]. Disponível em: http://www.ifi.unicamp.br/foton/fibraoptica30anos
- [5] W. F. Giozza, E. Confort e H. Valdman, "Fibras Ópticas, Tecnologia e Projeto de Sistemas", 1ª ed., São Paulo: Makron, 1991.
- [6] P. C. Becker, N. A. Olsson e J. R. Simpsom, "Erbium-doped Fiber Amplifiers Fundamentals and Technology", 1^a. ed., San Diego, EUA: Academic Press, 1999.
- [7] A. S. S. de Camargo, "Caracterização Espectroscópica de Possíveis Meios Ativos para Lasers de Nd³⁺ e Tm³⁺", Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2003.
- [8] J. Hecht, "The evolution of optical amplifiers", *Optics Photonics News*, vol. 15, n^o 15, pp. 36-39, 2002.
- [9] G. P. Agrawal, "Fiber-optic Communication Systems", 4^a ed., Hoboken, EUA: Wiley, 2010.
- [10] I. P. Kaminow e T. Li, "Optical Fiber Telecommunications IV a: Components", 1^a ed., San Diego, EUA: Academic Press, 2002.
- [11] R. Silva, "Avaliação Experimental das Características de Amplificação de Fibras de Vidro Telurito Dopado com Érbio", Dissertação de Mestrado, Departamento de Microonda e Óptica, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2008.
- [12] J. S. Wang, E. M. Vogel e E. Snitzer, "Tellurite glass: A new candidate for fiber devices", *Optical Materials* 3, vol. 3, n^o 3, pp. 187-203, 1994.

- [13] R. Silva, E. F. Chillce, C. L. César, L. C. Barbosa e A. C. Bordonalli, "Potential for 1550 nm broadband amplification by using different Er³⁺- doped tellurite fiber structures," Anais da Optical Fiber Communication Conference, OFC, pp. 1-3, 2009.
- [14] W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, L. Reekie, D. J. Taylor e D. N. Payne, "Er³⁺-Yb³⁺ and Er³⁺ doped fiber lasers", *J. Lightw. Technol.*, vol. 7, nº 10, pp. 1461-1465, 1989.
- [15] M. Karásek, "Optimum design of $Er^{3+}-Yb^{3+}$ codoped fiber for laser-signal high-pumppower applications", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, n° 10, pp. 1699-1705, 1997.
- [16] R. J. Essiambre e R. W. Tkach, "Capacity trends and limits of optical communication networks", *Proc. of the IEEE*, vol. 100, n° 5, pp. 1035-1055, 2012.
- [17] E. B. Desurvire, "Capacity demand and technology challenges for light wave systems in the next two decades", *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, n° 12, pp. 4697-4710, 2006.
- [18] A. Mori, Y. Ohishi e S. Sudo, "Erbium-doped tellurite glass fibre laser and amplifier", *Eletron. Lett.*, vol. 33, n° 10, pp. 863-864, 1997.
- [19] H. Ono, A. Mori, K. Shikano e M. Shimizu, "A low-noise and broad-band erbium-doped tellurite fiber amplifier with a seamless amplification band in the C- and L-bands", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, nº. 8, pp. 1073-1075, 2002.
- [20] J. Zhang, S. Dai, G. Wang, L. Zhang, H. Sun e L. Hu, "Investigation on upconversion luminescence in Er³⁺-Yb³⁺ codoped tellurite glasses and fibers", *Physics Letters A*, vol. 345, pp. 409–414, 2005.
- [21] Q. Nie, X. Wang, T. Xu, X. Shen e L. Liu, "Spectroscopic properties from Er³⁺/Yb³⁺ codoped tellurite glass and fiber", Anais do IEEE International Conference on Industry Informatics, pp. 1129-1134, 2006.
- [22] D. Shixun, X. Tiefeng, N. Qiuhua, X. Shen e X. Wang, "Fabrication and gain performance of Er³⁺/Yb³⁺ codoped tellurite glass fiber", *J. Rare Earths*, vol. 26, n° 6, pp. 915, 2008.
