

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA - DEPARTAMENTO DE FÍSICA

TESE DE DOUTORADO

DESENVOLVIMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE
AMPLIFICADORES PARAMÉTRICOS E DE
AMPLIFICADORES E LASERS À FIBRA DOPADA
COM TÚLIO.

CLAUDIO FLORIDIA

RECIFE – PERNAMBUCO

MAIO – 2003

DESENVOLVIMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE AMPLIFICADORES
PARAMÉTRICOS E DE AMPLIFICADORES E LASERS À FIBRA
DOPADA COM TÚLIO.

por

CLAUDIO FLORIDIA

MESTRE EM CIÊNCIAS

EM

GEOFÍSICA (Universidade Federal da Bahia – 1998)

TESE DE DOUTORADO

Submetida em satisfação parcial dos requisitos ao grau de

DOUTOR EM CIÊNCIAS

EM

FÍSICA

ao

Departamento de Física

da

Universidade Federal de Pernambuco

Comissão Examinadora

Dr. Anderson S. L. Gomes - Orientador

Dr. Cid B. de Araújo

Dr. Lúcio H. Acioli

Dr. Miriam R. X. de Barros

Dr. Nilson Dias Viera Jr.

Data da aprovação: 30 de maio de 2003

À minha esposa Marília, à minha
esposa Marília, à minha esposa
Marília.

“Mais Inteligente é aquele que sabe
que não sabe”.

Sócrates

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Anderson S. L. Gomes, pela orientação e dinamismo contagiante que tornou o ambiente de trabalho estimulante e produtivo.

Aos colegas do grupo de fotônica, Mariana Carvalho, Michael Sundheimer, Carmelo, Guga, Geraldo, Valdeci, Paola, pelo companheirismo, exemplo de determinação, discussões e estímulo constante.

A Renato Araújo e Leonardo Menezes por terem me auxiliado de forma significativa nos momentos difíceis.

Aos demais colegas da pós-graduação pela convivência e sugestões.

Aos professores do grupo de óptica pelo incentivo e generosidade.

Aos demais professores do Departamento de Física, incluindo aqueles com quem não tive contato acadêmico, por formarem com trabalho incansável esse núcleo de excelência.

Aos funcionários que tornam possível o funcionamento dessa “máquina”, apesar das grandes dificuldades.

A Linet pela presença marcante e encorajadora que ajudou a tornar isso possível.

Ao CNPq e à Ericsson pela manutenção das condições de trabalho e apoio financeiro.

A Deus por me fortalecer ao longo do meu caminho.

Aos meus pais, Antonino e Giorgina, e meu irmão pelo apoio constante e incondicional.

À minha nova família: Dr. Hermilo, Dna. Lúzia e família por sempre acreditarem em mim.

À minha amada esposa Marília que tornou o meu sonho, o nosso sonho.

RESUMO

Nessa tese estudamos do ponto de vista teórico e experimental, dois tipos de amplificadores ópticos, os Amplificadores Paramétricos de Fibra Óptica (FOPAs) e os Amplificadores de Fibra Dopada com Túlio (TDFAs) além de lasers de fibra óptica.

Nos amplificadores paramétricos sinais copropagantes com um feixe intenso de bombeamento são amplificados devido à não linearidade Kerr da fibra óptica, que transforma fótons de bombeamento em fótons de sinal por mistura de quatro ondas ocasionada pela modulação do índice de refração da fibra óptica. O processo, para ocorrer de forma eficiente, requer o casamento de fase entre os fótons gerados, o que depende, por sua vez, das propriedades de dispersão da fibra.

A amplificação por fibras dopadas explora a emissão estimulada da radiação. Nesses sistemas, a fluorescência de ions de terras raras, presentes no núcleo da fibra, e excitados por um feixe de bombeamento é estimulada durante a propagação dos sinais na fibra. Ao contrário dos FOPAs esse mecanismo requer fibras especiais dopadas com esses elementos que têm um papel ativo no sistema.

Para os FOPAs, abordamos o uso da dispersão da velocidade de grupo e sua derivada segunda para projetar um FOPA com bombeamento único em um único segmento de fibra com ganho plano e mais largo que os FOPAs usuais. Obtivemos relações teóricas relacionadas com os parâmetros relevantes da fibra (não linearidade) e do sistema (potências do bombeamento e dos sinais) que permitem a determinação do comprimento de fibra ótimo e ganho máximo nessas condições. Também introduzimos um esquema de bombeamento em paralelo, permitindo obter maior largura de banda em futuros sistemas de telecomunicações com amplificadores baseados nessa tecnologia. Finalmente caracterizamos experimentalmente o ganho de FOPAs constituídos de fibras de dispersão deslocada (DSF) e com elevada não linearidade (HNLF). Foi possível obter, com esses experimentos, estimativas do comprimento de onda de dispersão nula e da curva de dispersão para valores próximos do zero de dispersão.

Abordamos também os mecanismos de amplificação em fibras dopadas com túlio com duplo bombeamento em 800 nm e 1050 nm com simulações teóricas baseadas nas equações de taxa, reproduzindo recentes resultados experimentais do nosso grupo de pesquisas. Ainda explorando fibras dopadas com túlio, construímos lasers para emissão em $\sim 800\text{ nm}$ e

$\sim 1470\text{ nm}$ com bombeamento em 1050 nm e cavidades no espaço livre e em anel. Nessa última, a inserção de uma Fibra com Grade de Bragg (FBG) permitiu o travamento do comprimento de onda de emissão. Esses lasers foram caracterizados, em função do tipo de cavidade e da ocupação populacional dos níveis envolvidos no processo de emissão laser.

ABSTRACT

In this thesis we study both theoretically and experimentally two kinds of optical amplifiers, Fiber Optic Parametric Amplifiers (FOPAs) and Thulium-Doped Fiber Amplifiers (TDFAs), as well as fiber lasers.

In FOPAs signals are amplified by an intense copropagating pump due to the non-linearity of the optical fiber. Pump photons are transformed into signal photons by four wave mixing resulting from the modulation of the refractive index. This process, to occur efficiently, requires phase matching between the generated photons which in turn depends on the dispersion properties of the fiber.

Amplification by doped fibers takes advantage stimulated emission of radiation. In these systems, the fluorescence of rare earth ions existing in the fiber core and excited by a pump beam, is stimulated during propagation of signals in the fiber. Differently than FOPAs, this mechanism requires special doped-fibers which play an active role in the system.

In the case of FOPAs we conveniently used the group velocity dispersion (GVD) parameter and its second derivative to design a single pump, single fiber FOPA with broader and flatter gain spectra than usual FOPAs. Theoretical expressions related to relevant parameters of the fiber (non-linearity) and the system (signal and pump powers) are obtained which enable us to find the optimum fiber length and maximum gain attainable. We also introduced a parallel FOPA scheme which greatly increase the gain band with possible application in future telecom systems based on this technology. Finally we experimentally characterized the FOPA gain using dispersion shifted fibers (DSF) and high-nonlinear fibers (HNLF). With these experiments it was possible to obtain estimates of the zero dispersion wavelength of the fiber as well as dispersion curves in the vicinity of the zero of dispersion.

We also studied the amplification mechanisms in thulium-doped fibers with double pumping at 800 nm and 1050 nm with theoretical simulations based on rate equations, reproducing recent experimental results of our research group. Using thulium-doped fibers we also built lasers for emission at $\sim 800\text{ nm}$ and $\sim 1470\text{ nm}$ pumping at 1050 nm with both free-space and fiber-ring cavities. The insertion of a Fiber Bragg Grating (FBG) in the fiber-ring cavity allow the locking of the emission wavelength. These lasers are characterized depending on the cavity and on the emission dynamics.

ÍNDICE

AGRADECIMENTOS	i
RESUMO	iii
ABSTRACT	v
ÍNDICE	vii
ÍNDICE DE TABELAS	ix
ÍNDICE DE FIGURAS	xi
NOTAÇÃO UTILIZADA	xiii
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 1 Propagação Não Linear em Fibras Ópticas	5
1.1 Introdução	5
1.2 Propagação Em Fibras	5
1.2.1 Atenuação	11
1.2.2 Dispersão	13
1.3 Automodulação de Fase - SPM	17
1.4 Modulação de Fase Cruzada - XPM	18
1.5 Processos Paramétricos	21
1.6 Espalhamento Raman Estimulado (SRS)	24
1.7 Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS)	26
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	31
CAPÍTULO 2 Amplificação Paramétrica	33
2.1 Introdução	33
2.2 Obtenção das Equações dos Campos ao Longo da Fibra	34
2.2.1 Amplificação Sensível à Fase	36
2.2.2 Amplificação Insensível à Fase	36

2.3	Resultados: Simulações, Experimentos	37
2.3.1	Amplificador Paramétrico em Fibra Óptica - FOPA	37
2.4	Ganho Plano	42
2.5	Resultados Experimentais	54
2.6	Montagem Experimental	54
2.6.1	Determinação do Coeficiente de Não Linearidade	58
2.6.2	Determinação das Curvas de Dispersão	60
2.7	Amplificador Paramétrico em Fibras Ópticas Paralelas (pFOPA)	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		73
CAPÍTULO 3 Simulação de Amplificadores a Fibra Dopada com Túlio		77
3.1	Introdução	77
3.2	Simulação de Ganho em Fibras Dopadas com Túlio: Bombeamento Duplo em 800 + 1050 <i>nm</i> e 800 + 1410 <i>nm</i>	82
3.2.1	Equações de Taxa para Bombeamento Duplo 800+1050 <i>nm</i>	82
3.2.2	Equações de Taxa para Bombeamento Duplo 800+1410 <i>nm</i>	86
3.2.3	Equações de Propagação dos Campos	86
3.2.4	Fator de Recobrimento (<i>Overlap</i>)	87
3.3	Resultados	89
3.3.1	Ganho Distribuído: Comparação com Resultados Experimentais	89
3.3.2	Espectros de Ganho: Comparação com Resultados Experimentais	94
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		97
CAPÍTULO 4 Lasers de Fibras Dopadas com Túlio		101
4.1	Introdução	101
4.2	Lasers de Fibra Óptica	101
4.3	Limiar e Eficiência de Conversão	104
4.4	Laser de Conversão Ascendente de Frequência em Fibra Dopada com Túlio Operando em 800 <i>nm</i> e Bombeamento em 1050 <i>nm</i>	106
4.4.1	Montagem Experimental	107
4.4.2	Resultados Experimentais para o Laser em ~ 800 <i>nm</i>	107
4.4.3	Discussões	110
4.5	Laser com Emissão Dupla em 800 e 1470 <i>nm</i> com Bombeamento em 1050 <i>nm</i>	111
4.5.1	Cavidade com WDM-1050/1410 <i>nm</i>	115
4.5.2	Cavidade com WDM-1050/1470 <i>nm</i>	120
4.5.3	Dinâmica do Laser em Anel	122

4.5.4	Discussão	126
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		133
CAPÍTULO 5	Conclusões e Perspectivas	137
5.1	Conclusões	137
5.2	Perspectivas	138
Trabalhos Submetidos		141
APÊNDICE A	Equações do Processo Paramétrico	143
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		147
APÊNDICE B	Equações do Processo Paramétrico: Caso Degenerado . .	149
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		153
APÊNDICE C	Equações do Processo Paramétrico em Termos das Potências	155

ÍNDICE DE TABELAS

2.1	Parâmetros das fibras utilizadas na construção de amplificadores paramétricos.	57
2.2	Valores de β_2 que melhor ajustam as curvas de ganho experimentais obtidas para $P_{p0} = 670 mW$, variando o comprimento de onda do bombeamento (λ_p) de $1546.3 nm$ à $1548.0 nm$. Também são reportados os valores de γ . Estes últimos tem ligeira variação devido às condições experimentais. Fibra DSF da Corning.	60
2.3	Valores de β_2 que melhor ajustam as curvas de ganho experimentais obtidas para $P_{p0} = 662 mW$, variando o comprimento de onda do bombeamento (λ_p) de $1534.9 nm$ à $1554.0 nm$. Também são reportados os valores de γ . Estes últimos tem ligeira variação devido às condições experimentais (controladores de polarização). Fibra HNLFF da Sumitomo Electric	61
3.1	Parâmetros da fibra utilizada nos experimentos e usados nas simulações, fornecidos pelo fabricante <i>La Verre Fluoré</i>	90
3.2	Parâmetros utilizados nas simulações dos experimentos de ganho distribuído.	91
3.3	Parâmetros utilizados nas simulações dos experimentos de ganho distribuído.	91
4.1	Características da fibras utilizadas.	108
4.2	Refletividades nos comprimentos de onda de interesse ($800, 1050$ e $1470 nm$) para o WDM $1050/1410 nm$	115
4.3	Refletividades nos comprimentos de onda de interesse ($800, 1050$ e $1470 nm$) para o WDM $1050/1470 nm$	115
4.4	Resumo dos lasers em anel com dupla emissão.	126

ÍNDICE DE FIGURAS

1.1	Reflexão interna total em fibra óptica. Ângulo de aceitação θ_a	6
1.2	Número de modos propagantes versus o número V da fibra [3].	8
1.3	Curvas de atenuação para fibras ópticas típicas e definição das bandas de telecomunicação.	12
1.4	Exemplo de curvas de dispersão para fibras Padrão e DSF. O inset mostra o atraso de grupo para a fibra DSF.	14
1.5	Dispersão de um pulso gaussiano usando Eq. 1.34: Aqui, $L_D = T_0^2/ \beta_2 $ e T_0 é a largura temporal inicial. Assim se $T_0 = 40 ps$ (equivale a transmissão em $25 GHz$) o alargamento máximo da figura ocorre somente para $L = 12800 km$ se $\beta_2 = 0.5 ps^2/km$, valor para uma fibra DSF em $1557 nm$ ou apenas em $400 km$ numa fibra padrão ($\beta_2 = 15 ps^2/km$ em $1550 nm$). Se dobramos a taxa de transmissão, o mesmo alargamento ocorre para distâncias 4 vezes menores.	16
1.6	Ilustração da interferência entre bits devido à dispersão em uma palavra. A curva tracejada representa o sinal na entrada da fibra, a sólida, na saída. . .	16
1.7	Alargamento espectral devido a SPM: (a) Experimento com pulsos de um laser de Nd:YAG operando em regime mode-locked, (b) Solução da Eq. 1.34 usando parâmetros tais que $\gamma P_1 L = 15$ (curva sólida) e $\gamma P_2 L = 30$ (curva tracejada).	18
1.8	Efeito da modulação de fase cruzada (XPM) em pulso gaussiano de sonda após a passagem de um pulso gaussiano de bombeamento: (a) Forma temporal do pulso, (b) Espectro do mesmo. Adaptado de [1]	21
1.9	Esquema da amplificação paramétrica. (a) Diagrama de níveis, (b) Espectro simplificado correspondente ao processo (a).	22
1.10	Esquema simplificado da amplificação paramétrica: Na figura, PC são controladores de polarização, ACC é um acoplador usado para que os sinais e o bombeamento entrem na fibra (meio não linear) dando origem ao processo paramétrico, visualizado por um analisador de espectros ópticos (OSA). . . .	22
1.11	Batimento de duas ondas de frequência ω_1 e ω_2	23
1.12	Origem da amplificação paramétrica. (a) batimentos para dois bombeamentos, (b) Bombeamentos degenerados.	24

1.13	Visualização do processo de espalhamento Raman estimulado (SRS).	24
1.14	Espectro de ganho Raman para sílica fundida. Bombeamento em $\lambda_p = 1 \mu m$ [1].	25
1.15	Visualização do processo de espalhamento Brillouin estimulado (SBS). A onda óptica retroespalhada tem frequência óptica menor que a onda incidente. . .	27
1.16	Espectro de ganho Brillouin. O deslocamento da onda retroespalhada é de $\sim 11 GHz$ e a largura de linha, da ordem de $10 MHz$. Extraído da ref. [7]. . .	28
2.1	Comportamento do ganho paramétrico nas regiões de dispersão normal ($\beta_2 >$ 0), curva tracejada e dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), curva sólida. Nesta figura $\beta_2 = \pm 0.04$, $\lambda_p = 1550 nm$, $P_p = 1 W$, $L = 0.3 km$ e $\gamma = 15 W^{-1} km^{-1}$. Também indicado o crescimento do ganho na região próxima do bombeamento e no máximo de ganho ($\kappa = 0$) para o caso em que $\beta_2 < 0$	40
2.2	Dependência do ganho paramétrico com a diferença ($1/\lambda_p - 1/\lambda_0$) e sua relação com o desacordo de fase não linear (κ). Neste exemplo, $\gamma = 1.55 W^{-1} km^{-1}$, $P_p = 600 mW$, $\beta_3 = 0.10 ps^3/km$, $L = 4.5 km$ e $\lambda_p = 1550 nm$	41
2.3	Casamento de fase não linear (a) e espectro de ganho (b) obtidos usando $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$, com uma não linearidade fixa e igual à $\gamma P_p = 15 km^{-1}$ e um comprimento de fibra $L = 0.20 km$	42
2.4	Exemplo de obtenção de β_4 a partir da curva de dispersão de uma fibra. . . .	44
2.5	Espectro de ganho plano obtido usando valores de β_2 dados pela Eq. 2.18, vari- ando β_4 de $1.0 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$ à $5.0 \times 10^{-3} ps^4 km^{-1}$ e fixando a não linearidade da fibra em $\gamma P_p = 15 km^{-1}$ e o comprimento da mesma em $L = 0.20 km$. . .	45
2.6	Espectro de ganho plano obtido usando valores de β_2 dados pela Eq. 2.18, variando γP_p mantendo fixos o comprimento da fibra $L = 0.20 km$ e $\beta_4 =$ $2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$	45
2.7	Espectro de ganho plano obtido usando valores de β_2 dados pela Eq. 2.18 para varios comprimentos de fibra. Aqui $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$ e $\gamma P_p = 15 km^{-1}$. 46	46
2.8	Espectro de ganho calculado usando a solução analítica das equações aco- pladas Eqs. 2.3 variando o comprimento da fibra. O espectro de ganho plano ótimo é obtido para $L \approx 0.46 km$. Aqui, $\beta_2 = -0.050 ps^2 km^{-1}$, $\beta_4 =$ $2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$, $\gamma P_p = 15 km^{-1}$, $P_{p0} = 1 W$ e $P_{s0} = 5 \mu W$	47
2.9	Exemplo de oscilação da potência de bombeamento e sua relação com θ . Na figura está indicado o comprimento ótimo da fibra que ocorre em $\theta(L_{opt}) = 0$. 47	47

2.10	Comportamento da fase relativa entre os campos de bombeio, sinal e “idler” ao longo da fibra (a) e espectro de ganho correspondente (b). Observe que o ganho é plano e máximo quando $\theta = 0$. Os parâmetros utilizados foram $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$, $\gamma P_p = 15 km^{-1}$, $P_{p0} = 1 W$ e $P_{s0} = 5 \mu W$	48
2.11	Comparação das condições de planaridade obtidas no regime de não depleção (Eq. 2.18) e depleção (Eq. 2.41) do bombeamento: curva tracejada - Eq. 2.18, curva sólida - Eq. 2.41.	52
2.12	Montagem experimental do FOPA. Laser de bombeamento alargado por um modulador de fase (PM) e amplificado por um EDFA. A emissão espontânea amplificada (ASE) do EDFA é removida por um filtro passa banda (BPF) de $1 nm$ de largura. Sinal e Bombeamento são então injetados na fibra (meio não linear) usando um acoplador variável (ACC - geralmente 90% do bombeamento e 10% do sinal entram na fibra). O PM é ativado por dois sinais eletrônicos RF_1 e RF_2 amplificados por um amplificador de RF (ARF).	56
2.13	Saída típica no OSA. Aqui os vários sinais para comprimentos de onda distintos são sobrepostos. São mostrados os sinais na presença e ausência do bombeamento. A diferença entre os picos dá o ganho “on-off”. Note o aparecimento dos “idlers” correspondentes na outra banda.	57
2.14	Determinação de γ . Variando P_{p0} de 272 à $840 mW$ determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 4.442 km$, $\alpha = 0.2 dB/km$, $P_{s0} = 5 \mu W$, $\lambda_p = 1546.7 nm$. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em $\gamma = 1.55 W^{-1} km^{-1}$ e $\beta_2 = -0.0552 ps^2/km$. Fibra DSF.	59
2.15	Determinação de γ . Variando P_{p0} de 297 à $660 mW$ determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 0.480 km$, $\alpha = 0.55 dB/km$, $P_{s0} = 5 \mu W$, $\lambda_p = 1534.9 nm$. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em $\gamma = 10.8 W^{-1} km^{-1}$ e $\beta_2 = -0.0934 ps^2/km$. Fibra HNLF.	59
2.16	Determinação de $D \times \lambda$. Variando λ_p de 1546.3 a $1548.0 nm$ determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 4.442 km$, $\alpha = 0.2 dB/km$, $P_{s0} = 5 \mu W$. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em γ e β_2 . Fibra DSF	61
2.17	Determinação de $D \times \lambda$. Variando λ_p de 1534.9 a $1554.0 nm$ determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 0.480 km$, $\alpha = 0.55 dB/km$, $P_{s0} = 5 \mu W$. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em γ e β_2 . Fibra HNLF	62
2.18	Gráficos de $\beta_2 \times \omega$ e $D \times \lambda$. Em (a) ajuste linear permite determinar $\beta_3 = 0.10 ps^3/km$ e $\lambda_0 = 1546.0 nm$. Em (b) temos a comparação com dados fornecidos desta fibra DSF (comunicação interna, CPqD).	63

2.19	Gráficos de: (a) $\beta_2 \times \omega$ e (b) $D \times \lambda$: o ajuste linear permite determinar $\beta_3 = 0.03235 \text{ ps}^3/\text{km}$ e $\lambda_0 = 1532.1 \text{ nm}$ valores usados nos ajustes mostrados na Fig. 2.17.	63
2.20	Esquema de bombeamentos em paralelo para FOPAs. A banda de “idler” não sofre “crosstalk” com banda de sinal.	65
2.21	Exemplo de espectros correspondentes aos esquemas da Fig. 2.20: (a) duplicação da banda de ganho efetiva, (b) redução do “ripple” com a inclusão de um novo par de fibras.	66
2.22	pFOPA. (a) pFOPA múltiplos bombeios, (b) pFOPA de um bombeio.	67
2.23	Dois exemplos de pFOPA para operação na banda S. (a) pFOPA múltiplos bombeios com parâmetros $\beta_2 = -0.0577 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$ e $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} \text{ ps}^4 \text{ km}^{-1}$, Bombeios correspondentes ao β_2 calculado ocorrem em 1450 nm , 1467 nm e 1485 nm a banda de operação a 3 dB vai de 1473 nm a 1565 nm (92 nm de largura). (b) pFOPA de um bombeio com comprimento de onda de bombeio em 1450 nm em cada segmento $\beta_4 = 0.00010, 0.00050$ e $0.00250 \text{ ps}^4 \text{ km}^{-1}$ (β_2 é obtido pela condição de planaridade - Eq. 2.18). A banda de operação a 3 dB vai de 1463 nm a 1521 nm (58 nm de largura) Em ambos os casos $P_s = 5 \mu \text{ W}$, $L = 0.325 \text{ km}$, $\gamma P_p = 20 \text{ km}^{-1}$ e o ganho máximo é de 47 dB	68
2.24	Simulação de pFOPA com banda de 160 nm e ganho de 47 dB . Neste exemplo, três bombeamentos e seis segmentos de fibras são utilizados.	69
2.25	Montagem experimental para demonstração da viabilidade do pFOPA.	70
2.26	Espectro de ganho obtido através da montagem da Fig 2.25. Largura de banda de 25 nm para ganho de 20 dB é indicada na figura.	71
3.1	Esquema de um amplificador de fibra dopada com bombeamento e sinal co-propagantes λ_p e λ_s são os comprimentos de onda de bombeamento e sinal, respectivamente.	77
3.2	Níveis de energia do Tm^{+3} , transição desejada em 1470 nm e decaimentos multifonônicos em fibras dopadas com túlio de sílica e ZBLAN. Os tempos de vida dos níveis para o caso de vidro ZBLAN são indicados.	80
3.3	Esquema da técnica de OFDR.	81
3.4	Esquema dos níveis dos íons de Tm^{3+} e transições relevantes para o modelo de amplificador com duplo bombeamento.	82
3.5	Ganho distribuído para o caso de bombeamento duplo $800+1050 \text{ nm}$. Símbolos são os resultados experimentais em [21], as curvas sólidas são as simulações teóricas.	92