- [23] S. M. Eaton, T. Fernandez, G. D. Valle, M. Irannejad, G. Jose, A. Jha, G. Cerullo, P. Laporta e R. Osellame, "100-nm internal gain bandwidth in Er:Yb-doped phosphotellurite waveguides written by femtosecond laser", Anais da Conference on Lasers and Electro-Optics, pp. 1-2, 2010.
- [24] J. Lousteau, D. Milanese, S Abrate, N. Boetti, M. Pittarelli, S. Barbero e M. Ferrari, "Tellurite glasses rare-earth doped optical fibre devices: recent progress and prospects", Anais da 12th International Conference on Transparent Optical Networks, pp. 1-4, 2010.
- [25] D. L. Yang, E. Y. B. Pun e H. Lin, "Er³⁺/Yb³⁺ codoped heavy metal germanium tellurite glass fiber amplifiers", Anais do 35th Optical Fiber Technology, ACOFT, 2010.

- [26] S. P. A. Osório, "Fabricação e Caracterização de Fibras Microestruturadas de Vidros Teluritos Dopados com Érbio", Tese de Doutorado, Departamento de Eletrônica Quântica, Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 2007.
- [27] N. C. A. de Sousa, "Caracterização das Propriedades Ópticas das Matizes Vítreas, Borato de Chumbo, Borato de Chumbo com Titânio, Silicato de Chumbo, e Silicato de Chumbo com Titânio", Dissertação de Mestrado, Instituo de Física, Universidade Federal de Alagoas, 2009.
- [28] S. Sakida, S. Hayakawa e T. Yoko, "Te NMR study of tellurite crystals", J. Noncrystalline Solids, vol. 243, pp. 1-12, 1999.
- [29] C. R. E. Gorvenia, "Fibras Ópticas de Vidros Teluritos Dopados com Érbio e Túlio para Amplificadores Ópticos de Grande Largura de Banda", Tese de Doutorado, Departamento de Eletrônica Quântica, Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 2004.
- [30] R. A. H. El-Mallawany, *Tellurite glasses handbook: physical properties and data*, Boca Raton, EUA: CRC Press LLC, 2002.
- [31] Y. Y. Nogochi, "Métodos de Preparação e Propriedades de Vidros Fluoretos", Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Centro de Ciências Exatas e Tecnologia, Universidade Federal de Mato Grosso do Sul, 2004.
- [32] M. Saad, "Fluoride glass fibers", Anais do IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting, pp. 81-82, 2011.
- [33] T. Schweizer, B. N. Samson, R. C. Moore, D. W. Hewake e D. N. Payne, "Rare-earth doped chalcogenide glass fibre laser", *Electron. Lett.*, vol. 33, n^o 5, pp. 414-416, 1997.
- [34] J. S. Wang, D. P. Machewirth, F. Wu, E. Snitzer e E. M. Vogel, "Neodymium-doped tellurite single-mode fiber laser", *Opt. Lett.*, vol. 19, n^o 18, pp. 1448-1449, 1994.
- [35] E. F. Chillcce, "Fibras Ópticas de Vidros Teluritos de Tungstênio para Amplificação de Grande Largura de Banda", Tese de Doutorado, Departamento de Eletrônica Quântica, Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 2005.
- [36] W. G. Quirino, "Produção e Caracterização de Dispositivos Orgânicos Eletroluminescentes (OLEDs) baseados em Complexos β-dicetonatos de Terras-Raras", Tese de Doutorado, Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2007.
- [37] Q.Y. Zhang, Z.M. Feng, Z.M. Yang e Z.H. Jiang, "Energy transfer and infrared-to-visible upconversion luminescence of Er³⁺/Yb³⁺ codoped halide modified tellurite glasses", *J. Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, vol. 98, pp. 167-179, 2006.

- [38] J. Nilsson, P. Scheer e B. Jaskorzynska, "Modeling and optimization of short Yb³⁺⁻ sensitized Er³⁺⁻doped fiber amplifiers", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 6, n° 3, pp. 383-384, 1994.