3.6	Ganho distribuído para o caso de bombeamento em 1410 nm . Símbolos são os resultados experimentais [35], as curvas sólidas são as simulações teóricas.	93
3.7	Ganho distribuído para o caso de bombeamento duplo $800+1410\text{ nm}$ [35]. Símbolos são os resultados experimentais, as curvas sólidas são as simulações teóricas.	94
3.8	Ganho para o caso de duplo bombeamento em $1050\text{ nm} + 800\text{ nm}$. (a) ganho espectral obtido com potência de bombeamento em 1050 nm fixada em 60 mW e potência de bombeamento em 800 nm variando de 0 a 45 mW . (b) comportamento do ganho em 1465 nm variando-se as potências em 1050 nm e 800 nm . Símbolos são os resultados experimentais, as curvas sólidas são as simulações teóricas.	96
4.1	Esquemas básicos de cavidades ópticas para lasers em fibra. (a) Fabry-Perot (b) Em anel (unidirecional)	102
4.2	Esquemas comuns de bombeamentos para lasers. (a) três níveis, (b) quatro níveis e (c) conversão ascendente.	103
4.3	Esquema da dupla emissão com bombeamento em 1050 nm . <i>Upconversion</i> 800 nm e <i>Downconversion</i> $\approx 1470\text{ nm}$	107
4.4	Esquema do laser em 830 nm caracterizado no laboratório.	108
4.5	Espectro obtido bloqueando-se a realimentação do sistema (a) com cavidade em anel ativa (b) para o sistema da Fig. 4.4 utilizando a fibra #1.	109
4.6	Curva de limiar da emissão LASER para o sistema da Fig. 4.4. O limiar de operação laser é de 313 mW e a eficiência de conversão de apenas 0.34% .	109
4.7	Espectro obtido bloqueando-se a realimentação do sistema (a) em com cavidade em anel ativa (b) para o sistema da da Fig. 4.4 utilizando a fibra #2.	110
4.8	Curva de limiar da emissão LASER para o sistema da Fig. 4.4	111
4.9	Esquema do laser em anel para bombeamento em 1050 nm e emissão dupla em $\sim 800\text{ nm}$ e $\sim 1470\text{ nm}$. Utilizamos dois WDMs: Um de $1050/1410\text{ nm}$ e outro de $1050/1470\text{ nm}$. Para o primeiro WDM fizemos a caracterização com e sem o conjunto (circulador e FBG) inserido no anel.	112
4.10	Esquema de funcionamento do WDM. (a) acoplamento direto: sinal vai da porta I_1 à porta O_1 ou de I_2 à O_2 , (b) acoplamento cruzado: sinal vai de I_1 à O_2 ou de I_2 à O_1 . Nas figuras seguintes adotamos a convenção de acoplamento direto (linha contínua) e cruzado (linha tracejada) conforme indicado nesta figura.	113

4.11	Resposta teórica dos acopladores usados para o laser duplo 800/1470 nm. (a) Em 800 nm 90% da potência é reinjetada, enquanto que 10% sai do laser. No comprimento de onda 1050 nm toda a potência injetada vai para a fibra TDF e depois é eliminada. Finalmente em 1470 nm temos que 4% da potência sai do laser e 96 é realimentado. (b) Neste WDM, apenas 2% de 800 nm sai da anel e praticamente nada de 1470 nm sai do anel. Estas são expectativas teóricas, com base na Eq. 4.13.	114
4.12	Aspecto da emissão em 822 nm. (a) Antes de atingir limiar do laser, (b) Emissão laser depois do limiar. Para WDM 1050/1410 nm.	116
4.13	Potências emitidas pelo laser em anel da Fig. 4.9 com WDM-1050/1410 nm com fibras de túlio de 2000 ppm de: (a) 10 m (b) 5 m. Reportamos medida com e sem a FBG inserida no anel.	117
4.14	Deslocamento do pico de emissão laser com a potência de bombeamento absorvida: (a) fibra 5 m (b) fibra de 5 m. Para a fibra de 5 m o deslocamento vai de 1467 nm a 1490 nm, para a fibra de 10 m, de 1460 nm a 1502 nm. . . .	118
4.15	Caráter multiespectral das emissões em função da potência de bombeamento absorvida: (a) emissão laser 1460 à 1502 nm, observe o deslocamento do comprimento de onda, (b) emissão laser em 822 nm.	119
4.16	Caráter multiespectral é reduzido quando a FBG é inserida no cavidade em anel do laser. Note que, com o aumento de potência de bombeamento absorvida, ocorre a transição de um comprimento de onda para outro.	119
4.17	Característica levemente multiespectral do laser de 822 nm (na verdade 822.5 nm) para o caso de WDM 1050/1470 nm e sem FBG para fibra de 10 m.	120
4.18	Eficiências de conversão e limiares dos lasers em 822 nm e 1470 – 1508 nm no caso do uso de um WDM 1050/1470 nm no laser da Fig. 4.9: (a) fibra de 2000 ppm de 10 m, (b) fibra de 2000 ppm de 5 m.	121
4.19	Deslocamento do pico de emissão laser em função da potência absorvida para as fibras de 2000 ppm de: (a) 10 m, caso em que o deslocamento é de 1460 nm à 1508 nm e (b) 5 m, de 1470 nm à 1507 nm	122
4.20	Origem provável do regime “self-pulsing”. A parte inicial da fibra percebe o bombeamento, a parte final não é afetada.	123
4.21	Efeito de supressão de ions excitados entre pares de ions em túlio.	123
4.22	Self-Q-switching mode-locked que ocorre em 1470 nm. (a) largura do envelope de $\sim 10\mu s$. Em (b) a ampliação mostra os pulsos com repetição de 50 ns. . .	125
4.23	Self-Q-switching - mode-locked que ocorre em 820 nm. (a) largura do envelope $\sim 1\mu s$. (b) pulsos se repetem em intervalos de 50 ns.	125

4.24	Fração de inversão para a fibra dopada com túlio. Adaptado das referências [35, 46].	128
4.25	Esquema de níveis com os processos relevantes.	128
4.26	Intensidades das emissões correspondentes às transições relevantes indicadas na Fig. 4.25 em função da potência de bombeamento absorvida.	129
4.27	Crescimento das intensidades máximas das emissões em 454 nm e 482 nm . . .	129
4.28	Espectro das emissões próximas de 450 nm e 480 nm com a cavidade fechada.	130
4.29	Deslocamento do pico de emissão de 453 à 458 nm : (a) espectro com intensidade normalizada, (b) comprimento de onda da emissão em função da potência de bombeamento absorvida.	131
4.30	Intensidades máximas das emissões próximas de 450 nm e 480 nm com a cavidade fechada.	131
5.1	Esquema proposto para construção de um bombeamento duplo em $800 + 1050\text{ nm}$ a partir de um único laser em 1050 nm . Na figura temos a etapa de geração do laser em 800 nm , na fibra TDF-1 e a etapa de amplificação (TDFA) via TDF-2.	140

NOTAÇÃO UTILIZADA

ASE	Emissão Espontânea Amplificada <i>Amplified Spontaneous Emission</i>
DMUX	Demultiplexador
DSF	Fibra de Dispersão Deslocada <i>Dispersion Shifted Fiber</i>
DWDM	Multiplexação Densa por Divisão de Comprimento de Onda <i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i>
EDFA	Amplificador à Fibra dopada com Érbio <i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>
FBG	Fibra com Grade de Bragg <i>Fiber Bragg Grating</i>
FOPA	Amplificador Paramétrico de Fibra Óptica <i>Fiber Optic Parametric Amplifier</i>
FWM	Mistura de Quatro Ondas <i>Four Wave Mixing</i>
GVD	Dispersão da Velocidade de Grupo <i>Group Velocity Dispersion</i>
HNLF	Fibra de Alta Não Linearidade <i>High Non-linear Fiber</i>
MUX	Multiplexador
pFOPA	Amplificador Paramétrico de Fibra Óptica em Paralelo <i>Parallel Fiber Optic Parametric Amplifier</i>
SBS	Espalhamento Brillouin Estimulado <i>Stimulated Brillouin Scattering</i>
SPM	Automodulação de Fase <i>Self Phase Modulation</i>
TDFA	Amplificador à Fibra dopada com Túlio <i>Thulium Doped Fiber Amplifier</i>
WDM	Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda <i>Wavelength Division Multiplexing</i>

XPM	Modulação de Fase Cruzada <i>Cross Phase Modulation</i>
ZBLAN	Vidros Fluorzirconados Composição: $ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$
A_p	Amplitude do Campo de Bombeamento
A_s	Amplitude do Campo de Sinal
A_i	Amplitude do Campo de “Idler”
α	Atenuação
β_2	Parâmetro de Dispersão da Velocidade de Grupo
β_3	Primeira derivada do parâmetro de Dispersão da Velocidade de Grupo
β_4	Segunda derivada do parâmetro de Dispersão da Velocidade de Grupo
$\Delta\beta$	Desacordo de Fase Linear
γ	Coefficiente de Não Linearidade
D	Dispersão
D_λ	Inclinação da Dispersão <i>Dispersion Slope</i>
ϕ_p	Fase do Campo de Bombeamento
ϕ_s	Fase do Campo do Sinal
ϕ_i	Fase do Campo de “Idler”
P_p	Potência de Bombeamento
P_s	Potência do Sinal
P_i	Potência do “Idler”
λ_0	Comprimento de onda de dispersão nula
n_2	Índice de Refração Não Linear
η	Eficiência de Conversão
κ	Desacordo de Fase Não Linear

INTRODUÇÃO

Breve Histórico

Os eventos que nos levaram ao atual sistema de telecomunicações baseado em fibras ópticas remonta aos primórdios da humanidade. Já há 5 milhões de anos os homens primitivos iniciaram as comunicações ópticas com sinais e gestos visuais. No século VI A.C. Ésquilo informou a Argos da queda de Tróia por meio de uma cadeia de sinais de fogo. Políbio propôs um sistema de transmissão do alfabeto grego por meio de sinais de fogo com dois dígitos e cinco níveis ($5^2 = 25$ códigos) no séc. II A.C. No ano 200 D.C. Héron de Alexandria estudou a reflexão. Paralelamente, avanços técnicos permitiram o aparecimento dos primeiros vidros, feitos de areia do mar derretida, desenvolvidos por babilônios, egípcios e fenícios no séc. IX. Entretanto estes não eram transparentes e somente na idade média (1100 D.C.) conseguiu-se obter vidros transparentes. Na renascença aparecem os vidros de qualidade óptica após os famosos cristais venezianos. A partir do séc. XVII os avanços em óptica tornam-se mais rápidos: em 1621 Willebrod Snell descreve a refração da luz, em 1678 Christian Huygens descreve a luz como ondas, em 1800 Sir William Herchel descobre a parte infravermelha do espectro e em 1801 Ritter descobre a parte ultravioleta do espectro. Do ponto de vista de comunicações ópticas em 1790 o engenheiro francês Claude Chappe propôs o telégrafo óptico que consistia em torres com fontes luminosas manualmente bloqueadas ou não para transmitir informação para torres vizinhas. Até esta data os sistemas de comunicação óptica estavam limitados pelo alcance de visão e condições climáticas. Em 1849 o físico suíço Daniel Collodon junto com o físico francês Jacques Babinet mostraram que a luz podia ser guiada em jatos de água e não muito mais tarde descobriu-se que bastões de vidro também serviam para este propósito. Entre 1930 e 1940 guias de plexiglas para iluminação popularizaram-se entre dentistas e médicos. As fibras ópticas "puxadas" de bastões de vidro surgiram em seguida trazendo a vantagem da flexibilidade. Grande avanço foi conseguido quando Abraham van Heel percebeu que envolvendo-se a fibra com uma casca diminuía-se a atenuação pois evitava-se a contaminação da superfície refletora. Em 1960 foi produzida a primeira fibra óptica com núcleo-casca com atenuação de cerca de $1 \text{ dB}/m$ (ou seja sinal na entrada cai para 1% do seu valor após 20 m).

Era largamente aceito que a atenuação deveria cair para cerca de $20 \text{ dB}/km$ (i.e. sinal da

entrada reduz-se a 1% após 1 *km* de propagação) para que o uso de fibras se tornasse prático em aplicações de comunicação de longa distância. Acreditava-se que o vidro jamais poderia ser usado com este propósito. Charles K. Kao, entretanto, depois de coletar dados com pesquisadores e fabricantes, ficou convencido que a elevada atenuação não era propriedade intrínseca dos vidros, mas sim de impurezas. Em 1966 ele publicou um artigo expressando a sua convicção de que fibras com atenuações de 10 *dB/km* poderiam ser eventualmente desenvolvidas. Este trabalho impulsionou pesquisas neste sentido e em 1970 a *Corning Glass* produziu as primeiras fibras com atenuação de 20 *dB/km* usando sílica fundida no processo. Quase ao mesmo tempo, a Bell Labs criou o primeiro laser de semicondutor capaz de funcionar à temperatura ambiente. Isso tornou possível o desenvolvimento das comunicações ópticas. Em 1973, o primeiro link telefônico de fibras ópticas foi instalado nos EUA. As fibras atuais tem atenuação de cerca de 0.2 *dB/km* em 1.55 μm o que significa que um sinal na entrada reduz-se à 1% do seu valor depois de 100 *km*. Após distâncias desta ordem os sinais precisam ser amplificados. Inicialmente, a amplificação dos sinais ópticos era feita por regeneradores eletrônicos, mas após o desenvolvimento do amplificador óptico de fibra dopada com érbio (EDFA) entre 1987-1989 e juntamente com a tecnologia viabilizada por este da multiplexação em comprimento de onda (WDM, *Wavelength Division Multiplexing*), onde são transmitidos vários comprimentos de ondas em uma única fibra, a taxa de transmissão de informação cresceu enormemente. Os sistemas totalmente ópticos de 1990, funcionavam a 10 *Gb/s* com cerca de 70 *km* entre repetidores. O recorde atual (2001) de transmissão em uma única fibra é de 10,92 *Tb/s* utilizando 273 canais de 40 *Gb/s* cada.

Bandas de Telecomunicações

Atualmente as normas da união internacional de telecomunicações (ITU) definem as seguintes bandas para comunicações ópticas: banda C (*Conventional Band*) que vai de 1530 *nm* a 1565 *nm*; banda L (*Long wavelengths band*) de 1565 *nm* a 1625 *nm* e a banda S (*Short wavelengths band*) de 1460 *nm* a 1530 *nm*. Os amplificadores de fibra dopada com érbio comumente usados atuam na banda C. Com a crescente demanda por tráfego de informações procura-se aumentar a atual capacidade de transmissão. Isso pode ser feito basicamente de dois modos: aumentar a taxa de transmissão de cada canal de 2.5 *Gb/s* a 40 *Gb/s* e reduzir o espaçamento entre canais dos atuais 100 *GHz* para 25 *GHz*. Estas duas possibilidades enfrentam problemas de ordem prática. De fato aumentar a taxa de transmissão acarreta problemas de interferência entre bits relacionados com a dispersão dos pulsos que propagam na fibra, enquanto que a redução do espaçamento entre canais resulta em interferência entre canais adjacentes “crosstalk”. Há ainda outra maneira de se aumentar a capacidade de

transmissão de dados. Esta consiste em utilizar as outras bandas de telecomunicação atualmente pouco exploradas (banda S e banda L). Isso entretanto requer o desenvolvimento de amplificadores ópticos nestas novas bandas. É possível ter amplificadores com fibras dopadas com outros elementos terras raras ou que se utilizam de fenômenos físicos como os processos Raman e Paramétrico para a amplificação nestas outras bandas.

Nesta tese estudamos especificamente os amplificadores baseados no processo paramétrico e amplificadores à fibra dopada com túlio. O primeiro utiliza-se da não linearidade óptica Kerr, i. e., dependência do índice de refração com a intensidade de um feixe de bombeamento, para a amplificação de sinais e geração de ondas em novas frequências. O segundo baseia-se na emissão estimulada da radiação. Requer que a fibra seja dopada com elementos químicos cujas transições eletrônicas correspondam às bandas de telecomunicação onde se quer amplificar um sinal. É assim que funcionam os EDFA, onde o érbio, bombeado por lasers apropriados transfere esta energia para a transição em torno de 1550 nm . No caso da banda S, o túlio tem atraído considerável atenção por emitir em 1470 nm . O sistema de amplificação com fibras dopadas permite construir também lasers se a fibra é inserida numa cavidade que promova a realimentação do sistema. Este é o assunto do capítulo 4, onde desenvolvemos alguns lasers com emissões em 822 nm e $1460 - 1500\text{ nm}$.

Descrição do corpo da tese

Este trabalho está dividido em 4 capítulos e uma conclusão, conforme descrição a seguir:

Capítulo 1: Amplificação e Propagação em Fibras Ópticas. Descrevemos a propagação em fibras ópticas no regime linear e não linear e introduzimos os conceitos de atenuação, dispersão, automodulação de fase e modulação de fase cruzada, processos paramétricos, espalhamentos Raman e Brillouin estimulados.

Capítulo 2: Amplificação Paramétrica. Discutimos a amplificação paramétrica em fibras ópticas, introduzimos as equações diferenciais que a governam no regime CW e sua solução analítica. Obtemos uma relação entre os parâmetros de dispersão de velocidade de grupo e sua derivada segunda que permitem a obtenção de espectro de ganho plano, além do comprimento ótimo de fibra necessário para maximizar o ganho em função dos parâmetros do sistema. Também descrevemos uma configuração em paralelo para aumentar a largura prática de banda de amplificação. Realizamos experimentos com fibras de dispersão deslocada (DSF) e de alta não linearidade (HNLF).

Capítulo 3: Simulação de Amplificadores a Fibra dopada com túlio Um modelo simples de equações de taxa para os níveis de energia do túlio é desenvolvido e testado para os casos de bombeamento duplo $800+1050\text{ nm}$ e $800+1410\text{ nm}$. Este modelo é comparado com resultados experimentais de nosso grupo de pesquisas.

Capítulo 4: Lasers de Fibras dopadas com túlio. Neste capítulo, caracterizam-se lasers de fibras dopadas com túlio com emissões próximas a 800 nm e 1470 nm com bombeamento em 1050 nm , importantes para futuras aplicações em amplificadores ópticos a fibra dopada com túlio, e como sinal sintonizável para banda S.

Capítulo 5: Conclusões e Perspectivas. Neste capítulo, os principais resultados são resumidos e discutidos.

CAPÍTULO 1

Propagação Não Linear em Fibras Ópticas

1.1 Introdução

Neste capítulo discutimos brevemente os principais conceitos e as equações básicas da propagação da luz em fibras ópticas, tanto no regime linear como no não linear. No primeiro caso revisamos as principais etapas matemáticas que permitem determinar os modos transversais que podem propagar na fibra, a condição de propagação monomodo e os conceitos de atenuação e dispersão e a sua relação com os sistemas de comunicações ópticas. Para o caso de propagação em regime não linear, quando o campo eletromagnético que propaga na fibra é intenso, derivamos a equação de Schrödinger que governa a propagação de pulsos neste regime e introduzimos os conceitos de automodulação de fase, modulação de fase cruzada além dos processos paramétricos e espalhamentos Raman e Brillouin estimulados e a sua influência na transmissão de informações. Os processos paramétricos e o espalhamento Raman podem ser usados para amplificação óptica. No capítulo 2 desta tese será abordado o amplificador paramétrico. O espalhamento Brillouin é indesejado nestes amplificadores pois faz com que o bombeamento responsável pela amplificação seja retroespalhado, degradando o desempenho do sistema. Alguns métodos para a supressão do espalhamento Brillouin são portanto discutidos, um dos quais foi empregado nos experimentos realizados.

1.2 Propagação Em Fibras

Fibras ópticas consistem em um núcleo central e uma casca de dois vidros homogêneos formando um arranjo coaxial. O índice de refração do núcleo (n_1) é ligeiramente maior que o índice de refração da casca (n_2) o que permite que a luz seja guiada por reflexão interna total (Fig. 1.1).

A luz será guiada na fibra toda vez que esta incidir na interface núcleo/casca com ângulo maior que o ângulo crítico θ_c , dado por $\sin \theta_c = n_2/n_1$. Isso define um ângulo dito de

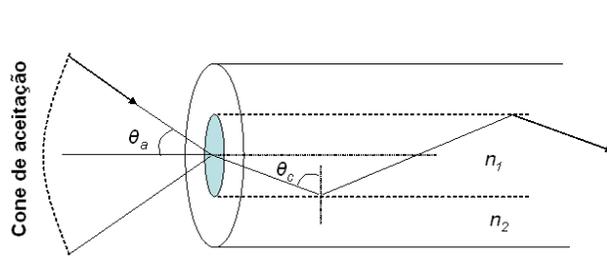


Figura 1.1: Reflexão interna total em fibra óptica. Ângulo de aceitação θ_a .

aceitação (θ_a) entre o eixo da fibra e o feixe de luz na interface ar/fibra. Este ângulo é normalmente expresso em termos da abertura numérica (NA), que é dada pela Eq. 1.1:

$$\text{NA} = \sin \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.1)$$

A característica das ondas eletromagnéticas que propagam em uma fibra óptica podem ser obtidas resolvendo-se as equações de *Maxwell* para um guia de onda cilíndrico dielétrico. Resumimos aqui as principais etapas e conclusões que seguem desta análise.

A equação a ser resolvida em geral escreve-se como:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

onde temos que a polarização total (no domínio das frequências) é:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \right) \quad (1.3)$$

A Eq. 1.3 expressa a resposta de um dielétrico na presença de luz. Para campos eletromagnéticos intensos, a resposta é não linear devido ao movimento anarmônico dos elétrons ligados do material. As fibras ópticas são feitas de sílica, que sendo um material isotrópico apresenta simetria de inversão. Deste modo, as susceptibilidades de ordem par são todas nulas e o primeiro termo não linear é o de $\chi^{(3)}$. Pode-se mostrar então que a polarização linear e a não linear são dadas por:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \quad (1.4)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (1.5)$$

e

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad (1.6)$$

No caso de resposta instantânea do meio à não linearidade, ou seja $\chi^{(3)} = \chi^{(3)}(\delta(t - t_1))^3$ a expressão para a polarização não linear reduz-se à:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.7)$$

Para o caso em que a resposta do dielétrico é linear a Eq. 1.2 pode ser resolvida pelo método de separação de variáveis. Neste caso, a parte transversal dá o perfil do modo e a parte longitudinal o comportamento da amplitude ao longo da fibra. Podemos mostrar [1] que neste caso a Eq. 1.2 no domínio da frequência escreve-se:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \frac{n^2(\omega)\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (1.8)$$

onde usamos o par de transformadas de Fourier:

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \vec{E}(t) \quad (1.9)$$

$$\vec{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \tilde{E}(\omega) \quad (1.10)$$

A Eq. 1.8 pode ser expressa em coordenadas cilíndricas:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (1.11)$$

com equação análoga para o campo magnético $\vec{H}(\vec{r}, t)$. Somente duas componentes de seis são independentes nas equações de *Maxwell* sendo usual escolher \tilde{E}_z e \tilde{H}_z como independentes e expressar \tilde{E}_ρ , \tilde{E}_ϕ , \tilde{H}_ρ e \tilde{H}_ϕ em termos de \tilde{E}_z e \tilde{H}_z que satisfazem a Eq. 1.11 [2].

A equação de onda para \tilde{E}_z resolve-se através da separação de variáveis:

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega) F(\rho) e^{im\phi} e^{i\beta z} \quad (1.12)$$

onde A é uma constante de normalização, β a constante de propagação e m um número inteiro.

Substituindo a Eq. 1.12 na Eq. (1.11), temos que a parte transversal obedece a equação:

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(\kappa^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0 \quad (1.13)$$

cujas soluções para o caso mais usual de fibras com perfil degrau:

$$n = \begin{cases} n_1 & \text{para } \rho \leq a \\ n_2 & \text{para } \rho > a \end{cases} \quad (1.14)$$

são:

$$F(\rho) = \begin{cases} J_m(\kappa\rho) & \text{para } \rho \leq a \\ K_m(\gamma\rho) & \text{para } \rho > a \end{cases} \quad (1.15)$$

com $\kappa^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2$ ou $U^2 + W^2 = V^2$, onde $U = \kappa a$, $W = \gamma a$.

Quatro tipos de modos podem se propagar em fibras ópticas, são eles: TE, TM, HE e EH, dependendo da condição $U^2 + W^2 = V^2$ e da equação característica obtida das condições de contorno. Os modos transversais que podem propagar numa fibra óptica são determinados pelas características da fibra e pelo comprimento de onda da radiação. A frequência normalizada V ou número V (Eq. 1.16) é o parâmetro normalmente utilizado para caracterizar a fibra com relação ao número de modos permitidos (ver Fig. 1.2).

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \text{NA}, \quad \text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.16)$$

onde a é o raio do núcleo, λ é o comprimento de onda da radiação e NA é a abertura numérica da fibra.

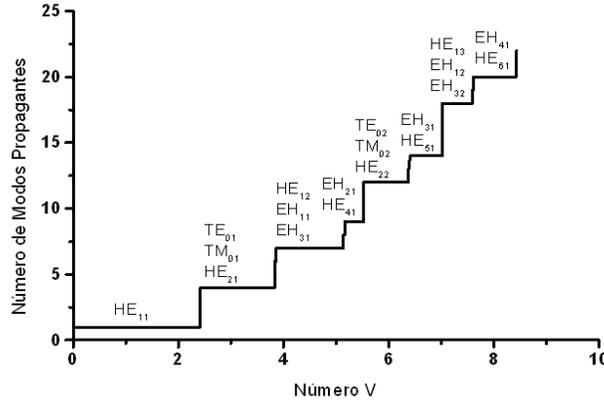


Figura 1.2: Número de modos propagantes versus o número V da fibra [3].

A frequência de corte dos diversos modos (frequência limite no qual o modo não é mais guiado) é dada pela condição $\gamma = 0$, ou seja $\kappa_c = k_0 \text{NA}$. Em particular modos HE_{11} não tem frequência de corte e portanto é o único modo que propaga numa fibra se $\kappa < \kappa_c$. Podemos definir uma frequência normalizada de corte V_c dada por:

$$V_c = \kappa_c a = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (1.17)$$

Assim teremos fibra monomodo se $V < V_c$ onde V_c é menor solução de $J_0(V_c) = 0$ que dá $V_c \simeq 2.405$. Assim para comprimentos de onda $\lambda > \lambda_c$ a fibra será monomodo. O comprimento de onda de corte λ_c é obtido usando-se $k_0 = 2\pi/\lambda_c$ e $V_c = 2.405$ na Eq. 1.17.

Este modo fundamental tem o perfil espacial dado por:

$$F(x, y) = J_0(\kappa\rho) \quad \text{para } \rho \leq a \quad (1.18)$$

e fora do núcleo, dependência assintótica da forma:

$$F(x, y) = (a/\rho)^{1/2} J_0(\kappa\rho) \exp[-\gamma(\rho - a)] \quad \text{para } \rho > a \quad (1.19)$$

Na prática prefere-se descrever o perfil do modo usando uma aproximação de perfil gaussiano:

$$F(x, y) = \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right] \quad (1.20)$$

onde w é determinado pelo melhor ajuste ao perfil (cintura do feixe). Note que w geralmente excede o raio do núcleo a , ou seja há penetração do campo dentro do revestimento.

No caso em que os campos são intensos a Eq. 1.2 deve ser resolvida com a inclusão de P_{NL} o que nos dá:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.21)$$

A Eq. 1.21 assume uma forma mais conveniente quando escrevemos os campos como:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\vec{r}, t) e^{-i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.22)$$

onde $E(\vec{r}, t)$ é uma função lentamente variável no período óptico. Analogamente expressamos as polarizações na forma:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\vec{r}, t) e^{-i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.23)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\vec{r}, t) e^{-i\omega_0 t} + c.c.] \quad (1.24)$$

onde consideramos apenas os termos que oscilam com a mesma frequência da onda original, desprezando termos como o de 3º harmônico.

Usando a P_{NL} dada pela Eq. 1.7, temos:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_{NL} E(\vec{r}, t) \quad (1.25)$$

onde ϵ_{NL} é a contribuição não linear à constante dielétrica dada por:

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2 \quad (1.26)$$

Com as considerações acima, a Eq. 1.21 simplifica-se e assume a forma dada pela Eq. 1.27 quando escrita no domínio da frequência e quando desprezamos a dependência de ϵ_{NL} com

a intensidade. Podemos fazer isso, uma vez que estamos na aproximação de variação lenta do envelope e P_{NL} tem natureza perturbativa, i.e., é menor que a contribuição linear.

$$\nabla^2 \tilde{E} + \epsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (1.27)$$

onde $k_0 = \omega/c$ e $\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) + \epsilon_{NL}$

A constante dielétrica pode ser escrita como $\epsilon = (\tilde{n} + i\tilde{\alpha}/2k_0)^2$ permitindo definir o índice de refração e coeficiente de absorção dependentes da intensidade:

$$\tilde{n} = n + n_2|E|^2, \quad \tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2|E|^2$$

com

$$n_2 = \frac{3}{8n} \Re(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \Im(\chi_{xxxx}^{(3)}) \quad (1.28)$$

no caso de fibras ópticas de sílica, α_2 é muito pequeno podendo ser desprezado, ou seja, $\tilde{\alpha} \approx \alpha$.

Novamente resolvemos a Eq. (1.27) por separação de variáveis, usando \tilde{E}_z dada pela Eq. 1.29:

$$\tilde{E}_z(r, \omega - \omega_0) = \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) F(x, y) e^{i\beta_0 z} \quad (1.29)$$

e ficamos com o par de equações:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + (\epsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}) F = 0 \quad (1.30)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (1.31)$$

A Eq. 1.30 determina o autovalor $\tilde{\beta}$ e a distribuição modal. Podemos resolvê-la com o uso da Teoria de Perturbação considerando:

$$\epsilon = (n + \Delta n)^2 \simeq n^2 + 2n\Delta n \quad \text{com} \quad \Delta n = n_2|E|^2 + \frac{i\alpha}{2k_0} \quad (1.32)$$

De fato obtém-se a distribuição modal e o número de onda $\beta(\omega)$ correspondente para $\epsilon = n^2$ e inclui-se então o efeito de Δn , notando que em primeira ordem de perturbação a distribuição modal $F(x, y)$ não se altera. Neste caso determina-se, porém, um novo autovalor:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta$$

onde

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (1.33)$$

A Eq. 1.31 da parte longitudinal fica neste caso:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0]\tilde{A}$$

Expandindo $\beta(\omega)$ em série de *Taylor*, e usando as equações (1.33) e (1.32) e passando para o domínio temporal, obteremos a equação não linear de *Schrödinger*:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (1.34)$$

onde

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$$

e

$$A_{eff} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (1.35)$$

para um perfil monomodo a aproximação gaussiana simplifica a Eq. 1.35 para $A_{eff} = \pi w^2$.

O parâmetro γ conhecido como coeficiente não linear é importante quando o campo propagante é suficientemente intenso, dando origem a fenômenos como automodulação de fase, modulação de fase cruzada, sólitons e de maior interesse para esta tese, aos processos paramétricos, que podem ser explorados na amplificação óptica. Em fibras ópticas, o coeficiente não linear, γ , pode ter valores apreciáveis apesar de n_2 ser em geral pequeno. Isso ocorre pois a área efetiva, A_{eff} , é extremamente pequena nestes sistemas compensando o valor reduzido de n_2 . Além disso, o comprimento de interação é muito maior em fibras do que em materiais “bulk” pois a luz é guiada.

A Eq. 1.34 descreve a propagação CW de pulsos no meio não linear constituído por uma fibra óptica, explicando fenômenos como automodulação de fase (SPM), dispersão da velocidade de grupo (GVD) e sólitons [1].

1.2.1 Atenuação

Pulsos transmitidos por fibras ópticas tem sua potência atenuada ao longo da fibra. O parâmetro que caracteriza esta perda é o coeficiente de atenuação. Seja P_0 a potência injetada no início de uma fibra de comprimento L , a potência na saída desta fibra será:

$$P(L) = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (1.36)$$

onde α é o coeficiente de atenuação da fibra, geralmente expresso em dB/km usando-se a relação:

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log(P/P_0) = 4.343 \alpha \quad (1.37)$$

As perdas numa fibra dependem do comprimento de onda, isto é, $\alpha = \alpha(\lambda)$. A Fig. 1.3 ilustra este fato. As origens físicas para as perdas de fundo consistem na absorção do material e o processo de espalhamento *Rayleigh*. A sílica absorve apenas na região do espectro do ultravioleta e do infravermelho médio (abaixo de 300 nm e acima de 2000 nm). Mas pequenas quantidades de impureza podem dar origem a picos de absorção na janela de 500 nm à 2000 nm . A impureza mais importante é o ion de OH^- que tem freqüência vibracional fundamental em 2730 nm . Os sobretons desta freqüência ocorrem em 1370 nm (sobretom dominante ver Fig. 1.3) e em 1230 nm . Atualmente com a melhora na tecnologia de fabricação de fibras, este pico correspondente ao OH^- é praticamente eliminado, nas fibras conhecidas como *all-wavelength fibers*.

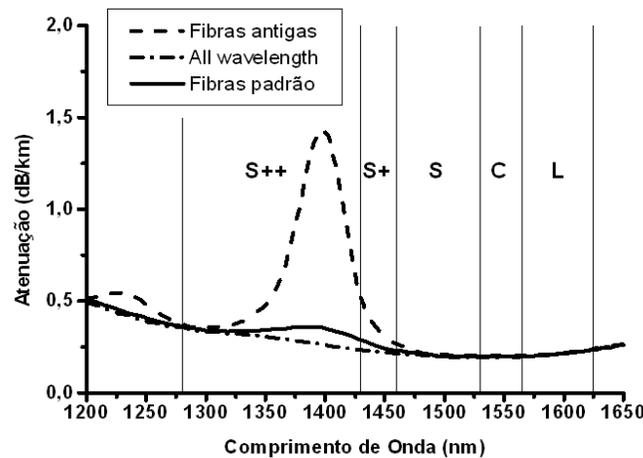


Figura 1.3: Curvas de atenuação para fibras ópticas típicas e definição das bandas de telecomunicação.

O processo de espalhamento *Rayleigh* ocorre devido a flutuações de densidade na sílica durante a fabricação das fibras. Estas flutuações resultam em variações locais do índice de refração que espalham a luz em todas as direções. Como este mecanismo de perda é intrínseco à fibra, corresponde à situação limite, isto é, às menores perdas que uma fibra pode ter. O espalhamento *Rayleigh* tem a dependência no comprimento de onda dada pela Eq. 1.38.

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (1.38)$$

sendo portanto dominante para comprimentos de ondas menores como constatamos na Fig. 1.3.

As bandas de telecomunicação em uso estão diretamente relacionadas com as características de atenuação das fibras ópticas. Na Fig. 1.3 observamos que o mínimo de absorção ocorre para 1550 nm e é de cerca de $\alpha = 0.2\text{ dB/km}$, permitindo que um dado sinal se propague por uma distância grande ($\approx 100\text{ km}$) sem necessidade de regeneração do sinal. Atualmente utilizam-se cerca de 80 canais com espaçamento de 50 GHz entre eles em uma banda situada entre $1530 - 1565\text{ nm}$ (banda C ou banda *convencional*). O uso de vários canais para transmissão de sinais em uma mesma fibra é conhecido como WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) ou DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*), devido a elevada quantidades de canais.

Para aumentar a quantidade de informação transmitida pode-se proceder de duas formas: a primeira é usar pulsos ópticos (bits) temporalmente mais estreitos (por exemplo passar de 2.5 Gb/s a 40 Gb/s) o que requer maior controle da dispersão na transmissão para evitar a interferência entre bits adjacentes (ver próxima seção) ou usar outras bandas espectrais. Na Fig. 1.3 observamos o quão estreita é a banda C, atualmente em uso. De fato, mesmo nas fibras mais antigas que apresentam pico elevado de absorção devido ao OH^- a atenuação é bastante pequena em várias regiões do espectro. Entretanto, a inexistência até alguns anos atrás de amplificadores ópticos comercialmente disponíveis para outras bandas, que não a banda C, onde amplificadores a fibra dopada com érbio são largamente utilizados, impedia o crescimento da capacidade de transmissão nestes sistemas. Várias alternativas já estão disponíveis atualmente.

1.2.2 Dispersão

Dois pulsos de comprimentos de onda diferentes propagam-se na fibra óptica com velocidades de grupo diferentes pois o índice de refração depende da frequência. Assim após percorrer uma distância L estes dois pulsos estarão atrasados um em relação ao outro de um tempo $\Delta\tau$. Este atraso $\Delta\tau$ é proporcional ao comprimento da fibra e à diferença dos comprimentos de ondas dos pulsos:

$$\Delta\tau = D L \Delta\lambda \quad (1.39)$$

onde D é uma constante de proporcionalidade. No limite de atrasos infinitesimais obtemos que D , ou dispersão é:

$$D = \frac{1}{L} \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (1.40)$$

que é o atraso por comprimento de fibra por comprimento de onda tendo unidades de $ps/(nm\ km)$. Exemplos de curvas de dispersão para dois tipos de fibra são mostrados na Fig. 1.4. A fibra padrão tem dispersão nula em $\lambda_0 \sim 1310\ nm$. A fibra com comprimento de onda de dispersão nula próximo de $1550\ nm$ é conhecida como fibra com dispersão deslocada (DSF - *Dispersion Shifted Fiber*). No "inset" desta figura estão medidas de atrasos temporais τ em função do comprimento de onda para a DSF. A dispersão é obtida através da Eq. 1.40.

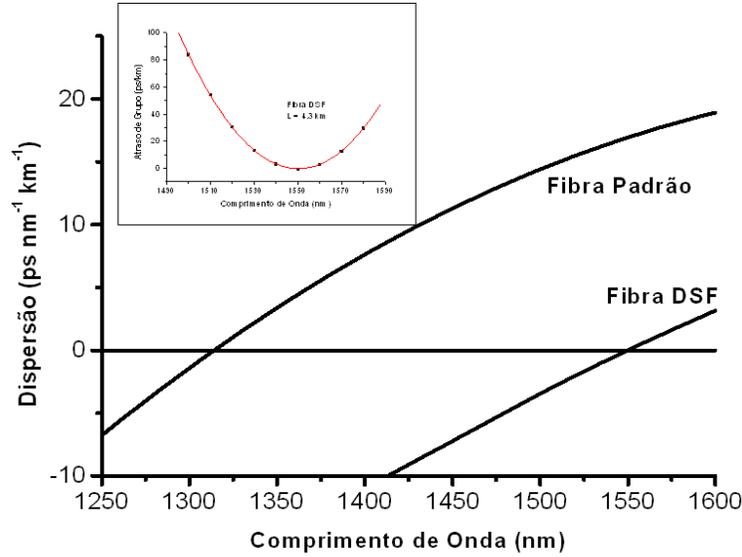


Figura 1.4: Exemplo de curvas de dispersão para fibras Padrão e DSF. O inset mostra o atraso de grupo para a fibra DSF.

Um pulso apresenta várias componentes espectrais com velocidades diferentes, então, após propagar por uma distância L , este vai se alargar no tempo devido à dispersão.

A origem física da dispersão depende da dispersão do material, da dispersão modal e da dispersão do guia de onda. Na propagação em uma fibra monomodo, não temos contribuição da dispersão modal que vem da diferença dos caminhos percorridos pelos vários modos em uma fibra.

A maior contribuição é a dispersão do material que vem da dependência do índice de refração com o comprimento de onda. A origem deste termo é devido às frequências de ressonância. Longe destas ressonâncias o índice de refração pode ser expresso pela equação de *Sellmeier* [1]:

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (1.41)$$

onde λ_j são os comprimentos de onda das ressonâncias e B_j a força de oscilador da j -ésima ressonância. No caso da sílica fundida, os parâmetros λ_j e B_j são obtidos experimentalmente ajustando-se às curvas de dispersão medidas a Eq. 1.41 com $m = 3$. Os parâmetros neste caso são $\lambda_1 = 0.0684043 \mu m$, $\lambda_2 = 0.1162414 \mu m$, $\lambda_3 = 9.896161 \mu m$, $B_1 = 0.6961663$, $B_2 = 0.4079426$ e $B_3 = 0.8974794$.

Os efeitos da dispersão podem ser melhor compreendidos se expandirmos a constante de propagação do modo em série de *Taylor* em torno de uma frequência central ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.42)$$

onde

$$\beta_m = \left[\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right] \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.43)$$

β_1 é o inverso da velocidade de grupo do envelope de um pulso enquanto que β_2 é o responsável pelo alargamento temporal do pulso sendo denominado de dispersão da velocidade de grupo (**GVD**), descritos por:

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} \quad (1.44)$$

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (1.45)$$

onde v_g é a velocidade de grupo. Tanto β_1 , como β_2 podem ser obtidos do índice de refração através das relações:

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \quad (1.46)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \quad (1.47)$$

Finalmente, mostramos a relação entre o parâmetro D usado na prática e o parâmetro β_2 mais comum nas análises teóricas:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.48)$$

A dispersão pode ser analisada da Eq. 1.34 desconsiderando o termo $i\gamma|A|^2 A$. Neste caso podemos observar o efeito da dispersão num pulso gaussiano, por exemplo, conforme a Fig. 1.5. Note que o pulso alarga temporalmente à medida em que este se propaga na fibra. Em termos práticos, isso origina a degradação de sinais “palavras” por interferência entre bits adjacentes, conforme pode ser visto na Fig. 1.6.

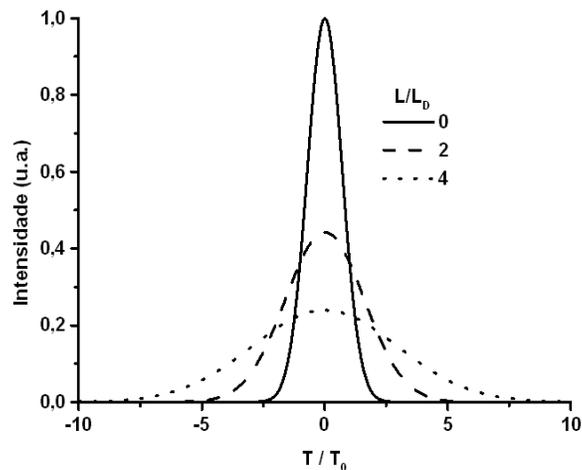


Figura 1.5: Dispersão de um pulso gaussiano usando Eq. 1.34: Aqui, $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ e T_0 é a largura temporal inicial. Assim se $T_0 = 40 \text{ ps}$ (equivalente a transmissão em 25 GHz) o alargamento máximo da figura ocorre somente para $L = 12800 \text{ km}$ se $\beta_2 = 0.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, valor para uma fibra DSF em 1557 nm ou apenas em 400 km numa fibra padrão ($\beta_2 = 15 \text{ ps}^2/\text{km}$ em 1550 nm). Se dobramos a taxa de transmissão, o mesmo alargamento ocorre para distâncias 4 vezes menores.

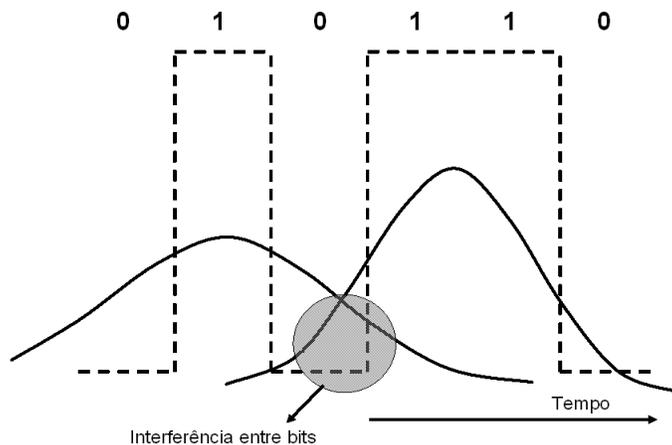


Figura 1.6: Ilustração da interferência entre bits devido à dispersão em uma palavra. A curva tracejada representa o sinal na entrada da fibra, a sólida, na saída.

1.3 Automodulação de Fase - SPM

Uma manifestação da dependência do índice de refração com a intensidade do campo eletromagnético é a automodulação de fase, **SPM**. Este fenômeno consiste no aparecimento de uma fase não linear adicional em uma onda que se propaga ao longo de um meio não linear como uma fibra. A fase auto induzida por um campo eletromagnético é:

$$\phi = n_2|A|^2k_0L \quad (1.49)$$

Na expressão (1.49) a fase dependente da intensidade $\phi_{NL} = n_2k_0|A|^2L$ é devida à *SPM*. Este termo é responsável pelo alargamento espectral de pulsos sendo o análogo espacial da autofocalização.

A Eq. 1.34, desprezando-se a dispersão, pode elucidar o que ocorre quando um pulso propaga em um meio não linear. Neste caso o pulso mantém sua largura temporal inalterada mas sofre alargamento espectral, induzindo uma varredura de frequência (“chirp”). Na Fig 1.7 observamos o alargamento espectral característico devido à automodulação de fase. Nesta figura temos o espectro experimental de pulsos mode-locked (aproximadamente gaussianos) de um laser de Nd:YAG para duas potências de pico após a propagar através de $\sim 150\text{ m}$ de fibra padrão. O efeito de interferência característico da SPM (mostrado na simulação teórica da Fig 1.7b) não foi observado neste experimento devido à baixa resolução do espectrômetro utilizado. Observamos que o alargamento espectral é maior para o caso de maior potência ($P_2 > P_1$), como esperado.

Em sistemas reais, não podemos desprezar os termos de dispersão nem os termos de SPM e ambos devem ser incluídos na Eq. 1.34. Neste caso, o alargamento espectral resultante de SPM pode aumentar ou diminuir a largura temporal dos pulsos a depender do sinal da dispersão considerada. Este último caso é utilizado para a compressão temporal de pulsos ópticos [1]. Um caso especial pode ocorrer quando os termos de SPM e GVD estão perfeitamente balanceados. Neste caso, formam-se pulsos que mantém a forma ao longo da propagação, não sofrendo dispersão. Este tipo de pulsos são chamados de *sólitons* e tem sido muito estudados, inclusive para possíveis aplicações em sistemas de transmissão de longa distância, como no caso de cabos submarinos intercontinentais.

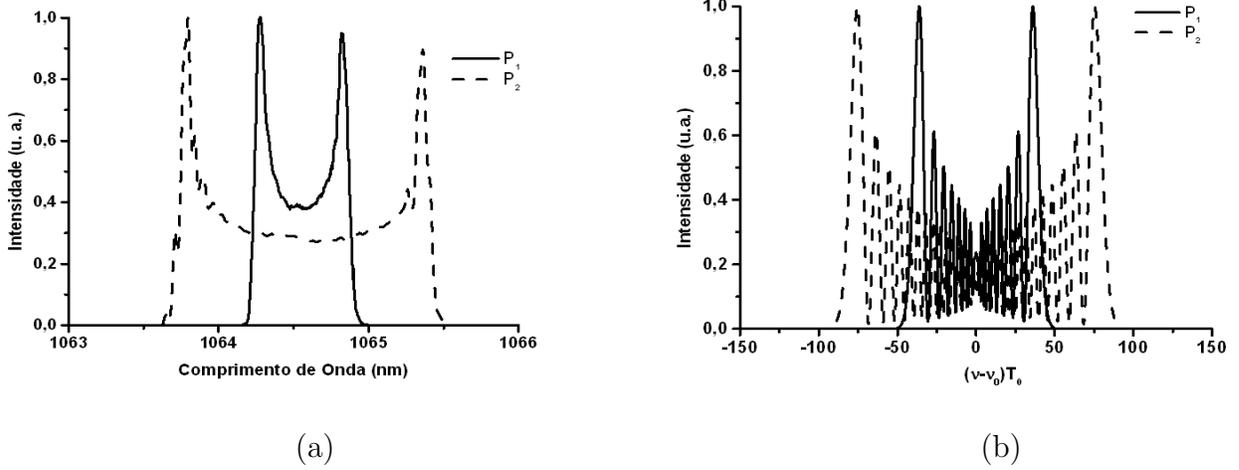


Figura 1.7: Alargamento espectral devido a SPM: (a) Experimento com pulsos de um laser de Nd:YAG operando em regime mode-locked, (b) Solução da Eq. 1.34 usando parâmetros tais que $\gamma P_1 L = 15$ (curva sólida) e $\gamma P_2 L = 30$ (curva tracejada).

1.4 Modulação de Fase Cruzada - XPM

A modulação de fase cruzada **XPM** é a modulação da fase de uma onda de frequência ω_1 induzida pela presença de outra onda de frequência ω_2 devido à não linearidade. Mais especificamente, a fase da onda de frequência ω_1 sofre uma modulação devido à não linearidade que é dada por:

$$\phi_1^{NL} = \frac{\omega_1 z}{c} \Delta n_1 = \frac{\omega_1 z n_2}{c} (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \quad (1.50)$$

onde $n_2 = \frac{3\Re\chi_{xxxx}^{(3)}}{8n}$ é o índice de refração não linear.

O primeiro termo da Eq. 1.50 é o termo de automodulação de fase (**SPM**) que sempre acompanha os processos de **XPM**. Na automodulação de fase, o índice de refração e portanto a fase da onda, altera-se como $n = n_L + n_2 I_1$. Com o **XPM** ficamos com algo como $n = n_L + n_2(I_1 + 2I_2)$ que origina a fase dada pela Eq. 1.50. Notamos que os processos de **SPM** e **XPM** não transferem energia de uma onda para a outra, ocorrendo apenas alteração da fase da onda devido à não linearidade.

Para explicitarmos melhor o processo supomos que temos dois campos propagando-se com a mesma polarização na fibra:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [A_1 e^{-i\omega_1 t} + A_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c.] \quad (1.51)$$

e a polarização não linear é

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.52)$$

onde supomos que a resposta não linear do meio é instantânea [1].