- [39] M. J. G. Digonnet, "Rare-Earth-doped Fiber Lasers and Amplifiers", 2^aed., New York, EUA: Marcel Dekker, 2001.
- [40] C. J. da Silva, "Efeito Térmico e Geração de Luz Visível em Amostras Vítreas Excitadas por Radiação no Infravermelho", Dissertação de Mestrado, Instituo de Física, Universidade Federal de Alagoas, 2002.
- [41] G.A. Kumar, E. de la Rosa e H. Desirena, "Radiativeand non radiativ spectroscopic properties of Er³⁺ ion in tellurite glass", *Opt. Commun.*, vol. 260, pp. 601-606, 2006.
- [42] H. Desirena, "Comparative study of the spectroscopic properties of Yb^{3+}/Er^{3+} codoped tellurite glasses modified with R₂O (R=Li, Na and K)", *J. Luminescence*, vol. 132, pp. 391-397, 2012.
- [43] G. C. Valley, "Modeling cladding-pumped Er/Yb fiber amplifiers", *Opt. Fiber Technol.*, vol. 7, pp. 21-44, 2001.
- [344] J. M. Senior, "Optical Fiber Communications Principles and Practice", 3^a ed., London, UK: Pearson, 2009.
- [45] J-P Goure e I. Verrier, "Optical Fibre Devices", 1^a ed., Bodmin, UK: IOP, 2002.
- [46] B. Bourliaguet, E. Emond, S. Mohrdiek, A.-C.Jacob-Poulin, P. -Y. Cortks e J. Lauzon, "Thulium-doped fibre amplifier using 1055 nm laser diode pumping configuration", *Electron. Lett.*, vol. 38, nº 10, pp. 447-448, 2002.
- [47] J. Dong, Y. Q. Wei, A. Wonfor e R. V. Penty, "Dual-pumped tellurite fiber amplifier and tunable laser using Er³⁺/Ce³⁺codoping scheme", *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, n° 11, pp. 736-738, 2011.
- [48] W. Xu, Y. Lin e C. Jiang, "Er³⁺ Tm³⁺ codoped tellurite fiber amplifiers for WDM systems: a theoretical analysis of BER and bandwidth", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 45, n° 1, pp. 3-9, 2009.
- [49] E. F. Chillcce, C. M. B. Cordeiro, E. Rodriguez, C. H. Brito Cruz, C. L. César e L. C. Barbosa, "Tellurite photonic crystal fiber with Er³⁺-Tm³⁺ for broadband optical amplifier in 1550nm", *Optical Components and Materials III*, 2006.
- [50] R. Ramaswami e K. N. Sivarajan, "Optical Networks a Pratical Perspective", 2^a.ed., London, UK: Academic Press, 2002.
- [51] S. Milo, "Análise de Desempenho de Topologias de Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio", Dissertação de Mestrado, Departamento de Microonda e Óptica,
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2003.

- [52] G. P. Agrawal e N. K. Dutta, "Semiconductors Lasers", 2^aed., Norwell, EUA: Kluwer Academic Publishers, 1993.
- [53] L. A. Coldren, G. A. Fish, Y. Akulova, J. S. Barton, L. Johansson e C. W. Coldren, "Tunable semiconductor lasers: a tutorial", *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, n^o 1, pp. 193-202, 2004.
- [54] H. J. R. Dutton, "Understanding Optical Communications", 1^aed, Research Triangle Park, EUA: IBM Corporation, 1998.
- [55] M. Young, "Óptica e Lasers", 1ª ed., São Paulo: Edusp, 1998.
- [56] Thorlabs (2015, fev), Sistemas de Conexão de Fibras [Online]. Disponível em http://www.thorlabs.de/navigation.cfm?guide_id=84
- [57] T.G. Montes, E.F. Chillcce, L. C. Barbosa e A. C. Bordonalli, "Avaliação experimental das características de amplificação óptica de fibras de vidro telurito dopado com érbio e itérbio", Anais do XXXI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Fortaleza, CE, 2013.