Substituindo a Eq. 1.51 na Eq. 1.52 e admitindo que \vec{P}_{NL} tenha componentes apenas na direção \hat{x} , temos:

$$(P_{NL})_x = \frac{\epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}}{8} \{ E_1^3 + E_2^3 + 3 E_1^2 E_2 + 3 E_1^2 E_2^* + 3 E_2^2 E_1 + 3 E_2^2 E_1^* + \quad (1.53)$$

$$3 [|E_1|^2 + 2|E_2|^2] E_1 + 3 [|E_2|^2 + 2|E_1|^2] E_2 + c.c. \} \quad (1.54)$$

$$(P_{NL})_x = \frac{\epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}}{8} \left\{ A_1^3 e^{-i3\omega_1 t} + A_2^3 e^{-i3\omega_2 t} + 3 A_1^2 A_2 e^{-i(2\omega_1 + \omega_2) t} + \right. \\ \left. 3 A_1^2 A_2^* e^{-i(2\omega_1 - \omega_2) t} + 3 A_2^2 A_1 e^{-i(2\omega_2 + \omega_1) t} + 3 A_2^2 A_1^* e^{-i(2\omega_2 - \omega_1) t} + \right. \\ \left. 3 [|A_1|^2 + 2|A_2|^2] A_1 e^{-i\omega_1 t} + 3 [|A_2|^2 + 2|A_1|^2] A_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \right\}$$

Admitindo que podemos escrever a polarização não linear como:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{\hat{x}}{2} \left\{ P_{NL}(3\omega_1) e^{-i3\omega_1 t} + P_{NL}(3\omega_2) e^{-i3\omega_2 t} + P_{NL}(2\omega_1 + \omega_2) e^{-i(2\omega_1 + \omega_2) t} + \right. \\ \left. P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) e^{-i(2\omega_1 - \omega_2) t} + P_{NL}(2\omega_2 + \omega_1) e^{-i(2\omega_2 + \omega_1) t} + P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) e^{-i(2\omega_2 - \omega_1) t} + \right. \\ \left. P_{NL}(\omega_1) e^{-i\omega_1 t} + P_{NL}(\omega_2) e^{-i\omega_2 t} + c.c. \right\}$$

desprezando os termos de 3^o harmônico, soma e diferença de frequências ($3\omega_1$, $3\omega_2$, $2\omega_1 + \omega_2$, $2\omega_1 - \omega_2$, $2\omega_2 + \omega_1$ e $2\omega_2 - \omega_1$ uma vez que para estes termos não ocorre casamento de fase (a não ser em condições especiais [1]). Igualando as últimas duas expressões, temos que:

$$P_{NL}(\omega_1) = \frac{3 \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \left[|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right] A_1 \quad (1.55)$$

$$P_{NL}(\omega_2) = \frac{3 \epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \left[|A_2|^2 + 2|A_1|^2 \right] A_2 \quad (1.56)$$

Assim escrevendo P_{NL} como:

$$P_{NL}(\omega_j) = \epsilon_0 \epsilon_j^{NL} E_j \quad (1.57)$$

$$P_{NL}(\omega_j) = \chi_{eff} \left[|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2 \right] A_j \quad (1.58)$$

Por comparação

$$\epsilon_j^{NL} = \frac{3\chi_{xxxx}^{(3)}}{4} \left[|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2 \right] \quad (1.59)$$

Por definição

$$\epsilon_j = \epsilon_j^L + \epsilon_j^{NL} = (n_j + \Delta n_j)^2 \cong n_j^2 + 2n_j \Delta n_j \quad (1.60)$$

$$\Rightarrow \Delta n_j = \frac{\epsilon_j^{NL}}{2n_j} \quad \text{pois} \quad \epsilon_j^L \equiv n_j^2 \quad (1.61)$$

$$\Rightarrow \Delta n_j = \frac{3\chi_{xxxx}^{(3)}}{8n_j} \left[|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2 \right] = n_2 \left[|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2 \right] \quad (1.62)$$

$$\Rightarrow n_2 = \frac{3\Re(\chi_{xxxx}^{(3)})}{8n} \quad (1.63)$$

onde consideramos o índice de refração linear $n_1^L \simeq n_2^L \simeq n$ e ignoramos a parte imaginária de $\chi_{xxxx}^{(3)}$

A modulação de fase cruzada é fundamental para se compreender o que ocorre com dois pulsos copropagantes em uma fibra óptica. Em especial se um destes pulsos é intenso (feixe de bombeamento) este pode alterar tanto o espectro como a forma do pulso menos intenso (sonda) ao longo do percurso em que eles interagem. Um exemplo do que ocorre no caso de pulsos gaussianos é mostrado na Fig. 1.8. Observe que tanto a forma inicial do pulso de sonda como seu espectro alteram-se. Os parâmetros da figura são escolhidos de forma que $\gamma_1 P_1 T_0^2 / |\beta_{21}| = 10$, onde γ_1 , β_{21} são o coeficiente de não linearidade e o parâmetro de dispersão do pulso de bombeamento e T_0 é a largura temporal inicial de ambos os pulsos. Além disso utilizamos $T_0 |d| / |\beta_{21}| = 10$ onde $|d| = (v_{g1} - v_{g2}) / (v_{g1} v_{g2})$ com v_{g1} e v_{g2} são as velocidades de grupo dos pulsos de bombeamento e sonda, respectivamente.

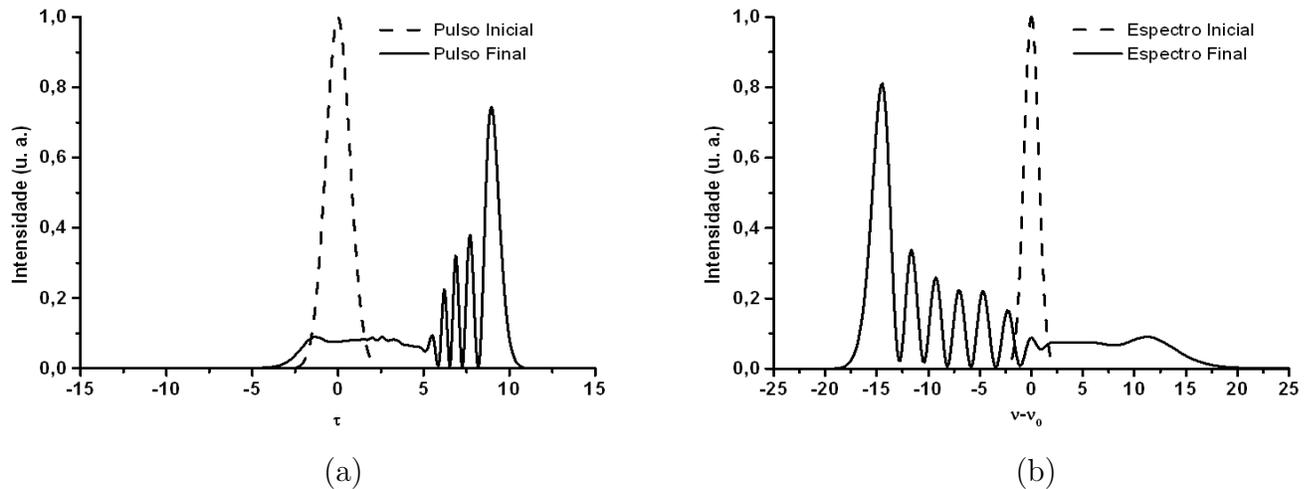


Figura 1.8: Efeito da modulação de fase cruzada (XPM) em pulso gaussiano de sonda após a passagem de um pulso gaussiano de bombeamento: (a) Forma temporal do pulso, (b) Espectro do mesmo. Adaptado de [1]

1.5 Processos Paramétricos

Se o meio não linear tem um papel passivo na interação entre os campos ópticos, atuando como um mediador entre as ondas eletromagnéticas através da resposta não linear de elétrons ligados do material, falamos em processos paramétricos. Este nome indica que estes processos tem origem na modulação de um parâmetro do meio, como o índice de refração. Mais especificamente, a polarização induzida no meio é não linear no campo aplicado sendo governada pela susceptibilidades de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, e envolve a interação de quatro ondas (Mistura de Quatro Ondas ou *Four-Wave Mixing*).

Do ponto de vista quântico, no processo paramétrico fótons de um feixe de bombeio são aniquilados e convertidos em fótons de frequência diferente. No caso de interesse, dois fótons de bombeio ω_p originam um fóton de sinal ω_s e um fóton idler (ocioso) ω_i por meio da susceptibilidade não linear. A energia total é conservada. Ou seja, vale que $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Este processo pode ser entendido pelos diagramas da Fig. 1.9. Nestas figuras observamos o diagrama de níveis do processo (Fig. 1.9a). Note que os níveis envolvidos são virtuais, não existindo necessariamente no material onde ocorre o processo. Como mencionado anteriormente, o que ocorre é que um parâmetro do meio (índice de refração) se altera devido à não linearidade causada pelo feixe intenso de bombeamento dando origem às novas frequências. Na Fig. 1.9b, temos o espectro simplificado do processo descrito. Note que aparece sinal de

freqüência maior que o do bombeio e necessariamente, por conservação de energia, aparece outro sinal de freqüência menor. Além da conservação de energia devemos ter a conservação dos momentos, ou seja, $2\beta_p = \beta_s + \beta_i$, onde β é o número de onda do fóton. Este requisito extra é conhecido como *casamento de fase* na literatura e está ligado à fase da onda obtida pela mistura das ondas de bombeamento, sinal e idler, como ficará claro posteriormente. Do ponto de vista prático, para obter-se amplificação por processo paramétrico em fibras

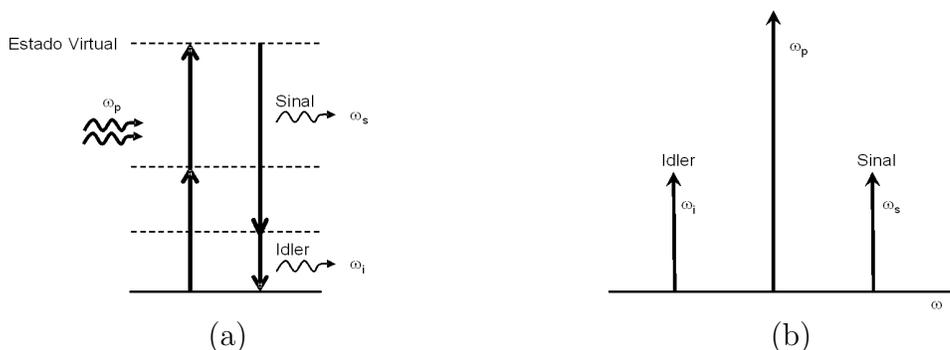


Figura 1.9: Esquema da amplificação paramétrica. (a) Diagrama de níveis, (b) Espectro simplificado correspondente ao processo (a).

ópticas usada como meio não linear, usa-se um esquema como mostrado na Fig. 1.10. Para termos maior eficiência no processo a escolha da fibra é crucial. Esta ditará o requisito de casamento de fase, relacionado com a dispersão da mesma.

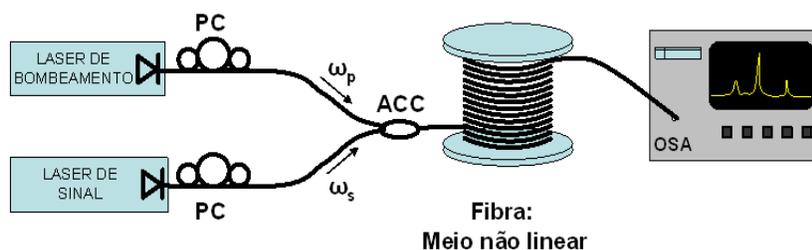


Figura 1.10: Esquema simplificado da amplificação paramétrica: Na figura, PC são controladores de polarização, ACC é um acoplador usado para que os sinais e o bombeamento entrem na fibra (meio não linear) dando origem ao processo paramétrico, visualizado por um analisador de espectros ópticos (OSA).

Pode-se obter uma visão física para amplificação paramétrica considerando o batimento entre duas ondas de freqüência ω_1 e ω_2 que propagam ao longo da fibra. Sabe-se que o

batimento resultante tem comportamento mostrado na Fig. 1.11. Nota-se nesta figura que a intensidade da onda resultante é modulada com frequência $\omega_2 - \omega_1$. De fato para amplitudes iguais, temos que:

$$A \cos \left[\frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2} t \right] \cos \left[\frac{(\omega_2 - \omega_1)}{2} t \right] \quad (1.64)$$

$$I(\omega) = \frac{A^2}{2} \cos^2 \left[\frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2} t \right] [1 + \cos(\omega_2 - \omega_1)]$$

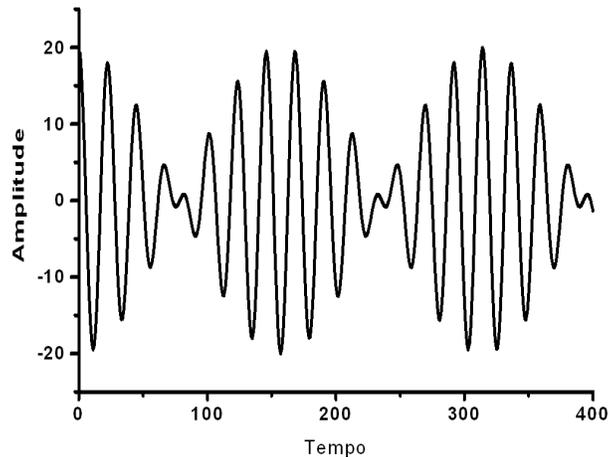


Figura 1.11: Batimento de duas ondas de frequência ω_1 e ω_2 .

A modulação da intensidade origina uma modulação no índice de refração n ao longo da fibra. Uma terceira onda de frequência ω_3 que propaga no meio sofrerá modulação de fase adquirindo bandas laterais (*sidebands*) de frequências $\omega_3 \pm (\omega_2 - \omega_1)$. A amplitude destes novos campos serão proporcionais à amplitude do sinal em ω_3 uma vez que as amplitudes dos campos de frequência ω_1 e ω_2 entram apenas na fase.

Do mesmo modo, os campos de frequência ω_3 e ω_1 vão originar batimentos que resultam em modulação de fase, desta vez da onda ω_2 . As novas frequências geradas serão $\omega_2 \pm (\omega_3 - \omega_1)$. Notamos que para o processo de mistura de quatro ondas descrito acima no qual três campos incidentes são considerados, originam-se nove campos novos [4, 5] como mostrado na Fig. 1.12a onde observamos que alguns dos campos novos vão se sobrepor à frequência do sinal ω_1 . São estes produtos que aumentam a amplitude do sinal, i.e., dão origem à amplificação paramétrica. Note também que a maioria dos sinais gerados é muito pouco intensa e são geralmente desprezados. Somente os campos na frequência $\omega_4 = \omega_3 + (\omega_2 - \omega_1) = \omega_2 + (\omega_3 - \omega_1)$, dita frequência de “idler” são considerados. Por fim notamos que quando os campos de bombeamento degeneram para a mesma frequência $\omega_2 = \omega_3$ os novos campos criados vão coincidir exatamente com as frequências de sinal e idler como ilustrado na Fig. 1.12b

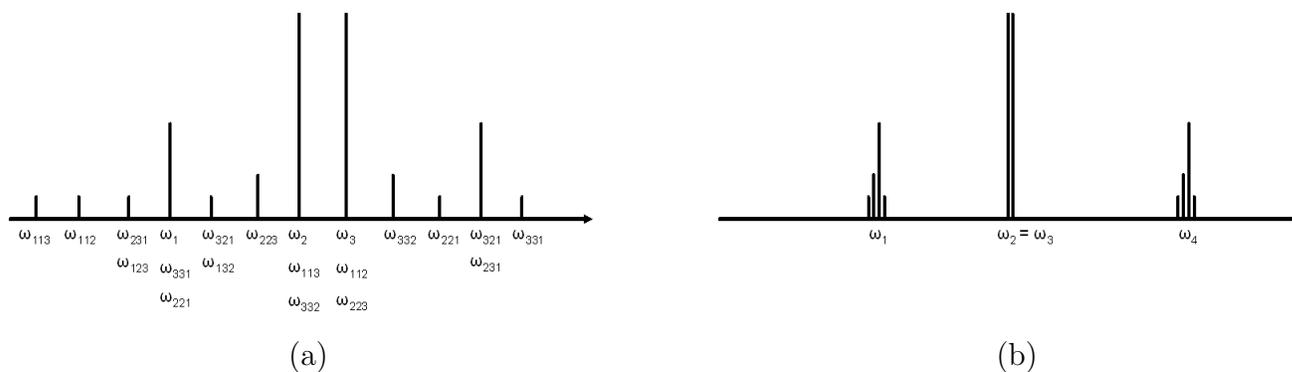


Figura 1.12: Origem da amplificação paramétrica. (a) batimentos para dois bombeamentos, (b) Bombeamentos degenerados.

No capítulo 2 e nos apêndices o processo paramétrico é descrito detalhadamente.

1.6 Espalhamento Raman Estimado (SRS)

O espalhamento Raman é um processo não linear no qual novas frequências são geradas através da transferência de energia entre uma onda óptica e o meio, devido à excitação de fônons ópticos. Os fônons ópticos são criado quando o feixe de luz acopla com os modos vibracionais do

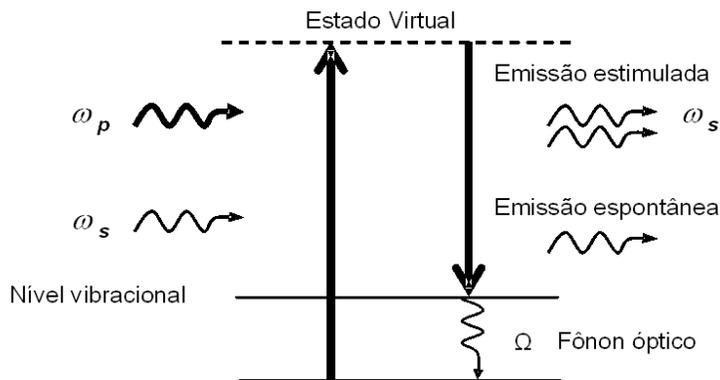


Figura 1.13: Visualização do processo de espalhamento Raman estimado (SRS).

Do diagrama da Fig. 1.13, vemos que $\omega_p = \omega_s + \Omega$, onde ω_p é a frequência da onda incidente (bombeamento), ω_s é a onda de frequência menor criada (Stokes) e Ω é a frequência do fônon óptico, correspondente à diferença de energia do nível fundamental e o nível vibracional.

A partir de uma certa potência de bombeamento, o espalhamento Raman deixa de ser espontâneo e torna-se estimulado (SRS). O coeficiente de ganho Raman espontâneo (g_R) é mostrado na Fig. 1.14 para fibras de sílica e bombeamento em $\lambda_p = 1\mu m$. Para outros comprimentos de onda de bombeamento o coeficiente de ganho Raman é obtido da dependência de g_R com o inverso de λ_p [1]. Como o espalhamento Raman é um processo não ressonante, o ganho é disponível para qualquer comprimento de onda sendo bastante estudado para aplicações em amplificação óptica. Na Fig. 1.14, observamos que o pico de ganho ocorre sempre deslocado de $13 THz$ e a largura da banda de ganho se estende por quase $40 THz$, esta largura de banda deve-se à natureza amorfa do vidro, com os níveis vibracionais formando uma banda.

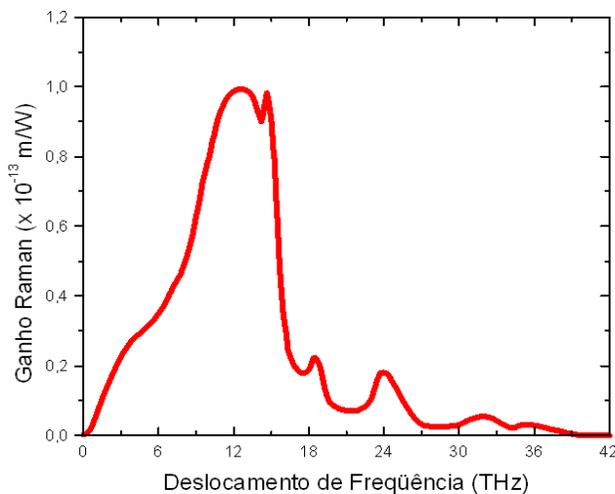


Figura 1.14: Espectro de ganho Raman para sílica fundida. Bombeamento em $\lambda_p = 1\mu m$ [1].

O crescimento inicial da onda de Stokes na operação contínua (CW) é dado por:

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{g_R}{A_{eff}} P_p P_s \quad (1.65)$$

onde A_{eff} é a área efetiva (Eq. 1.35, P_p é potência de bombeamento, P_s é a potência da onda Stokes e g_R é o coeficiente de ganho Raman relacionado com a parte imaginária de $\chi^{(3)}$.

Um aspecto interessante do SRS é um comportamento tipo limiar. Como discutido acima, existe uma potência acima da qual a conversão entre feixe de bombeamento e de Stokes torna-se altamente eficiente. Assim, define-se uma potência de limiar, P_{lim}^R como a potência de bombeamento necessária para que as potências da onda de Stokes e de bombeamento sejam iguais na saída da fibra:

$$P_{lim}^R \simeq \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.66)$$

onde L_{eff} é o comprimento efetivo da fibra $L_{eff} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$.

Existe a possibilidade de termos SRS contrapropagante, neste caso a Eq. 1.66 é ainda válida se substituimos o fator 16 por 20 [1].

Os amplificadores baseados em SRS são geralmente amplificadores distribuídos, que aproveitam a própria linha de transmissão para amplificar o sinal. Notamos que devido às altas potências de bombeamento exigidas, somente nos últimos anos, com o advento de lasers de diodo de alta potência, estes amplificadores começaram a ser explorados na amplificação nas bandas C e L.

1.7 Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS)

O processo de espalhamento Brillouin estimulado [1, 6] resulta da interação entre ondas eletromagnéticas ditas de bombeamento e Stokes e uma onda acústica. Manifesta-se como o aparecimento de uma nova onda de frequência menor (Stokes) deslocada em relação à onda de bombeamento em aproximadamente $10 GHz$. O processo ocorre do seguinte modo: o bombeamento gera ondas acústicas através do processo de electrostrição que por sua vez gera uma modulação periódica no índice de refração da fibra. A grade de índice de refração formada pelo bombeamento espalha o mesmo devido à difração de Bragg. A luz espalhada tem frequência menor devido ao deslocamento Doppler associado à grade, que se move com velocidade acústica v_a .

Do ponto de vista da mecânica quântica, podemos entender o processo como a aniquilação de um fóton (ω_p) do bombeamento e a simultânea criação de um fóton de Stokes (ω_s) e um fônon acústico (ω_A). Devido à conservação de energia-momento, temos:

$$\omega_A = \omega_p - \omega_s \quad (1.67)$$

$$\vec{k}_A = \vec{k}_p - \vec{k}_s \quad (1.68)$$

onde \vec{k}_p e \vec{k}_s são os vetores de onda das ondas de bombeamento e Stokes, respectivamente e \vec{k}_A é o vetor de onda da onda acústica. As frequências ω_A e o vetor de onda \vec{k}_A obedecem à

relação:

$$\omega_A = |\vec{k}_A|v_a = |\vec{k}_p - \vec{k}_s|v_a = 2|\vec{k}_p|v_a \sin(\theta/2) \quad (1.69)$$

onde usamos $|\vec{k}_p| \simeq |\vec{k}_s|$. A Eq. 1.69 mostra que o deslocamento Stokes depende do ângulo de espalhamento, sendo máximo para retroespalhamento ($\theta = \pi$) e é nula para $\theta = 0$. Em fibras ópticas, as únicas direções relevantes são o $\theta = \pi$ e $\theta = 0$. Esta última, entretanto, não ocorre devido à relação de dispersão dada pela Eq. 1.69. A partir da Eq. 1.69, vemos que o deslocamento de frequência da onda retroespalhada é dada por:

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2nv_A}{\lambda_p} \quad (1.70)$$

onde usamos que $|\vec{k}_p| = 2\pi n/\lambda_p$, n índice de refração e λ_p comprimento de onda do bombeamento. Tipicamente, se usamos $v_a = 5.96 \text{ km/s}$, $n = 1.45$, valores para a fibra de sílica, $\nu_B \simeq 11 \text{ GHz}$ em $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$. Este deslocamento deve-se ao efeito Doppler, como já discutido acima:

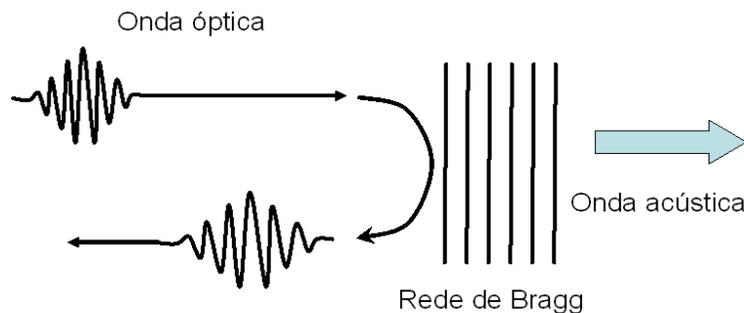


Figura 1.15: Visualização do processo de espalhamento Brillouin estimulado (SBS). A onda óptica retroespalhada tem frequência óptica menor que a onda incidente.

O crescimento da onda retroespalhada de Stokes, depende do coeficiente de ganho Brillouin $g_B(\nu)$ que é máximo para o deslocamento do bombeamento de ν_B e cuja largura espectral é pequena (da ordem de 10 MHz , ver Fig. 1.16).

Esta largura de linha Brillouin depende do tempo de relaxação da onda acústica, i. e., do tempo de vida do fônon acústico T_B . Isso pode ser visualizado como segue: o bombeamento inscreve uma rede de Bragg no índice de refração da fibra devido à onda acústica gerada. A rede de Bragg existe enquanto existir a onda acústica. Deste modo, o comprimento efetivo desta rede de Bragg é dada pela velocidade da luz na fibra vezes o tempo de decaimento da

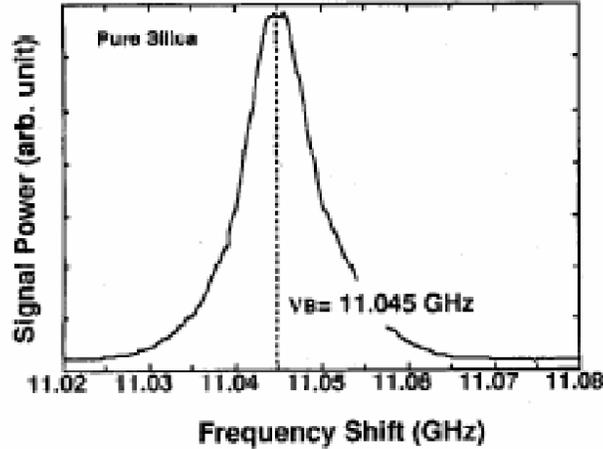


Figura 1.16: Espectro de ganho Brillouin. O deslocamento da onda retroespalhada é de $\sim 11 \text{ GHz}$ e a largura de linha, da ordem de 10 MHz . Extraído da ref. [7].

onda acústica T_B . A largura de banda efetiva de uma rede de Bragg com este comprimento é então $1/(\pi L_B)$. Assumindo que as ondas acústicas decaem como $\exp(-t/T_B)$ o coeficiente de ganho Brillouin tem um forma espectral Lorentziana, dada pela Eq. 1.71

$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B)^2}{4(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B)^2} g_B(\nu_B) \quad (1.71)$$

Pode-se demonstrar [1] que o limiar de emissão Brillouin estimulada é dado por:

$$P_{lim}^B \simeq \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (1.72)$$

onde g_B é o pico do coeficiente de ganho Brillouin.

No caso de interesse, para aplicação em amplificação paramétrica em fibras ópticas, deseja-se aumentar o limiar de SBS. De fato, o retroespalhamento do bombeamento é o principal problema experimental na realização de amplificadores paramétricos em fibra já que o processo de amplificação é fortemente afetado. Um dos métodos mais comuns para o aumento do limiar de SBS é através do alargamento espectral do bombeamento por modulação de fase [8]. Mostra-se que no caso em que o bombeamento tem um perfil espectral lorentziano com largura de linha $\Delta\nu_p$, o coeficiente de ganho de Brillouin é ainda dado pela Eq. 1.71 mas com o pico de ganho substituído por [1]:

$$\tilde{g}_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_p} g_B(\nu_B) \quad (1.73)$$

de modo que reduzimos o limiar de SBS por $\Delta\nu_p/\Delta\nu_B$ quando $\Delta\nu_p \gg \Delta\nu_B$. Este método é efetivo mas requer equipamentos caros e influencia a largura espectral na conversão de frequências de amplificadores paramétricos [9].

Quando alargamos a largura de linha do bombeamento formam-se redes de Bragg independentes e o ganho Brillouin é dividido entre estas redes. Como resultado temos um ganho Brillouin menor. Deste modo o limiar de SBS aumenta [10]. Na verdade existem dois regimes que dependem da razão entre o comprimento de coerência do campo de bombeamento ($L_{\text{coh}}^p \sim 1/\Delta\nu_p$) e do comprimento característico de ganho SBS ($L_{\text{car}}^{\text{SBS}} \sim 1/g_B I_p$). Quando $L_{\text{coh}}^p/L_{\text{car}}^{\text{SBS}} \gg 1$ ocorre interferência entre os modos de pressão o que origina “redes de Bragg dependentes” e de maior contraste. Neste caso, o alargamento do bombeamento origina uma interferência construtiva e o ganho SBS gerado do ruído (sem “seed”) é sempre grande. O caso de interesse ocorre quando $L_{\text{coh}}^p/L_{\text{car}}^{\text{SBS}} \ll 1$. Neste caso não ocorre interferência entre os modos de pressão. Assim, se o alargamento do bombeamento é pequeno é como se tivéssemos uma rede de contraste maior (menor, entretanto, que o caso precedente) e o limiar de SBS diminui. Quando o alargamento do bombeamento é maior temos várias redes independentes e a contribuição total é dividida entre elas: o limiar de SBS aumenta [10, 11].

Outros métodos para o aumento do limiar de SBS podem ser utilizados e consistem em alargar a banda de ganho Brillouin $\Delta\nu_B$ da fibra aplicando um deslocamento não uniforme de frequência (deslocamento Stokes) alterando: a dimensão do núcleo da fibra [12], a concentração de dopante [7], a deformação (strain) [13], ou a temperatura [14] ao longo da fibra. A mudança das dimensões do núcleo e/ou dopantes é difícil de realizar devido à falta de controle no processo de fabricação das fibras. Por outro lado, controlar a deformação ou a distribuição de temperatura é fácil de realizar para comprimentos modestos de fibra. Recentemente, usando a distribuição de temperatura aplicada à fibra mostrou-se que o limiar de SBS pode aumentar três vezes [15].

Um efeito importante na variação do diâmetro do núcleo da fibra e da concentração de dopantes é que o parâmetro de dispersão β_2 também muda ao longo da fibra. Pode-se entretanto variar ambos de modo que β_2 se mantenha uniforme ao longo da fibra, o que é promissor na obtenção de ganhos paramétricos com grande largura de banda [16].

Nesta tese optamos por aumentar o limiar através do alargamento da linha espectral de bombeamento por meio de um modulador de fase. Esta alternativa é a mais utilizada pelos diversos grupos de pesquisa.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1]G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, Calif.: Academic Press, 2nd. ed., 1995.
- [2]J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 3rd ed., 1999.
- [3]A. H. Cherin, *An Introduction to Optical Fibers*. McGraw-Hill, 1983.
- [4]J. Hansryd, P. Andrekson, M. Westlund, J. Li, e P.-O. Hedekvist, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications,” *IEEE Select. Topics Quantum Electron.*, vol. **8**, pp. 506–520, 2002.
- [5]M. O. van Deventer, *Fundamentals of Bidirectional Transmission over Single Optical Fibre*. PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, Leidschendam, Netherlands, 1994.
- [6]A. Yeniay, J.-M. Delavaux, e J. Toulouse, “Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **20**, no. 8, pp. 1425–1432, 2002.
- [7]K. Shiraki, M. Ohashi, e M. Tateda, “SBS threshold of a fiber with a Brillouin frequency shift distribution,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **14**, pp. 50–56, 1996.
- [8]S. K. Korotky, P. B. Hansen, L. Eskildsen, e J. J. Veselka, “Efficient phase modulation scheme for suppressing stimulated Brillouin scattering,” in *Tech. Digest Int. Conf. Integrated Optics Optical Fiber*, vol. 2, (Hong Kong, China), pp. 110–111, 1995.
- [9]F. S. Yang, M. E. Marhic, e L. G. Kazovsky, “CW fiber optical parametric amplifier with net gain and wavelength conversion efficiency > 1 ,” *Electron. Lett.*, vol. **32**, pp. 2336–2338, 1996.
- [10]E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, e H. H. Yaffe, “Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **4**, no. 9, pp. 1397–1403, 1987.
- [11]G. C. Valley, “A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **QE-22**, no. 5, pp. 704–712, 1986.

- [12]K. Shiraki, M. Ohashi, e M. Tateda, “Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius,” *Electron. Lett.*, vol. **8**, no. 31, pp. 668–669, 1995.
- [13]N. Yoshizawa e T. Imai, “Stimulated Brillouin scattering suppression by means of applying strain distribution to fiber with cabling,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **11**, pp. 1518–1522, 1993.
- [14]Y. Imai e N. Shimada, “Dependance of stimulated Brillouin scattering on temperature distribution in polarization-maintaining fibers,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **5**, pp. 1335–1337, 1993.
- [15]J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, e S. N. Knudsen, “Increase of the SBS threshold in a short highly nonlinear fiber by applying a temperature distribution,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **19**, no. 11, pp. 1691–1697, 2001.
- [16]K. Tsujikawa, K. Nakajima, Y. Miyajima, e M. Ohashi, “New SBS suppression fiber with uniform chromatic dispersion to enhance four-wave mixing,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **10**, no. 8, pp. 1139–1141, 1998.

CAPÍTULO 2

Amplificação Paramétrica

2.1 Introdução

A amplificação paramétrica é um fenômeno bastante conhecido em materiais com não linearidades originadas de $\chi^{(2)}$ [1] podendo também ser obtida explorando a não linearidade $\chi^{(3)}$. O uso de fibras ópticas tem atraído a atenção dos pesquisadores devido ao seu maior comprimento de interação, permitindo um alto efeito não linear devido a $\chi^{(3)}$. A necessidade de amplificação óptica fora da banda convencional de telecomunicações (1530-1565 nm) também vem motivando a pesquisa nesta área pois a amplificação paramétrica ocorre, em princípio, em qualquer comprimento de onda [2]. Os primeiros experimentos com amplificadores paramétricos a fibra óptica (FOPA) remontam ao início da década de 1980. A ênfase desses experimentos era a obtenção de conversão de frequência com espaçamento grande, porém fixo [3, 4]. Em 1993, o ganho paramétrico foi estudado em comunicações ópticas devido ao ruído amplificado da emissão espontânea (ASE) gerada por amplificadores a fibra dopada com érbio (EDFAs) perto do zero de dispersão. Um ganho de 3.5 dB foi mostrado num experimento projetado para estudar este aspecto [5]. Conversão de frequência por amplificação paramétrica com bombeamento pulsado foi também investigada dando um ganho de cerca de 5 dB e 25-nm de largura de banda [6]. Posteriormente foram obtidos ganhos da ordem de 25 dB [7, 8]. Entretanto, ganho paramétrico com bombeamento pulsado não é prático pois requer a sincronização entre o sinal (dados transmitidos) e os pulsos de bombeamento. Apesar dos amplificadores paramétricos a fibra óptica (FOPA) no regime contínuo (CW) terem sido estudados desde o final da década de 1980 [9] foi apenas em 2001 que um FOPA no regime CW com ganho líquido (“net black-box gain”) de 38 dB, correspondente a 49 dB de ganho de fibra foi obtido [10]. Uma das vantagens dos amplificadores paramétricos é que estes operam em qualquer banda, dependendo apenas do comprimento de onda de bombeamento, λ_p e do comprimento de onda de dispersão nula da fibra, λ_0 .

Neste capítulo estudamos a amplificação paramétrica do ponto de vista teórico e experimental. Do ponto de vista teórico exploramos os parâmetros de dispersão com a finalidade de

obtermos expressões que dão ganho plano, necessário para que a amplificação seja constante para os vários canais de um sistema WDM. Além disso, relações teóricas associadas com os parâmetros relevantes da fibra (não linearidade) e do sistema (potências do bombeamento e dos sinais) que permitem a determinação do comprimento de fibra ótimo e ganho máximo são também obtidas. Em seguida um esquema de FOPA em configuração paralela (pFOPA) é proposto, com a finalidade de aumentar a largura da banda de ganho e reduzir o “crosstalk” entre as bandas de sinal e “idler”. Experimentalmente, desenvolvemos FOPAs com bombeamento CW usando fibras de dispersão deslocada (DSF) e de alta não linearidade (HNLF). Caracterizamos estes FOPAs determinando o coeficiente de não linearidade (γ), as curvas de dispersão ($D \times \lambda$) e o comprimento de onda de dispersão nula (λ_0) das fibras. Estes resultados são comparados com os valores esperados fornecidos pelos fabricantes das fibras.

2.2 Obtenção das Equações dos Campos ao Longo da Fibra

No processo paramétrico, dois fótons de bombeamento de frequências ω_1 e ω_2 são aniquilados com o aparecimento simultâneo de dois novos fótons nas frequências ω_3 e ω_4 de modo que a energia total é conservada, isto é, $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$. Como discutido anteriormente, os momentos dos fótons em questão também devem ser conservados, isto é, $\beta(\omega_1) + \beta(\omega_2) = \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4)$. Os campos propagando são escritos na forma $E_i(x, y, z) = F(x, y)^{1/2}(A_i(z) \exp(i\beta_i z - i\omega_i t))$. As equações que governam as amplitudes dos campos envolvidos no processo paramétrico ao longo da fibra, são obtidas no apêndice A e são dadas por:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_1}{dz} = i\gamma [|A_1|^2 + 2(|A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2)] A_1 + 2i\gamma A_2^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_2}{dz} = i\gamma [|A_2|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2)] A_2 + 2i\gamma A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_3}{dz} = i\gamma [|A_3|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_4|^2)] A_3 + 2i\gamma A_1 A_2 A_4^* e^{-i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_4}{dz} = i\gamma [|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)] A_4 + 2i\gamma A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z} \end{array} \right. \quad (2.1)$$

onde as amplitudes A_1 e A_2 são as amplitudes do bombeamento ao longo da fibra e A_3 e A_4 correspondem ao sinal e “idler” respectivamente, $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$ é o coeficiente não linear

da fibra e $\Delta\beta$ é o desacordo de fase linear, dado por:

$$\Delta\beta = \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2$$

No caso de interesse nesta tese consideramos que os dois fótons de bombeamento têm a mesma frequência. Neste caso, a conservação de energia é dada por $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Ou seja os dois fótons de bombeamento são aniquilados e dois fótons um de sinal e outro “idler” são criados. Este processo é um caso degenerado do anterior e as equações diferenciais nos campos que o descrevem são obtidos no apêndice B, com base em [11]:

$$\begin{cases} \frac{dA_p}{dz} = i\gamma [|A_p|^2 + 2(|A_i|^2 + |A_s|^2)] A_p + 2i\gamma A_p^* A_i A_s e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_i}{dz} = i\gamma [|A_i|^2 + 2(|A_p|^2 + |A_s|^2)] A_i + i\gamma A_p^2 A_s^* e^{-i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_s}{dz} = i\gamma [|A_s|^2 + 2(|A_p|^2 + |A_i|^2)] A_s + i\gamma A_p^2 A_i^* e^{-i\Delta\beta z} \end{cases} \quad (2.2)$$

onde A_p , A_s e A_i são as amplitudes dos campos de bombeamento, sinal e “idler”, respectivamente e $\Delta\beta = 2\beta_p - \beta_s - \beta_i$.

As equações acima podem ser resolvidas numericamente chamando atenção para o fato de que os campos acima são complexos. Podemos também reescrever as equações acima em termos das potências (quantidades reais) dos campos. Neste caso aparece, naturalmente, uma quarta equação relacionada com a fase dos campos. Este procedimento está descrito no apêndice C. O sistema de equações diferenciais que descrevem o processo paramétrico degenerado é então dado por [11, 12]:

$$\begin{cases} \frac{dP_p}{dz} = -4\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} \sin \theta \\ \frac{dP_i}{dz} = 2\gamma P_p P_i^{1/2} P_s^{1/2} \sin \theta \\ \frac{dP_s}{dz} = 2\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta + \left[2P_p - P_s - P_i + \left(\frac{P_p P_s^{1/2}}{P_i^{1/2}} + \frac{P_p P_i^{1/2}}{P_s^{1/2}} - 4P_s^{1/2} P_i^{1/2} \right) \cos \theta \right] \end{cases} \quad (2.3)$$

onde $\theta(z) = \Delta\beta z - 2\phi_p(z) + \phi_s(z) + \phi_i(z)$ é um fator que descreve a diferença de fase relativa entre os campos e $\phi_p(z)$, $\phi_s(z)$ e $\phi_i(z)$ são as fases dos campos e incluem a fase inicial em $z = 0$ e a fase não linear adquirida durante a propagação.

As equações diferenciais acima não tem os termos de atenuação, entretanto, estes podem ser incluídos, bastando considerar termos como $-\alpha_p P_p$, $-\alpha_s P_s$ e $-\alpha_i P_i$ nas equações.

2.2.1 Amplificação Sensível à Fase

Como podemos observar das equações diferenciais de potência (Eq. 2.3), controlando as fases entre os campos, isto é, controlando θ é possível controlar a direção do fluxo de potência do bombeamento para o sinal e “idler”. De fato, se fizermos $\theta = \pi/2$ teremos diminuição da potência de bombeamento e crescimento das potências do “idler” e do sinal, isto é, amplificação paramétrica. Se $\theta = -\pi/2$ teremos potência do sinal e do “idler” transformando-se em potência de bombeamento, ou seja, atenuação paramétrica. Em outras palavras temos em mãos um *amplificador sensível à fase*.

2.2.2 Amplificação Insensível à Fase

No caso em que não controlamos a fase θ a amplificação é dita *insensível à fase*. Podemos demonstrar [12, 13] que no caso usual em que temos bombeamento e sinal presentes, mas o “idler” é inicialmente nulo, θ será inicialmente $\pi/2$, ou seja sinal e “idler” começam a crescer imediatamente na fibra.

Isso pode ser visto considerando a Eq. (2.2) referente ao “idler”. Como inicialmente $A_i = 0$, temos, após um comprimento infinitesimal dz de propagação na fibra, o surgimento de um um pouco de “idler” dado por:

$$dA_i = i\gamma A_s^* A_p^2 e^{-i\Delta\beta z} dz \quad (2.4)$$

considerando a fase da Eq. 2.4, temos

$$dA_i = d|A_i| e^{i\phi_i} = e^{i\pi/2} \gamma |A_s| e^{-i\phi_s} |A_p|^2 e^{i2\phi_p} e^{-i\Delta\beta z} dz \quad (2.5)$$

implica:

$$\phi_i = \pi/2 - \phi_s + 2\phi_p - \Delta\beta z \quad (2.6)$$

ou seja, a fase inicial é $\theta = \pi/2$ e logo após a entrada do sinal este obrigatoriamente começa a ser amplificado. Se não controlamos, isto é, não mantemos a fase θ constante e igual a $\pi/2$

teremos amplificação insensível à fase. Obviamente após este crescimento inicial teremos θ evoluindo na fibra de modo que o crescimento do sinal não é ilimitado (mesmo porque não podemos ter potência de bombeio negativo). Mais adiante ao obter o comprimento ótimo de fibra (que dá o ganho máximo) mostraremos que ele corresponde ao comprimento no qual $\theta > 0$. Isto é, quando θ se anula estamos na condição de máximo ganho e comprimento ótimo de fibra.

2.3 Resultados: Simulações, Experimentos

A seguir mostramos os principais resultados obtidos nos estudos de amplificação paramétrica. Procurou-se investigar meios de produzir ganhos os mais elevados possíveis e com resposta espectral plana a fim de eliminar a necessidade de filtros com este fim, como feito atualmente para amplificadores de fibra dopada com érbio. Também procura-se estender a banda de operação para a maior largura possível. Os resultados baseiam-se principalmente na inclusão de termos de dispersão de ordem superior, como ficará claro a seguir.

2.3.1 Amplificador Paramétrico em Fibra Óptica - FOPA

Afim de obter um amplificador paramétrico de banda larga com ganho elevado e plano, pesquisadores tem investigado configurações de *FOPAs* com esquemas de duplo bombeio [14–17] e múltiplos segmentos de fibra [18].

Aqui nos concentramos em *FOPAs* com um único bombeio e um único segmento de fibra. Recentemente tem sido discutido o uso da dispersão de velocidade de grupo β_2 e sua segunda derivada β_4 para alargar a banda disponível num *FOPA* [19]. Nós nos concentramos na obtenção de um *FOPA* com ganho plano, de modo a assegurar uniformidade de ganho sobre uma larga porção do espectro de ganho paramétrico.

As Eqs. 2.2 podem ser convenientemente simplificadas se consideramos o bombeamento muito mais intenso que o sinal e o “idler” propagando na fibra, i.e, $|A_p| \gg |A_s|, |A_i|$. Falamos no regime de não depleção do bombeamento, isto é, a potência de bombeamento se mantém inalterada ao longo de toda a fibra. Este regime é importante pois ajuda na visualização física do processo. Neste caso, a equação envolvendo A_p na primeira das Eqs. 2.2 tem solução imediata [20]:

$$A_p(z) = \sqrt{P_p} \exp[i\gamma P_p z] \quad (2.7)$$

ou seja, o campo muda ao longo da fibra devido apenas à mudança de fase por SPM.

Substituindo a Eq. 2.7 nas últimas duas expressões das Eqs. 2.2, temos, neste limite:

$$\begin{cases} \frac{dA_i}{dz} = i\gamma [2P_p A_i + P_p e^{-i\theta} A_s^*] \\ \frac{dA_s}{dz} = i\gamma [2P_p A_s + P_p e^{-i\theta} A_i^*] \end{cases} \quad (2.8)$$

onde $\theta = (\Delta\beta - 2\gamma P_p)z$

Introduzindo $B_j = A_j \exp(-i2\gamma P_p z)$ com $j = s$ ou i , ficamos com a Eq. 2.9:

$$\begin{cases} \frac{dB_i}{dz} = i\gamma P_p e^{-i\kappa z} B_s^* \\ \frac{dB_s^*}{dz} = -i\gamma P_p e^{i\kappa z} B_i \end{cases} \quad (2.9)$$

cujas soluções são:

$$\begin{cases} B_i(z) = (a_i e^{gz} + b_i e^{-gz}) e^{-i\kappa z/2} \\ B_s^*(z) = (a_s e^{gz} + b_s e^{-gz}) e^{i\kappa z/2} \end{cases} \quad (2.10)$$

onde a_i , b_i , a_s e b_s são determinadas pelas condições de contorno ($P_s(0) = P_{s0}$ e $P_i(0) = 0$) e o ganho paramétrico g é dado por [19, 20]:

$$g^2 = (\gamma P_p)^2 - \frac{\kappa^2}{4} = -\Delta\beta \left(\frac{\Delta\beta}{4} + \gamma P_p \right) \quad (2.11)$$

com $\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_p$ e $\Delta\beta = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_p)$.

A grandeza κ é chamada de desacordo de fase não linear, pois inclui fases introduzidas pela não linearidade da fibra.

Nesta aproximação de não depleção do bombeamento, o ganho paramétrico é dada por [19, 20]:

$$G_s(L) = \frac{P_s(L)}{P_s(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_p}{g} \sinh(gL) \right]^2 \quad (2.12)$$

onde P_p , P_s são as potências de bombeamento e do sinal na fibra, γ é o coeficiente de não linearidade e L é o comprimento da fibra.

A frequência de dispersão nula ω_0 e a frequência de bombeamento ω_p devem ser próximas para que haja ganho paramétrico (casamento de fase). Assim, expandindo os termos $\beta(\omega_s)$

e $\beta(\omega_i)$ em série de *Taylor* em torno de ω_p , temos:

$$\beta(\omega_s) = \beta(\omega_p) + \beta_1(\omega_s - \omega_p) + \frac{\beta_2}{2!}(\omega_s - \omega_p)^2 + \frac{\beta_3}{3!}(\omega_s - \omega_p)^3 + \frac{\beta_4}{4!}(\omega_s - \omega_p)^4 + \dots \quad (2.13)$$

$$\beta(\omega_i) = \beta(\omega_p) + \beta_1(\omega_i - \omega_p) + \frac{\beta_2}{2!}(\omega_i - \omega_p)^2 + \frac{\beta_3}{3!}(\omega_i - \omega_p)^3 + \frac{\beta_4}{4!}(\omega_i - \omega_p)^4 + \dots \quad (2.14)$$

onde $\beta_m = \frac{d^m \beta}{d\omega^m} |_{\omega=\omega_p}$.

Notamos agora que, no processo paramétrico, vale $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$ e portanto $\omega_s - \omega_p = -(\omega_i - \omega_p)$. Usando a definição de $\Delta\beta$, as equações (2.13) e fazendo $\Omega = \omega_s - \omega_p$, temos:

$$\Delta\beta = \beta_2\Omega^2 + \frac{\beta_4}{12}\Omega^4 \dots \quad (2.15)$$

Usualmente considera-se apenas o primeiro termo na Eq. 2.15 porque o comprimento de onda de bombeamento não está próximo o suficiente de λ_0 , assim $\Delta\beta = \beta_2\Omega^2$.

Na Fig. 2.1, observamos os dois casos possíveis: bombeamento na região de dispersão normal ($\beta_2 > 0$), onde $\lambda_p < \lambda_0$ e na região de dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), onde $\lambda_p > \lambda_0$. O primeiro caso é de pouco interesse, pois a banda de ganho é estreita e o ganho máximo que pode ser obtido é limitado. Isso ocorre devido ao desacordo de fase não linear. De fato, neste caso, $\kappa = \beta_2\Omega^2 + 2\gamma P_{p0}$ é sempre positivo, nunca se anulando e a condição de casamento de fase $\kappa = 0$ jamais é satisfeita. No caso do bombeamento na região de dispersão anômala, o espectro de ganho paramétrico resultante consiste em duas bandas uma de cada lado do comprimento de onda do bombeio, neste caso $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$. Uma das bandas corresponde à banda do sinal, a outra, oposta, corresponde à banda de “idler” gerada a partir do sinal. Ou seja é a conversão de frequência, com amplificação.

Vamos examinar mais detalhadamente o caso em que o bombeamento está na região de dispersão anômala ($\lambda_p > \lambda_0$ onde $\beta_2 < 0$). Inicialmente notamos que apesar de β_3 desaparecer na Eq. 2.15, este parâmetro é importante pois caracteriza a inclinação da curva $\beta_2 \times \omega$, relacionada com a curva de dispersão. Podemos neste caso escrever:

$$\beta_2 = \beta_3(\omega_p - \omega_0) = 2\pi c\beta_3\left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_0}\right)$$

e observamos que β_2 está relacionado com a diferença entre a frequência de bombeamento e de zero de dispersão da fibra.

O pico de ganho depende do casamento de fase não linear ($\kappa = 0$). Isso está ilustrado nas Fig. 2.2. Nesta figura, variamos a diferença entre ω_p e ω_0 fixando λ_p e variando λ_0 . Isso corresponde a termos diferentes valores de β_2 , todos negativos. Primeiramente notamos

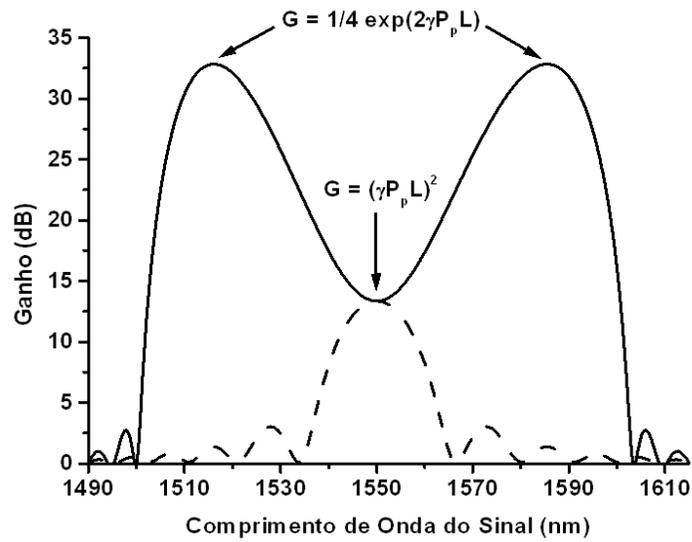


Figura 2.1: Comportamento do ganho paramétrico nas regiões de dispersão normal ($\beta_2 > 0$), curva tracejada e dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), curva sólida. Nesta figura $\beta_2 = \pm 0.04$, $\lambda_p = 1550 \text{ nm}$, $P_p = 1 \text{ W}$, $L = 0.3 \text{ km}$ e $\gamma = 15 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Também indicado o crescimento do ganho na região próxima do bombeamento e no máximo de ganho ($\kappa = 0$) para o caso em que $\beta_2 < 0$.

que o pico de ganho ocorre quando κ se anula, como esperado. Além disso, quanto menor a inclinação da curva de κ , mais largo o ganho, pois o desacordo de fase é menor por um intervalo maior. Na Fig. 2.2b, a linha horizontal sólida corresponde à condição de casamento de fase $\kappa = 0$. Nestas figuras mostramos, por simplicidade, apenas metade da banda de ganho da Fig. 2.1b.

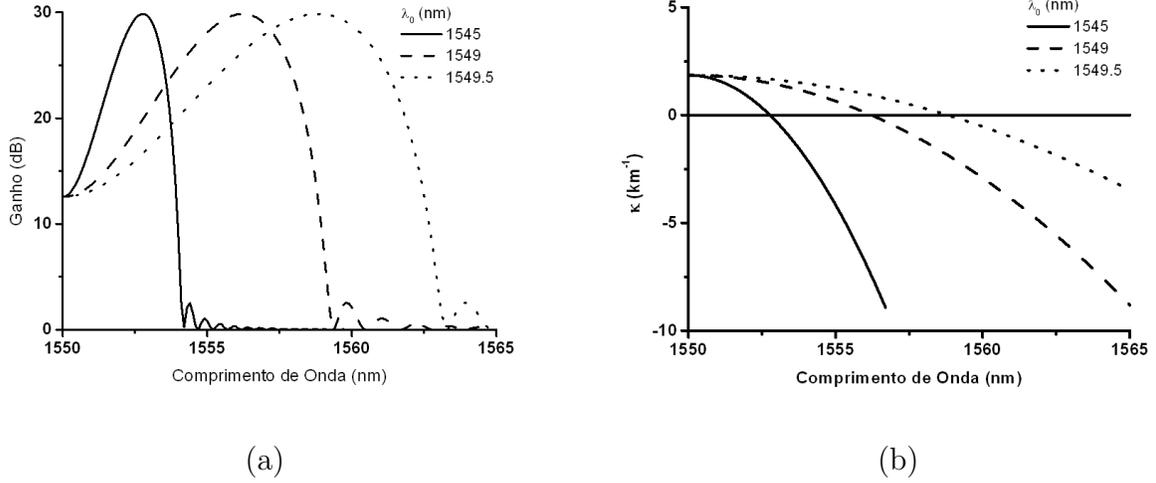


Figura 2.2: Dependência do ganho paramétrico com a diferença $(1/\lambda_p - 1/\lambda_0)$ e sua relação com o desacordo de fase não linear (κ). Neste exemplo, $\gamma = 1.55W^{-1}km^{-1}$, $P_p = 600mW$, $\beta_3 = 0.10ps^3/km$, $L = 4.5km$ e $\lambda_p = 1550 nm$.

Podemos fazer uma análise do comportamento de G_s dado pela Eq. 2.12. De fato, podemos expandir o seno hiperbólico de modo que

$$G_s(L) = 1 + (\gamma P_p L)^2 \left[1 + \frac{(gL)^2}{6} + \frac{(gL)^4}{120} + \dots \right]^2 \quad (2.16)$$

Usando a Eq. 2.11, temos dois casos: para comprimentos de onda do sinal λ_s próximos de λ_p , temos $\Delta\beta \approx 0$ então $G_s = (\gamma P_p L)^2$ e no caso do pico de ganho $\kappa = 0$, temos:

$$G_s(L) \simeq \sinh^2(gL) \simeq \sinh^2(\gamma P_p L) \simeq \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_p L) \quad (2.17)$$

Deste modo, vemos que a região central do ganho paramétrico nunca cresce suficientemente para que o espectro seja plano, a não ser que tenhamos ganhos pequenos o que é indesejável (ver Fig. 2.1). Na seção 2.7 mostramos uma maneira de solucionar este problema. Na próxima seção, queremos explorar de modo mais adequado a Eq. 2.15. Mostraremos que

é possível achar uma relação entre β_2 e β_4 que garante a planaridade do espectro em uma grande largura de banda.

Antes de prosseguir notamos que nesta tese estudamos FOPAs para amplificação de apenas um canal. Em sistemas WDM reais vários canais simultâneos são utilizados. O “crosstalk” entre canais adjacentes devido a FWM parasita pode ser bastante elevado (cerca de -10 dB para ganhos maiores que 20 dB) [21]. Este é um problema que precisa ser melhor investigado e ainda pouco discutido na literatura. Recentemente mostrou-se, no caso de FOPA com duplo bombeamento, que o “crosstalk” entre canais devido a FWM parasita pode ser reduzido usando-se fibras mais curtas e maiores potências de bombeamento. Além disso, usado como pré amplificador, um FOPA deste tipo é bastante eficiente, independentemente do comprimento de fibra considerado [22].

2.4 Ganho Plano

A inclusão do termo em β_4 na Eq. 2.15 possibilita o aumento da largura da banda de ganho [19]. Nesta seção mostramos que além disso existe um relação entre os parâmetros β_2 e β_4 que fazem com que o ganho seja plano em uma grande porção espectral. Para ilustrar isso mostramos nas Figs. 2.3a e 2.3b o comportamento do casamento de fase não linear e o correspondente ganho, em função da dessintonização Ω . Note que mostramos

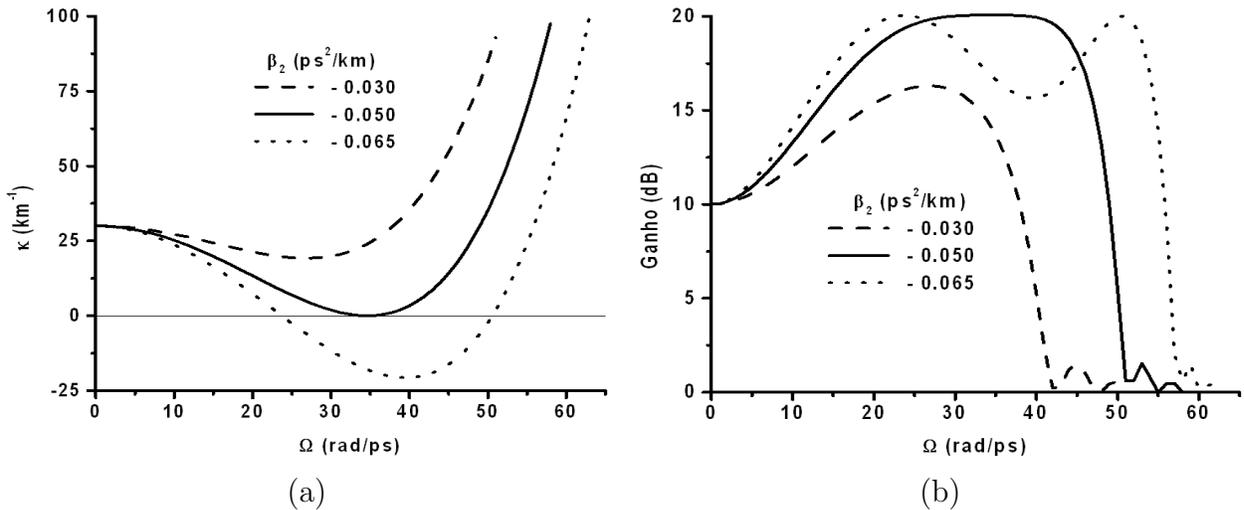


Figura 2.3: Casamento de fase não linear (a) e espectro de ganho (b) obtidos usando $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} \text{ps}^4 \text{km}^{-1}$, com uma não linearidade fixa e igual à $\gamma P_p = 15 \text{km}^{-1}$ e um comprimento de fibra $L = 0.20 \text{km}$.

apenas metade do espectro, uma vez que estes são simétricos em torno de $\Omega = 0$. Para

obter estes resultados, usamos $\gamma P_p = 15km^{-1}$, comprimento de fibra $L = 0.20km$, $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4}ps^4km^{-1}$ e variamos β_2 de -0.030 à $-0.065ps^2km^{-1}$. Para $\beta_2 = -0.030ps^2km^{-1}$ a condição de casamento de fase não linear ($\kappa = 0$) jamais é satisfeita, entretanto o espectro de ganho tem um máximo (Fig. 2.3b) no mínimo de κ . Por outro lado, quando $\beta_2 = -0.065ps^2km^{-1}$, ocorre casamento de fase para duas diferentes dessintonias do sinal que se traduzem nos dois picos observados no espectro de ganho. O vale entre os picos é devido ao desacordo de fase nesta região. Finalmente, quando o mínimo de κ coincide com $\kappa = 0$ (o que ocorre para $\beta_2 = -0.050ps^2km^{-1}$, neste exemplo), temos uma condição de mínima sensibilidade para o casamento de fase e o correspondente espectro de ganho exibe uma banda larga e plana.

É possível então achar uma relação entre os parâmetros β_2 e β_4 , que resulte em um espectro de ganho de banda larga e plano. Impondo que o mínimo de κ , que ocorre em $\Omega^2 = \frac{-6\beta_2}{\beta_4}$, coincida com a condição de casamento de fase não linear $\kappa = 0$, a relação resultante é:

$$\beta_2 = - \left(\frac{2}{3} \gamma P_p \beta_4 \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

Esta relação mostra que $\beta_2 < 0$, como usual para FOPAs de banda larga e além disso, β_4 deve ser positivo [19]. Aqui, assume-se que β_4 é aproximadamente constante sobre um grande intervalo de comprimentos de onda perto do comprimento de onda do zero de dispersão (λ_0), enquanto β_2 depende da dessintonização do comprimento de onda de bombeio em relação à λ_0 . Dados os valores de dispersão para comprimentos de onda próximos a λ_0 , não é difícil determinar o β_4 da fibra [23, 24]. Subseqüentemente, a Eq. 2.18 nos dá o valor de β_2 e conseqüentemente o comprimento de onda de bombeio que permite obter o espectro de ganho plano para uma dada fibra.

Para estimar o β_4 de uma dada fibra, partimos da curva de dispersão, geralmente dada como $D \times \lambda$. O que se faz é expressar a dispersão em termos de $\beta_2 \times \omega$. Isso é facilmente realizado lembrando-se da conexão entre D e β_2 :

$$\beta_2 = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (2.19)$$

e lembrando também que $\omega = 2\pi c/\lambda$. Uma vez obtida a curva de dispersão da fibra em termos de β_2 , obtemos β_4 a partir da definição. De fato β_4 é a derivada segunda de β_2 em relação à ω . Deste modo, ajustamos a curva $\beta_2 \times \omega$ por um polinômio de segundo grau em ω . Supondo que β_4 é constante para todas as frequências próximas do zero de dispersão, teremos que β_4 será duas vezes o coeficiente de segundo grau do polinômio do ajuste (ver Fig. 2.4). Existe um método alternativo para a determinação desse parâmetro da fibra que

consiste em escrever β_4 em função da dispersão D e suas derivadas primeira D_λ e segunda $D_{\lambda\lambda}$. O valor da derivada segunda da dispersão sendo estimado a partir de valores de D_λ em dois comprimentos de onda distintos em torno do comprimento de onda de interesse [23].

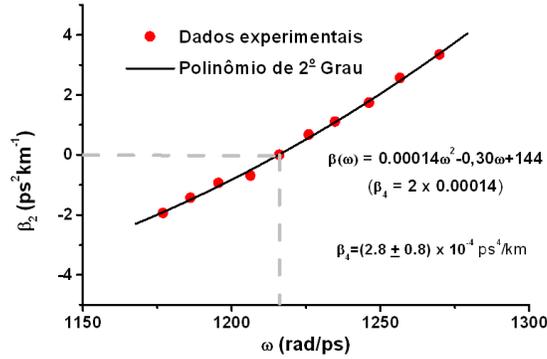


Figura 2.4: Exemplo de obtenção de β_4 a partir da curva de dispersão de uma fibra.

No que segue, nós demonstramos como o uso da Eq. 2.18 resulta em um espectro de ganho plano e de banda larga para qualquer conjunto realístico de parâmetros que podem ser encontrados em *FOPAs*. Em todas as figuras que seguem, o parâmetro β_2 é vinculado ao valor dado pela Eq. 2.18. Note que nas Figs. 2.5-2.8 mostramos apenas metade do espectro de ganho total para um bombeio de comprimento de onda de 1550 nm . Na Fig. 2.5 mostramos vários espectros de ganho plano obtidos variando β_4 de $1.0 \times 10^{-4}\text{ps}^4\text{km}^{-1}$ à $5.0 \times 10^{-3}\text{ps}^4\text{km}^{-1}$ mantendo fixos $\gamma P_p = 15\text{km}^{-1}$ e $L = 0.20\text{km}$. Podemos notar que a largura de banda cresce significativamente quando β_4 é reduzido e a planaridade espectral é preservada para um intervalo grande de comprimentos de onda do sinal.

Na Fig. 2.6, variamos γP_p de 2 à 20km^{-1} mantendo fixos o comprimento da fibra $L = 0.20\text{km}$ e $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4}\text{ps}^4\text{km}^{-1}$, valor experimental encontrado na literatura [19, 24]. Novamente a planaridade é preservada enquanto a largura de banda total do espectro de ganho e o ganho máximo crescem à medida que γP_p aumenta. A largura de banda a 3 dB mantém-se aproximadamente constante ($\sim 40\text{ nm}$) para valores de γP_p que apresentam ganhos práticos, i.e. $> 10\text{ dB}$.

Na Fig. 2.7, o comprimento da fibra é alterado enquanto $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4}\text{ps}^4\text{km}^{-1}$ e $\gamma P_p = 15\text{km}^{-1}$ são mantidos fixos. Claramente nota-se que o ganho máximo cresce linearmente com L . A largura de banda total mantém-se aproximadamente constante, enquanto que a largura de banda a 3 dB diminui para fibras mais longas.

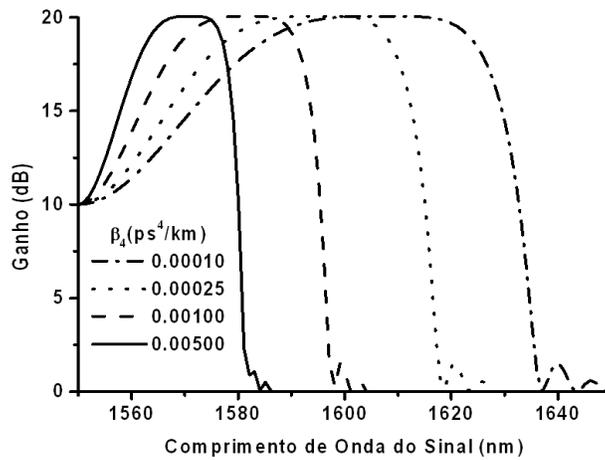


Figura 2.5: Espectro de ganho plano obtido usando valores de β_2 dados pela Eq. 2.18, variando β_4 de $1.0 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$ à $5.0 \times 10^{-3} ps^4 km^{-1}$ e fixando a não linearidade da fibra em $\gamma P_p = 15 km^{-1}$ e o comprimento da mesma em $L = 0.20 km$.

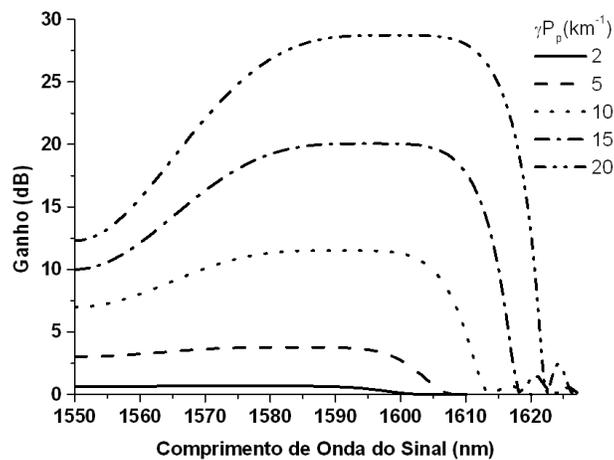


Figura 2.6: Espectro de ganho plano obtido usando valores de β_2 dados pela Eq. 2.18, variando γP_p mantendo fixos o comprimento da fibra $L = 0.20 km$ e $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$.

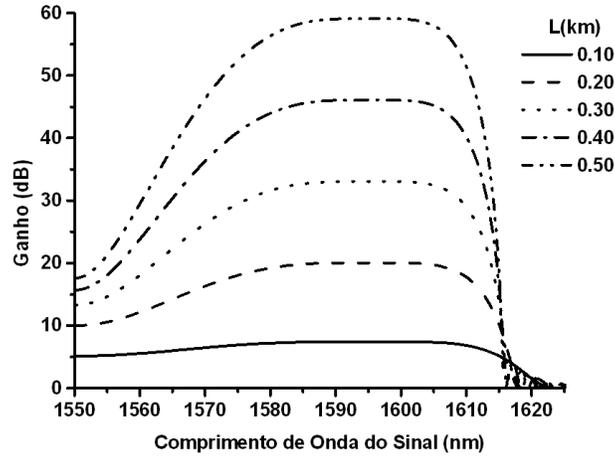


Figura 2.7: Espectro de ganho plano obtido usando valores de β_2 dados pela Eq. 2.18 para varios comprimentos de fibra. Aqui $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$ e $\gamma P_p = 15 km^{-1}$.

Ainda na Fig. 2.7, vemos ganho de até $60 dB$ para $L = 0.5 km$. Este é um valor extremamente elevado mas não irrealístico, considerando que valores de $\sim 50 dB$ já foram demonstrados [10,12]. Note que na aproximação de não depleção do bombeamento, Eq. 2.12, permite um crescimento ilimitado do ganho em função dos parâmetros do *FOPA* (por exemplo do comprimento da fibra). Além disso, nesta aproximação o espectro de ganho é independente da potência de entrada do sinal P_{s0} . Na prática, entretanto, a depleção do bombeamento e os níveis do sinal limitam o máximo ganho que pode ser obtido [12] e devem ser incluídos se queremos tratar *FOPAs* reais.

Na Fig 2.8 mostramos a evolução do espectro de ganho usando as equações (2.2, 2.3) ou a solução analítica à medida que o comprimento da fibra cresce. A depressão no ganho que ocorre para comprimentos de fibra maiores resulta do casamento de fase não linear no regime de forte depleção, o qual não depende só da potência de bombeio como das potências de sinal e “idler” e da distância z ao longo da fibra. O casamento de fase não linear é dado por $\kappa(z) = \Delta\beta + \gamma(2P_p(z) - P_s(z) - P_i(z))$ [11,12], neste regime.

Na Fig. 2.8, existe claramente um limite no ganho máximo que pode ser obtido na região de ganho plano, correspondente à máxima depleção possível do bombeamento. Nas Eqs. 2.3, o bombeamento é convertido em sinal e “idler” enquanto θ é positivo. Se θ é negativo, sinal e “idler” são reconvertidos em bombeamento, oscilando periodicamente ao longo da fibra conforme a Fig. 2.9. O comprimento ótimo correspondente à máxima depleção ocorre em $1/4$ deste período, isso ocorre para $\theta = 0$, conforme podemos ver nas Figs. 2.10.

Na Fig. 2.10a podemos observar o comportamento de θ ao longo da fibra para vários

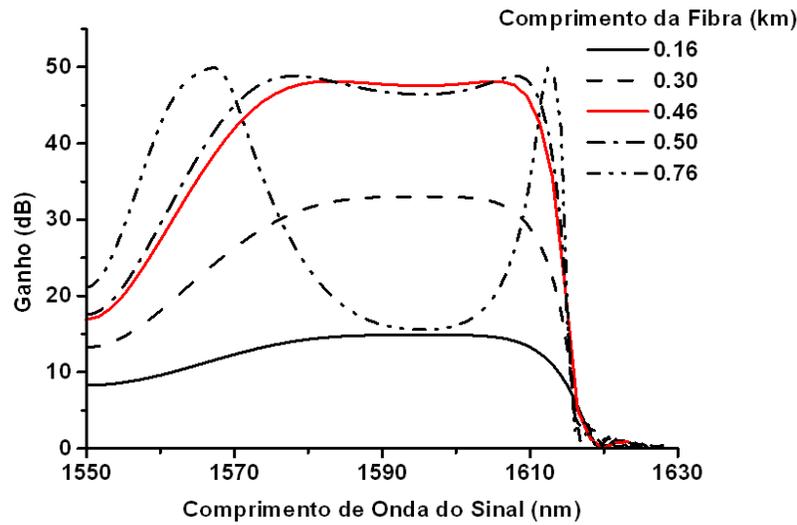


Figura 2.8: Espectro de ganho calculado usando a solução analítica das equações acopladas Eqs. 2.3 variando o comprimento da fibra. O espectro de ganho plano ótimo é obtido para $L \approx 0.46 \text{ km}$. Aqui, $\beta_2 = -0.050 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$, $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} \text{ ps}^4 \text{ km}^{-1}$, $\gamma P_p = 15 \text{ km}^{-1}$, $P_{p0} = 1 \text{ W}$ e $P_{s0} = 5 \mu \text{ W}$.

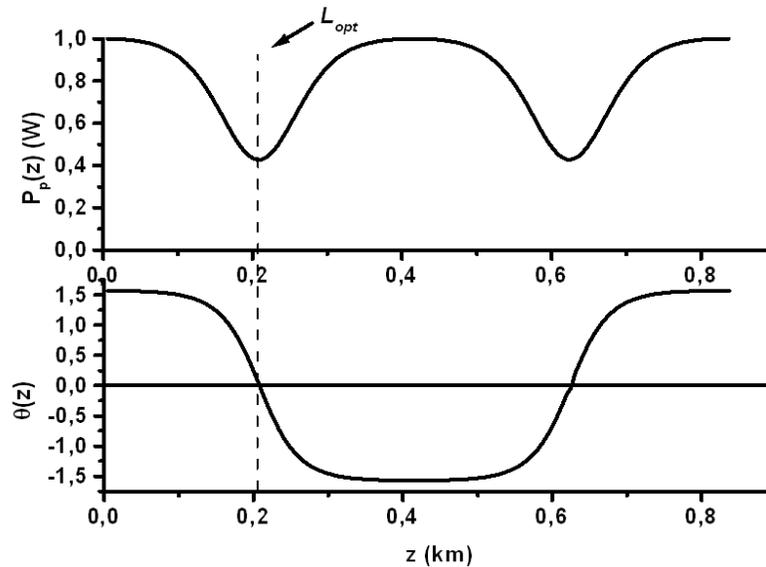


Figura 2.9: Exemplo de oscilação da potência de bombeamento e sua relação com θ . Na figura está indicado o comprimento ótimo da fibra que ocorre em $\theta(L_{opt}) = 0$.

comprimentos de onda e comparar com a Fig. 2.10b do ganho correspondente. Observe que a curva de ganho plano tem comprimento ótimo justamente para $\theta = 0$. Quando θ inverte o sinal a energia que antes fluía do bombeio para sinal e “idler”, agora flui do sinal (e “idler”) para o feixe de bombeio. Assim uma condição para se obter o comprimento ótimo é $\theta(L_{opt}) = 0$, como discutido a seguir.

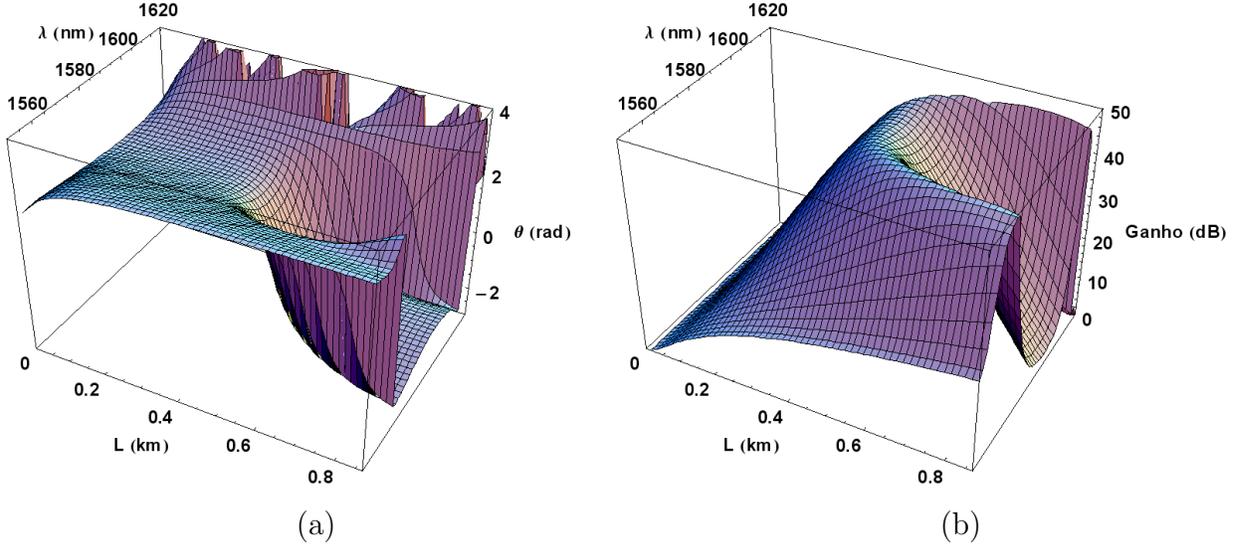


Figura 2.10: Comportamento da fase relativa entre os campos de bombeio, sinal e “idler” ao longo da fibra (a) e espectro de ganho correspondente (b). Observe que o ganho é plano e máximo quando $\theta = 0$. Os parâmetros utilizados foram $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$, $\gamma P_p = 15 km^{-1}$, $P_{p0} = 1 W$ e $P_{s0} = 5 \mu W$.

No que segue, consideramos a solução analítica das Eqs. 2.3 e obtemos uma expressão aproximada para L_{opt} .

A depleção do bombeamento é governada pelo conjunto de equações diferenciais acopladas (Eq. 2.3) que descrevem a evolução do bombeamento, sinal e do “idler” ao longo da fibra. Este conjunto de equações diferenciais podem ser resolvidos analiticamente [11,25,26], como mostramos a seguir.

Observando a Eq. 2.3 podemos reconhecer os invariantes dados pelas Eq. 2.20, 2.21 e 2.22:

$$P_0 = P_p(z) + P_s(z) + P_i(z) = P_{p0} + P_{s0} \quad (2.20)$$

$$\alpha = \frac{P_s(z) - P_i(z)}{P_0} = \frac{P_{s0}}{P_0} \quad (2.21)$$

$$H = \frac{1}{P_0^2} \left(4P_p(z) \sqrt{P_s(z)P_i(z)} \cos \theta(z) - \left(\frac{\Delta\beta}{\gamma P_0} - 1 \right) P_p(z)P_0 - \frac{3}{2}P_p^2(z) \right) \quad (2.22)$$

onde P_0 é a potência total e a potência do “idler” na entrada da fibra é nula ($P_i(0) = P_{i0} = 0$).

Usando estes invariantes na primeira das Eqs. 2.3, obtemos:

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \pm \sqrt{f(\eta)} \quad (2.23)$$

onde $\eta = \frac{P_p(z)}{P_0}$ é a potência normalizada de bombeamento e $\xi = \gamma P_0 z$, a distância normalizada. A função $f(\eta)$ na Eq. 2.23 é um polinômio de 4º grau em η , dado pela Eq. 2.24:

$$f(\eta) = 4\eta^2 [(1 - \eta^2) - \alpha^2] - \left[H + \left(\frac{\Delta\beta}{\gamma P_0} - 1 \right) \eta + \frac{3}{2}\eta^2(z) \right] \quad (2.24)$$

Mostra-se que a Eq. 2.23 pode ser integrada de modo que a potência do bombeamento ao longo da fibra é dada por [25]:

$$\eta(\xi) = \frac{\eta_2 - \eta_0 \eta_1 \operatorname{sn}^2 \left(\frac{\xi - z_0}{z_c} |k \right)}{1 - \operatorname{sn}^2 \left(\frac{\xi - z_0}{z_c} |k \right)} \quad (2.25)$$

onde η_1, η_2, η_3 e η_4 são as raízes do polinômio de 4º grau da Eq. 2.24 em ordem crescente. A função $\operatorname{sn}(u|m)$ é a função jacobiana elíptica [27] e:

$$\eta_0 = \frac{\eta_3 - \eta_2}{\eta_3 - \eta_1} \quad (2.26)$$

$$k^2 = \left(\frac{\eta_3 - \eta_2}{\eta_3 - \eta_1} \right) \left(\frac{\eta_4 - \eta_1}{\eta_4 - \eta_2} \right) \quad (2.27)$$

$$z_c = \frac{2}{\left(\frac{7}{4}(\eta_3 - \eta_1)(\eta_4 - \eta_2) \right)^{1/2}} \quad (2.28)$$

$$z_0 = z_c \operatorname{F} \left(\operatorname{arcsin} \sqrt{\frac{P_{p0} - P_0 \eta_2}{\eta(P_{p0} - P_0 \eta_1)}} \middle| k \right) \quad (2.29)$$

onde $\operatorname{F}(u|m)$ é a integral elíptica do primeiro tipo associada com a integral elíptica completa $\operatorname{K}(m)$ [27].

A função $K(m)$ define a periodicidade de $\text{sn}(u|m)$. Esta é periódica com período $4K(m)$ de modo que a potência normalizada de bombeamento tem um período espacial dado por $\xi_p = z_c 2K(k)$, e a potência normalizada tem depleção máxima a cada meio período, o que ocorre quando a fase $\theta = 0$ como explicado anteriormente. Isso nos permite definir um comprimento ótimo de fibra, no qual o ganho é o máximo possível:

$$z_{opt} = \frac{z_c}{\gamma P_0} K(k) \quad (2.30)$$

A Eq. 2.30 pode ser simplificada se avaliamos o invariante dado pela Eq. 2.22 em $z = 0$ na frequência central definida pela frequência onde o mínimo de κ ocorre. Como já foi mostrado, esta frequência corresponde à dessintonia $\Omega^2 = \frac{-6\beta_2}{\beta_4}$. Impondo $\kappa_{min} = 0$ nesta frequência (condição de planaridade espectral), temos que $\Delta\beta = -2\gamma P_{p0}$, de modo que:

$$\frac{\Delta\beta}{\gamma P_0} \approx \frac{\Delta\beta}{\gamma P_{p0}} = -2 \quad (2.31)$$

Notamos que o uso da condição de “planaridade” obtida no regime de não depleção é válida, uma vez que estamos avaliando o invariante na entrada da fibra onde certamente não há depleção do bombeamento.

Usando Eq. 2.31 na Eq. 2.22 avaliada em $z = 0$, temos

$$H \approx \frac{3}{2} \quad (2.32)$$

Usando agora as Eqs. 2.31, 2.32 e 2.21, podemos achar as raízes do polinômio de 4º grau (Eq. 2.24) para a frequência central. As raízes dependerão apenas de α . As quantidades z_c e k^2 podem então ser expandidas em termos de α (já que geralmente $\alpha \ll 1$, ou em outras palavras a potência do sinal na entrada da fibra é pequeno quando comparado com a potência total). As expansões em Taylor destas quantidades são dadas pelas Eqs. 2.33 e 2.34:

$$z_c \approx 1 \quad (2.33)$$

$$k^2 \approx 1 - 3\alpha \quad (2.34)$$

Consideramos agora a forma assintótica de $K(k)$ para $k \rightarrow 1$ [27]:

$$K(k) \approx \frac{1}{2} \ln \frac{16}{1-k^2} \approx \frac{1}{2} \ln \frac{16}{3\alpha} \quad (2.35)$$

e deste modo, L_{opt} é dado por:

$$L_{opt} = z_{opt} \approx \frac{1}{2\gamma P_0} \ln \frac{16P_0}{3P_{s0}} \quad (2.36)$$

É possível também avaliar a potência no comprimento ótimo L_{opt} de fibra. Em L_{opt} o sn^2 da Eq. 2.25 é zero e temos:

$$P_p(L_{opt}) = P_0 \eta_2 \approx \frac{3}{7} P_0 \quad (2.37)$$

onde η_2 expandida em Taylor é $\eta_2 \approx \frac{3}{7} + \frac{3}{8} \alpha^2$.

Desta maneira, a potência do sinal na fibra dada pela Eq. 2.38:

$$P_s(z) = \frac{(1 + \alpha)P_0 - P_p(z)}{2} \quad (2.38)$$

é descrita pela Eq. 2.39, quando avaliada em L_{opt} :

$$P_s(L_{opt}) = \frac{(1 + \alpha)P_0 - \frac{3}{7}P_0}{2} = \frac{P_0}{2} \left(\frac{4}{7} + \alpha \right) \quad (2.39)$$

Segue da Eq. 2.39 uma estimativa do ganho máximo (no comprimento ótimo L_{opt} da fibra), dado por:

$$G_{max} = 10 \log \left(\frac{P_s(L_{opt})}{P_{s0}} \right) \approx 10 \log \left(\frac{2}{7\alpha} + \frac{1}{2} \right) \approx 10 \log \left(\frac{2P_0}{7P_{s0}} \right) \quad (2.40)$$

Nas condições da Fig. 2.8, o comprimento ótimo da fibra resulta em $L_{opt} = 0.46 \text{ km}$. Entretanto, quando usamos este valor, e a condição de planaridade obtida na aproximação de não depleção, Eq. 2.18, aparece uma pequena depressão no espectro para este L_{opt} , como podemos notar na figura. Isso ocorre porque o casamento de fase não linear κ usado para obter a condição de planaridade Eq. 2.18 não é mais dada por $\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P_{p0}$ pois esta é válida somente no regime de não depleção do bombeamento. Claramente, então a condição de planaridade assim obtida deve ser modificada. Observamos, após várias simulações numéricas que o “ripple” que ocorre usando as expressões dadas pelas equações Eq. 2.18 e 2.36 depende da razão P_{s0}/P_{p0} . Deste modo obtemos uma correção empírica para a condição de planaridade que é dada pela Eq. 2.41:

$$\beta_2 = -\sqrt{\frac{2}{3}\gamma P_p \beta_4} \left(1 - 0.33 \left(\frac{P_{s0}}{P_{p0}} \right)^{1/6} \right) \quad (2.41)$$

Como exemplo da validade da Eq. 2.41 para o caso de depleção do bombeamento, mostramos um caso extremo em que a potência de sinal na entrada da fibra é elevada. Usamos $P_{p0} = 1 \text{ W}$ e $P_{s0} = 0.1 \text{ W}$ com $\gamma = 15 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$, L dado pela Eq. 2.36 e $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$ (Fig. 2.11). Observamos nesta figura que a depressão é removida usando-se a expressão

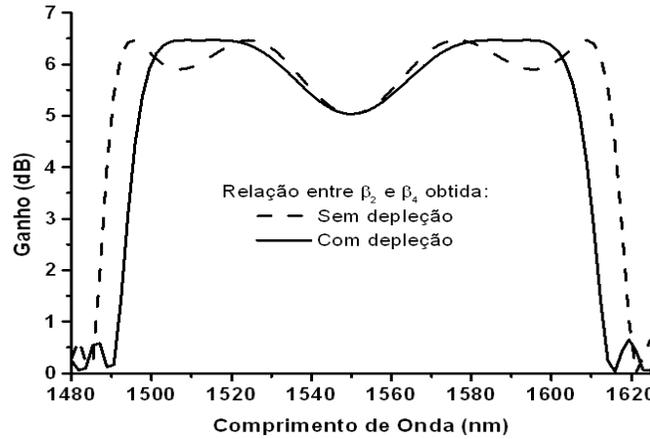


Figura 2.11: Comparação das condições de planaridade obtidas no regime de não depleção (Eq. 2.18) e depleção (Eq. 2.41) do bombeamento: curva tracejada - Eq. 2.18, curva sólida - Eq. 2.41.

empírica que relaciona β_2 e β_4 no caso de depleção do bombeamento (Eq. 2.42). Salientamos, entretanto, que este exemplo é de pouco interesse prático pois o ganho é de apenas 6.5 dB nestas condições. A depressão que ocorre usando-se a Eq. 2.18, apesar de aparentemente grande é de cerca de 0.5 dB .

Notamos que a expressão aproximada para o ganho máximo dada pela Eq. 2.40 resulta em um ganho sempre levemente menor que o obtido pela solução analítica exata. Mais explicitamente, para valores elevados da razão P_{s0}/P_0 , da ordem de 0.1, o ganho máximo obtido pela Eq. 2.40 é menor que o valor calculado usando as Eqs. 2.36 e 2.41 e a solução analítica por 1.5 dB , entretanto, para razões P_{s0}/P_0 mais realísticas, 10^{-4} a 10^{-6} , o valor dado pela Eq. 2.40 é menor que o exato por apenas 0.5 dB . Esta discrepância é aceitável pois os ganhos para estas razões de potências são maiores que 30 dB .

O comprimento ótimo de fibra e o máximo ganho plano resultante, são parâmetros chave para o projeto de FOPAs de ganho plano. As equações Eqs. 2.36 e 2.40 relacionam estes parâmetros com as potências de bombeamento e sinal na entrada da fibra e com o coeficiente de não-linearidade γ .

Resumimos então as principais expressões obtidas nesta seção para obter ganho plano nas condições de depleção do bombeamento:

$$\beta_2 = -\sqrt{\frac{2}{3}\gamma P_p \beta_4} \left(1 - 0.33 \left(\frac{P_{s0}}{P_{p0}} \right)^{1/6} \right) \quad (2.42)$$

que dá a condição de planaridade e o par:

$$L_{opt} \approx \frac{1}{2\gamma P_0} \ln \frac{16P_0}{3P_{s0}}, \quad G_{max} \approx 10 \log \left(\frac{2P_0}{7P_{s0}} \right) \quad (2.43)$$

que dão o comprimento ótimo de fibra e correspondente ganho máximo que pode ser obtido.

Voltando à Fig. 2.8, podemos ver que existe um compromisso entre obter um espectro de ganho plano e obter um espectro com máxima largura de banda. Aumentando um pouco o comprimento da fibra além do valor ótimo que preserva a planaridade, i. e. para $L = 0.50 \text{ km}$, resulta em um largura de banda a 3 dB ligeiramente maior com crescimento mínimo da depressão central (gain ripple), o que pode ser aceitável para um dado sistema.

2.5 Resultados Experimentais

Nesta seção apresentamos os principais resultados experimentais para FOPAs. Nestes experimentos utilizaram-se dois tipos de fibra: DSF da *Corning*, e HNLF da *Sumitomo Electric*. Determinamos o coeficiente de não linearidade destas fibras variando-se a potência de bombeamento. A fibra DSF apresentou $\gamma = 1.55 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e a segunda $\gamma = 10.8 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, valores próximos do esperado, como veremos adiante. Também, medindo-se ganhos variando o comprimento de onda do bombeamento, é possível determinar λ_0 e a curva de dispersão $D(\lambda)$, conforme exemplificado pelas Figs. 2.2.

2.6 Montagem Experimental

A montagem experimental utilizada para estudar o ganho paramétrico em fibras ópticas é mostrada na Fig. 2.12. O laser de bombeamento é obtido através de um laser sintonizável amplificado por um amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA), capaz de fornecer potências de até 1 W . A sintonização é crucial pois permite a variação do comprimento de onda do bombeamento próximo do zero de dispersão da fibra para garantir o casamento de fase do processo. Para a supressão do espalhamento Brillouin estimulado (SBS) o laser de bombeamento é espectralmente alargado por um modulador de fase (PM) alimentado por dois sinais elétricos periódicos de RF com frequências próximas de $\text{RF}_1 \sim 1300 \text{ MHz}$ e $\text{RF}_2 \sim 300 \text{ MHz}$ e amplificados por um amplificador de RF (ARF) de banda larga. Um ajuste fino destas frequências de RF é feito antes dos experimentos propriamente ditos, minimizando as potências que retornam da fibra testada pela porta do acoplador óptico onde entra o sinal (a fibra correspondente ao sinal não está acoplada ao laser e sim a um medidor de potência, nesta fase). Após a amplificação do laser de bombeamento, o sinal correspondente passa por um filtro passa banda (BPF) sintonizável e de 1 nm de largura para a remoção da emissão espontânea amplificada (ASE) do EDFA. Sinal e bombeamento são então injetados na fibra (meio não linear) usando um acoplador variável (geralmente 90% do bombeamento e 10% do sinal entram na fibra). Observamos que tanto o sinal como o bombeamento devem ter suas polarizações controladas pois o processo paramétrico é máximo se as polarizações são paralelas na fibra teste. O fenômeno conhecido como instabilidade de polarização pode, em princípio, afetar o desempenho do FOPA. Este fenômeno ocorre devido à dependência do índice de refração com a intensidade o que gera uma instabilidade no estado de polarização de um feixe de luz intenso quando orientado na direção do eixo rápido da fibra [28, 29]. Entretanto, a instabilidade de polarização ocorre apenas acima de uma potência crítica dada

pela Eq. 2.44:

$$P_{\text{cr}} = \frac{3\pi}{\gamma L_B} \quad (2.44)$$

onde $L_B = 2\pi/|\beta_{1x} - \beta_{1y}|$ é o comprimento de batimento de polarização que define o período em que as potências que propagam nos dois modos de polarização de uma fibra (eixo lento e eixo rápido) trocam de valores. Da Eq. 2.44 vemos que a menor potência crítica ocorre para os maiores valores de γ e L_B possíveis. Para fibras de baixa birrefringência $L_B \sim 10 \text{ m}$. O maior coeficiente de não linearidade usado em nossos experimentos, não supera $\gamma = 20 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Neste caso a menor potência crítica possível vale $\sim 45 \text{ W}$ bem menor que a maior potência disponível em nossos experimentos ($\sim 2 \text{ W}$) o que implica que nos FOPAs estudados não ocorre instabilidade de polarização.

O laser de bombeamento também deve ter sua polarização ajustada antes de entrar no modulador de fase (PM) pois este dispositivo funciona apropriadamente apenas para sinais linearmente polarizados. As polarizações são ajustadas pelos controladores de polarização (PC) indicados na figura. Também são inseridos nos pontos adequados, isoladores ópticos (ISO) para evitar que o bombeamento retroespalhado por Brillouin não danifique os componentes, quando os sinais de RF são por ventura desligados.

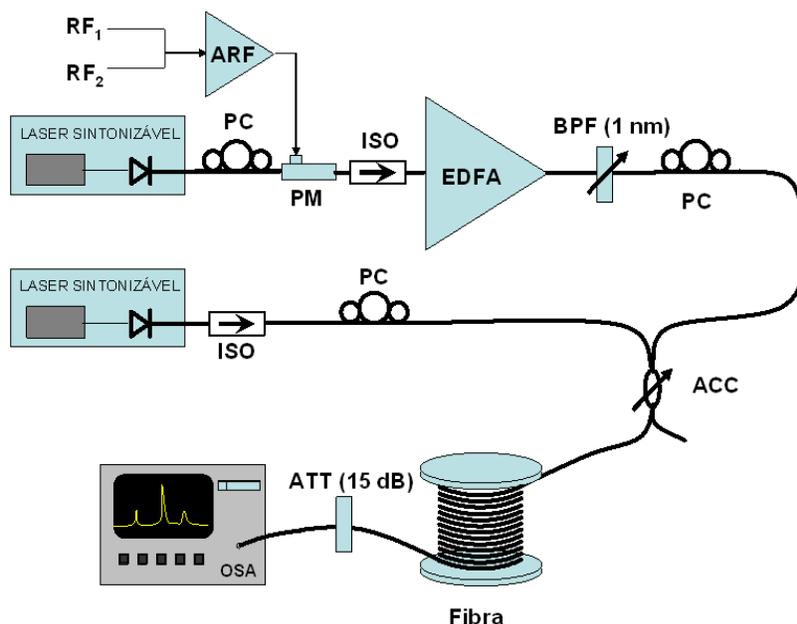


Figura 2.12: Montagem experimental do FOPA. Laser de bombeamento alargado por um modulador de fase (PM) e amplificado por um EDFA. A emissão espontânea amplificada (ASE) do EDFA é removida por um filtro passa banda (BPF) de 1 nm de largura. Sinal e Bombeamento são então injetados na fibra (meio não linear) usando um acoplador variável (ACC - geralmente 90% do bombeamento e 10% do sinal entram na fibra). O PM é ativado por dois sinais eletrônicos RF_1 e RF_2 amplificados por um amplificador de RF (ARF).

Um experimento típico consiste em lançar sinais em vários comprimentos de onda distintos e medir o ganho correspondente em um analisador de espectros ópticos (OSA). Para não danificar o OSA, devido às altas potências envolvidas um atenuador é colocado antes deste. Uma curva típica dos espectros experimentais para vários sinais com e sem bombeamento presente é mostrada na Fig 2.13. O ganho medido por nós é conhecido como ganho “on-off”, i. e., quando ligamos e desligamos o bombeamento.

Nestes experimentos foram utilizadas uma fibra de dispersão deslocada comum (DSF) e uma fibra de alta não linearidade fornecida pela Sumitomo Electric (HNLF). Os principais parâmetros destas fibras estão na Tab. 2.1.

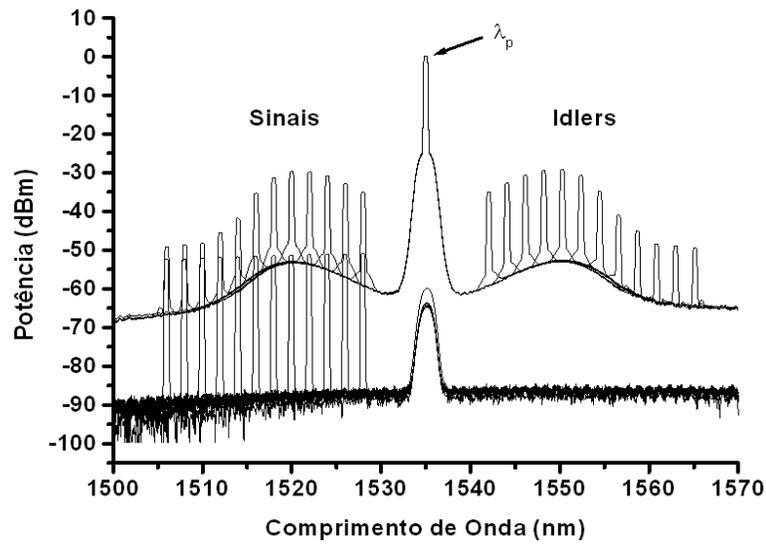


Figura 2.13: Saída típica no OSA. Aqui os vários sinais para comprimentos de onda distintos são sobrepostos. São mostrados os sinais na presença e ausência do bombeamento. A diferença entre os picos dá o ganho “on-off”. Note o aparecimento dos “idlers” correspondentes na outra banda.

	DSF	HNLF
L (km)	4.442 ^[1]	0.480 ^[1]
α (dB/km)	0.20 ^[1]	0.55 ^[1]
γ ($W^{-1}km^{-1}$)	1 – 2 ^[2]	11.9 ^[3]
λ_0 (nm)	1545.64 ^[4]	1531 ^[1]
D_λ (ps/nm ² /km)	0.0766 ^[4]	0.03 ^[1]

Tabela 2.1: Parâmetros das fibras utilizadas na construção de amplificadores paramétricos.

^[1]especificação

^[2]valores típicos [20]

^[3]usando $A_{eff} = 10.3 \mu m^2$ (especificação) e $n_2 = 3 \times 10^{-20} m^2/W$ [20]

^[4]calculado usando dados de $D \times \lambda$ fornecidos

2.6.1 Determinação do Coeficiente de Não Linearidade

Conforme discutido na seção (2.3.1) o pico do ganho paramétrico depende de $\gamma L P_p$ (ver Eqs. 2.12 e 2.17). Para uma dada fibra, γ e L são fixos, o que permite obter o valor de γ , variando-se a potência de bombeamento. Isso foi feito para os dois tipos de fibra estudados, DSF e HNLF.

Na Fig. 2.14, observamos o do ganho em função do comprimento de onda do sinal ao variarmos a potência de bombeamento na entrada da fibra de 272 a 840 mW . Utilizando a solução analítica para FOPA com $\beta_4 = 0$, ajustamos o conjunto de dados experimentais com as curvas teóricas obtidas usando-se os valores de α , L fornecidos e os valores de P_{s0} e P_{p0} medidos. Os únicos parâmetros de ajuste foram o β_2 que governa a largura do ganho paramétrico (ver Fig. 2.2) e o coeficiente não linear (γ) que se quer determinar. As curvas cujas potências de bombeamento são mais altas dão excelente acordo entre si e com valores usualmente encontrados para DSF [20]. As primeiras duas curvas dão um γ ligeiramente menor. Atribuímos este fato à variação da polarização. De fato o ajuste dos PCs da Fig. 2.12 foi realizado apenas no início das medidas e as potências foram variadas em ordem decrescente. Notamos também que esta maximização de ganho através do ajuste dos PCs é bastante trabalhosa, apesar de parecer uma tarefa simples. Descartando-se o valor de γ para as duas curvas de potências de bombeamento mais baixas, estimamos o valor de γ em $1.55 W^{-1} km^{-1}$.

Na Fig. 2.15, repetimos o mesmo procedimento para o caso da HNLF. Neste caso, as curvas para todas as potências tem excelente ajuste e o valor de γ estimado foi de $10.8 W^{-1} km^{-1}$. O fabricante desta fibra fornece apenas a área efetiva $A_{eff} = 10.3 \mu m^2$. Assim, γ é determinado pela expressão $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ usando-se o valor de $n_2 = 3 \times 10^{-20} m^2/W$, valor comum para fibras DSF que são dopadas com Ge (a fibra HNLF acima também é de dispersão deslocada já que seu $\lambda_0 = 1531 nm$). O valor obtido por esta estimativa é de $\gamma = 11.9 W^{-1} km^{-1}$ bastante próximo do obtido acima. Veremos na próxima seção que nos experimentos de variação de comprimento de onda de bombeamento, o valor de γ obtido por nós é mais próximo do valor estimado. Novamente atribuímos isso ao ajuste não otimizado dos controladores de polarização nesta primeira série de medidas. Observamos entretanto, que todos os valores obtidos aqui conferem em ordem de grandeza com os valores reportados na literatura.

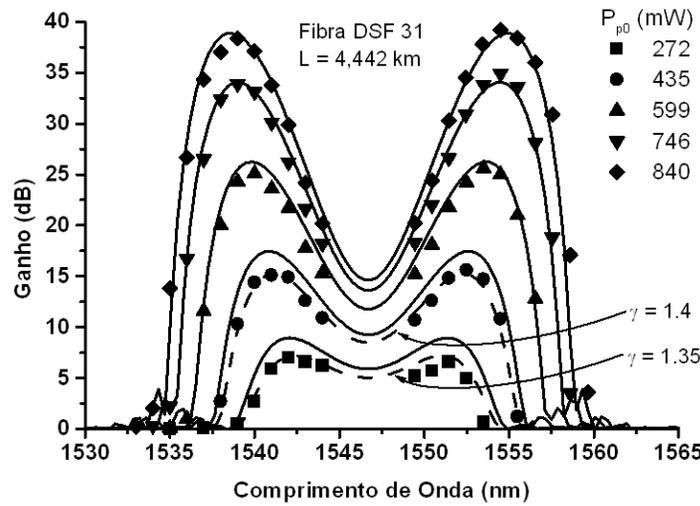


Figura 2.14: Determinação de γ . Variando P_{p0} de 272 à 840 mW determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 4.442$ km, $\alpha = 0.2$ dB/km, $P_{s0} = 5\mu$ W, $\lambda_p = 1546.7$ nm. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em $\gamma = 1.55$ W⁻¹km⁻¹ e $\beta_2 = -0.0552$ ps²/km. Fibra DSF.

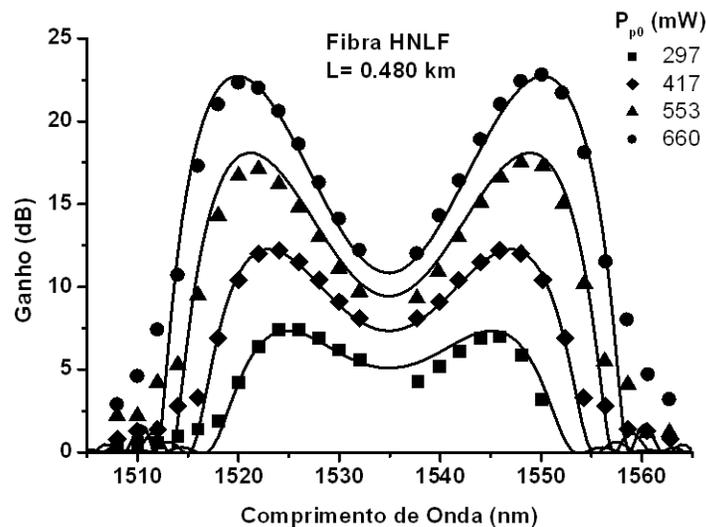


Figura 2.15: Determinação de γ . Variando P_{p0} de 297 à 660 mW determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 0.480$ km, $\alpha = 0.55$ dB/km, $P_{s0} = 5\mu$ W, $\lambda_p = 1534.9$ nm. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em $\gamma = 10.8$ W⁻¹km⁻¹ e $\beta_2 = -0.0934$ ps²/km. Fibra HNLF.

2.6.2 Determinação das Curvas de Dispersão

Determina-se a curva de dispersão, observando que a largura da banda de ganho depende do casamento de fase linear dado pela Eq. 2.15. Consideramos inicialmente $\beta_4 = 0$ e obtemos os valores de β_2 que dão o melhor ajuste para as curvas de ganho experimentais para as fibras DSF e HNLF (Fig. 2.16 e 2.17, respectivamente) para uma dada potência de bombeamento fixa. Temos assim β_2 em função do comprimento de onda do bombeamento, ou seja, uma curva $\beta_2 \times \lambda$ (ou, o que é equivalente, $D \times \lambda$). No caso da DSF construímos a tabela 2.2 com os valores de β_2 obtidos para a potência de bombeamento fixa em $P_{p0} = 670 \text{ mW}$. Os únicos parâmetros de ajuste são β_2 e γ .

$\lambda_p \text{ (nm)}$	$\beta_2 \text{ (ps}^2/\text{km)}$	$\gamma \text{ (W}^{-1}\text{km}^{-1}\text{)}$
1546.3	-0.02365	1.43
1546.5	-0.03973	1.52
1546.7	-0.05486	1.52
1547.0	-0.07849	1.53
1547.5	-0.1153	1.51
1548.0	-0.1606	1.51

Tabela 2.2: Valores de β_2 que melhor ajustam as curvas de ganho experimentais obtidas para $P_{p0} = 670 \text{ mW}$, variando o comprimento de onda do bombeamento (λ_p) de 1546.3 nm à 1548.0 nm . Também são reportados os valores de γ . Estes últimos tem ligeira variação devido às condições experimentais. Fibra DSF da Corning.

Analogamente, para o caso da fibra HNLF, obtemos a Tab. 2.3 com os valores de β_2 que melhor se ajustam aos dados da Fig. 2.17. Note que nos experimentos com a HNLF, o γ obtido foi um pouco maior que o valor da Fig. 2.15. Isso se deve ao ajuste dos controladores de polarização. O coeficiente não linear desta fibra é então $\gamma = 12.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, valor médio obtido da Tab. 2.3 em excelente acordo com o valor dado na Tab. 2.1.

Com as tabelas (2.2 e 2.3) em mãos, podemos obter as curvas de dispersão e o comprimento de onda de dispersão nula. No caso da DSF, fazendo um ajuste linear de $\beta_2 \times \omega$ (Fig. 2.18a) obtemos o valor de $\beta_3 = 0.10 \text{ ps}^3/\text{km}$, típico para este tipo de fibra [20]. Transformamos em seguida os dados $\beta_2 \times \omega$ em $D \times \lambda$. Com isso determinamos o comprimento de onda de dispersão nula que resulta em $\lambda_0 = 1546.0 \text{ nm}$, muito próximo do valor de 1545.64 nm obtido da curva de $D \times \lambda$ fornecida. Na Fig. 2.18b, comparamos as medidas feitas com a teoria de FOPA e com a técnica que chamamos por conveniência de “tradicional”

λ_p (nm)	β_2 (ps ² /km)	γ (W ⁻¹ km ⁻¹)
1534.9	-0.07936	12.0
1537.0	-0.1241	12.7
1540.0	-0.2030	12.7
1545.0	-0.3284	11.8
1550.0	-0.4609	12.2
1554.0	-0.5642	12.0

Tabela 2.3: Valores de β_2 que melhor ajustam as curvas de ganho experimentais obtidas para $P_{p0} = 662$ mW, variando o comprimento de onda do bombeamento (λ_p) de 1534.9 nm à 1554.0 nm. Também são reportados os valores de γ . Estes últimos tem ligeira variação devido às condições experimentais (controladores de polarização). Fibra HNLF da Sumitomo Electric

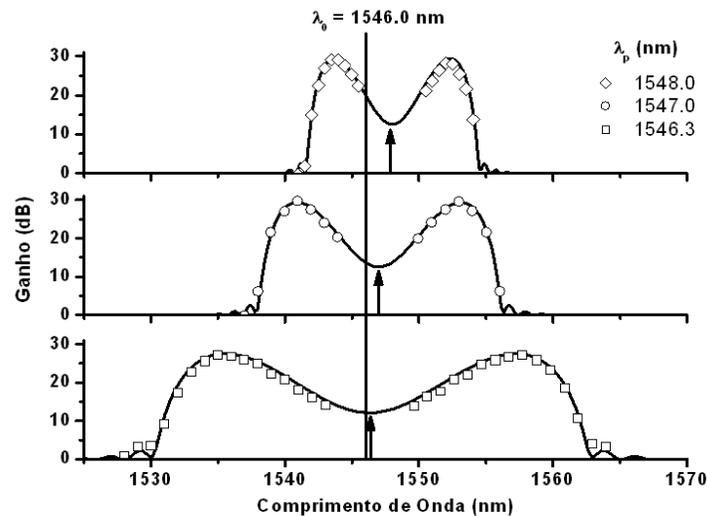


Figura 2.16: Determinação de $D \times \lambda$. Variando λ_p de 1546.3 a 1548.0 nm determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 4.442$ km, $\alpha = 0.2$ dB/km, $P_{s0} = 5$ μ W. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em γ e β_2 . Fibra DSF

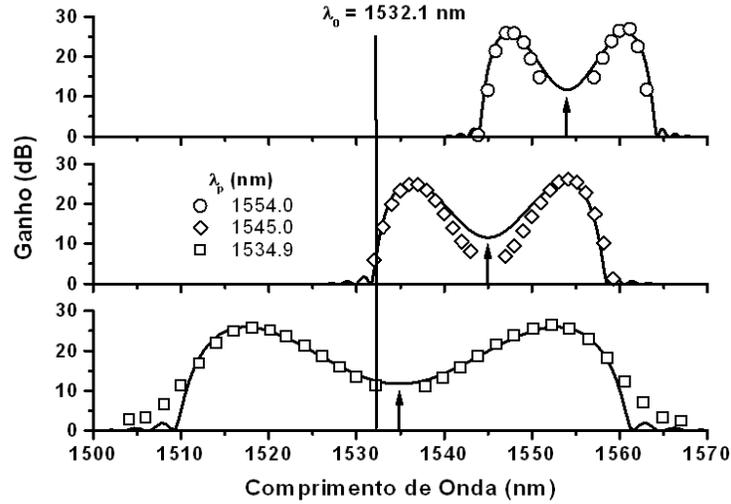


Figura 2.17: Determinação de $D \times \lambda$. Variando λ_p de 1534.9 a 1554.0 nm determinamos as curvas que melhor ajustam aos dados. Aqui $L = 0.480 \text{ km}$, $\alpha = 0.55 \text{ dB/km}$, $P_{s0} = 5 \mu\text{W}$. Únicos parâmetros de ajuste foram estimados em γ e β_2 . Fibra HNLF

baseada no método de dupla demodulação que permite medir diretamente atrasos infinitesimais ($\Delta\tau$) entre trens de pulsos de comprimentos de onda ligeiramente diferentes [30]. Esta última medida foi realizada no Centro de Pesquisas e Desenvolvimento em Telecomunicações (CPqD). Notamos que os pontos obtidos estão próximos à reta correspondente ao ajuste dos dados fornecidos pelo CPqD. Entretanto, não é possível obter pontos muito distantes de λ_0 medindo-se o ganho. Com a curva $D \times \lambda$ levantada por nós é possível estimar a inclinação da dispersão em $D_\lambda = 0.0625 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ valor com desvio percentual de 18% em relação ao valor da Tab. 2.1. A diferença pode ser devida aos pontos muito próximos uns dos outros e de λ_0 usados para a obter D_λ por meio do FOPA.

No caso da HNLF, os gráficos de $\beta_2 \times \omega$ e $D \times \lambda$ são dados nas Figs. 2.19. O ajuste linear permite determinar $\beta_3 = 0.03235 \text{ ps}^3/\text{km}$. Com as curvas de $D \times \lambda$ construída para a HNLF, obtivemos o comprimento de onda de zero de dispersão de $\lambda_0 = 1532.1 \text{ nm}$ muito próximo do valor especificado pelo fabricante de $\lambda_0 = 1531 \text{ nm}$. Além disso calculamos a inclinação $D_\lambda = 0.020 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ que também está próxima da inclinação de dispersão fornecida pelo fabricante ($D_\lambda = 0.03 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$) para o comprimento de onda de 1550 nm, valor este descrito como “típico” pelo fornecedor. A discrepância, talvez deva-se ao fato de que o D_λ calculado é o valor para λ próximo do zero de dispersão e não para 1550 nm. Mesmo assim notamos que os valores são da mesma ordem de grandeza. Infelizmente, o fabricante não forneceu uma curva completa de dispersão e não foi possível fazer uma comparação direta

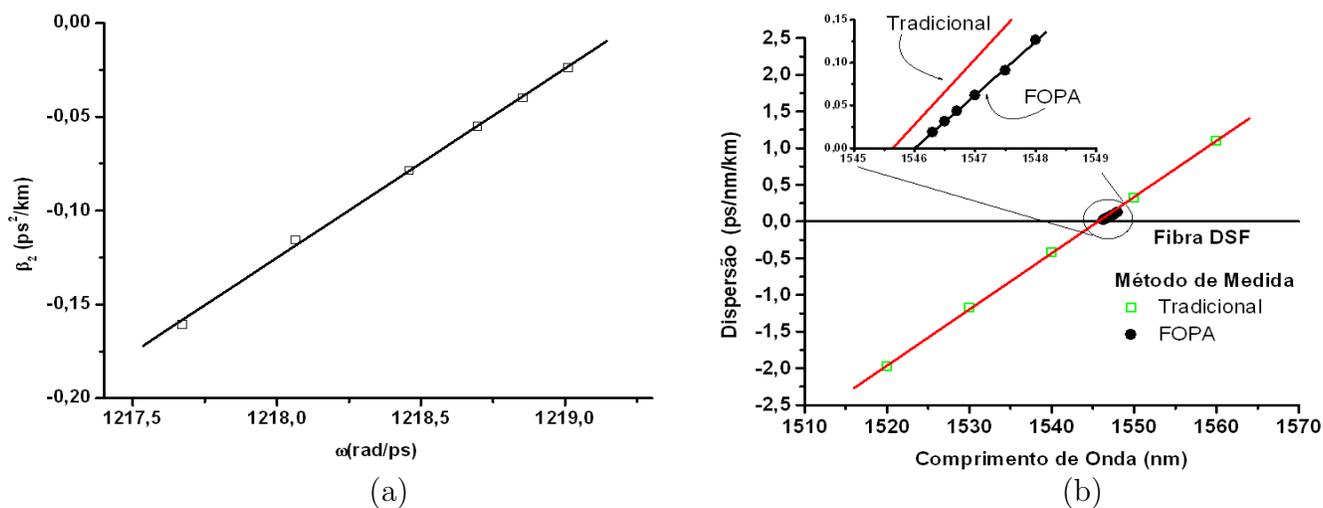


Figura 2.18: Gráficos de $\beta_2 \times \omega$ e $D \times \lambda$. Em (a) ajuste linear permite determinar $\beta_3 = 0.10 \text{ ps}^3/\text{km}$ e $\lambda_0 = 1546.0 \text{ nm}$. Em (b) temos a comparação com dados fornecidos desta fibra DSF (comunicação interna, CPqD).

entre as curvas. Os valores de λ_0 e β_3 permitem achar as curvas teóricas mostradas na Fig. 2.17 para os vários comprimentos de onda do bombeamento.

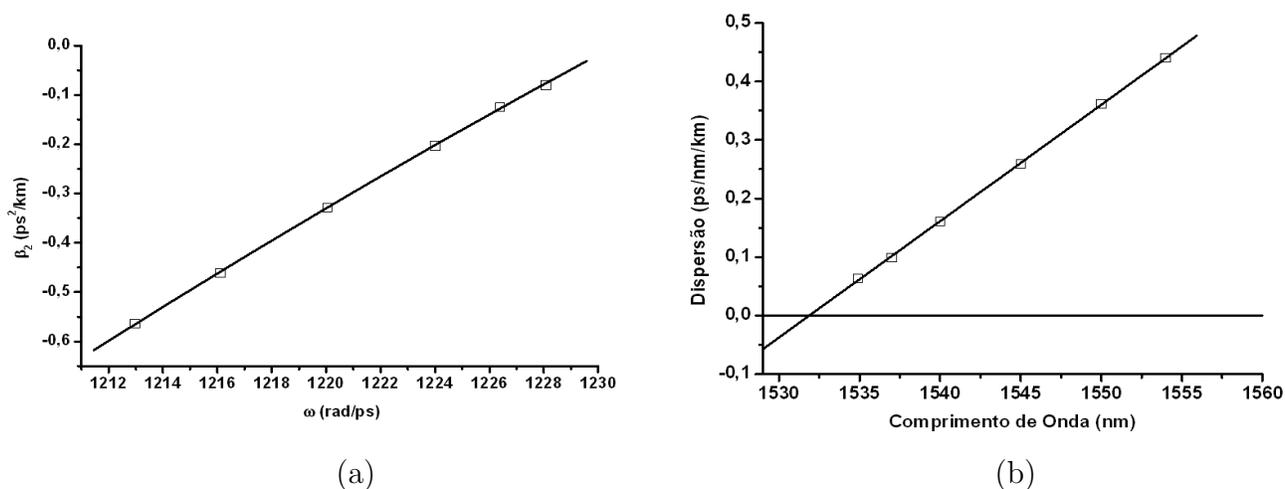


Figura 2.19: Gráficos de: (a) $\beta_2 \times \omega$ e (b) $D \times \lambda$: o ajuste linear permite determinar $\beta_3 = 0.03235 \text{ ps}^3/\text{km}$ e $\lambda_0 = 1532.1 \text{ nm}$ valores usados nos ajustes mostrados na Fig. 2.17.

Usando as curvas de $\beta_2 \times \omega$ é possível obter o valor de β_4 para as fibras (corresponde a duas vezes o coeficiente do termo de segundo grau). Entretanto uma mínima variação

nos β_2 das tabelas (2.2 e 2.3) altera em muito este valor e não temos precisão suficiente para determiná-los com segurança. Entretanto fazemos a suposição de que estes valores são muito pequenos (praticamente nulos) ou negativos uma vez que não foi possível observar os espectros de ganho plano esperados, que só ocorrem para β_4 positivo. É importante lembrar também que, experimentalmente, o bombeamento deve ser alargado para evitar SBS sendo portanto difícil de sintonizar no valor adequado de bombeamento para a obtenção do espectro plano. Outras técnicas para o aumento do limiar de SBS existem (ver capítulo 1) que não exigem o alargamento do bombeamento e conseqüentemente podem facilitar a obtenção do ganho plano previsto. Precisa-se também adquirir várias fibras na esperança de que alguma tenha β_4 positivo, que já foi relatado na literatura [19, 24].

2.7 Amplificador Paramétrico em Fibras Ópticas Paralelas (pFOPA)

Como discutido na seção (2.3.1), o espectro de ganho de amplificadores paramétricos em fibra óptica é simétrico (em frequência) em relação à frequência de bombeamento, apresentando as bandas de sinal e “idler”. A geração do “idler” pode dar origem a “crosstalk” entre os canais na banda de “idler” e as frequências convertidas, limitando a banda útil dos FOPA à metade da banda de ganho. Entretanto, se usamos um esquema de bombeamento em paralelo podemos estender a banda de operação dos amplificadores paramétricos. Nesta seção descrevemos várias geometrias que podem servir a este propósito. Em particular, se aliadas à exploração adequada dos parâmetros de dispersão β_2 e β_4 , estas geometrias propostas podem acelerar o uso prático de FOPAs nos sistemas de telecomunicações à fibra óptica.

A idéia básica consiste em utilizar dois segmentos de uma mesma fibra (Fig. 2.20a). Estes dois segmentos possuem o mesmo comprimento de onda de dispersão nula, λ_0 , e são bombeados por um único laser de comprimento de onda (λ_p) adequado. Desta forma, estes dois segmentos possuem o mesmo espectro de ganho paramétrico. O sinal de entrada, λ_s , entretanto é selecionado por um demultiplexador. Se $\lambda_s < \lambda_p$ o demultiplexador dirige este sinal para o primeiro segmento de fibra, onde sofre amplificação. Por outro lado, se $\lambda_s > \lambda_p$ o outro segmento de fibra atua como FOPA. Ao final os sinais são recombinados. Como resultado temos o ganho paramétrico da Fig. 2.21a. Este ganho é efetivo, pois só estamos considerando os sinais amplificados. As frequências convertidas são desprezadas.

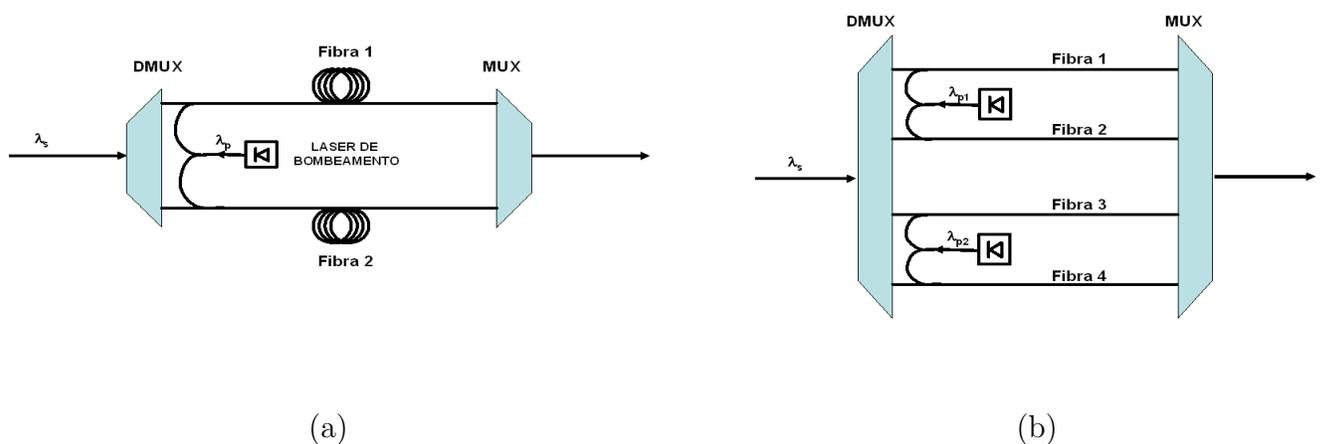


Figura 2.20: Esquema de bombeamentos em paralelo para FOPAs. A banda de “idler” não sofre “crosstalk” com banda de sinal.

Procedendo-se desta forma, a banda de ganho é duplicada. Entretanto como podemos

ver na Fig. 2.21a, esta banda tem um ganho muito pequeno para comprimentos de onda próximos do bombeamento. Este problema pode ser superado utilizando-se dois pares de segmentos de fibra. Estes dois pares de fibra tem comprimentos de onda de dispersão nula distintos, de forma que a parte central do espectro pode ser recoberta. Neste caso utilizando-se um demultiplexador apropriado, temos a situação da Fig. 2.20b cujo espectro de ganho correspondente está mostrado na Fig. 2.21b. Notamos que nesta configuração são necessários dois lasers de bombeamento distintos. Naturalmente esta idéia pode-se estender a vários segmentos de diferentes fibra e podemos virtualmente eliminar as depressões no espectro de ganho. Estes esquemas de bombeamento em paralelo foram chamados por nós com o acrônimo *pFOPA* de *Parallel FOPA*.

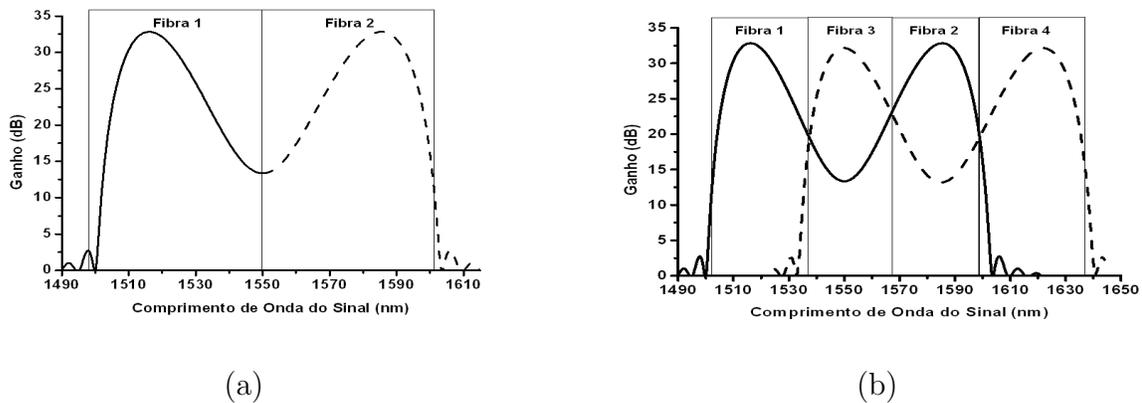


Figura 2.21: Exemplo de espectros correspondentes aos esquemas da Fig. 2.20: (a) duplicação da banda de ganho efetiva, (b) redução do “ripple” com a inclusão de um novo par de fibras.

Apresentamos duas possíveis variantes destes esquema, nos quais exploramos a planaridade espectral resultante da escolha adequada dos parâmetros β_2 e β_4 . Os esquemas estão apresentados na Fig. (2.22). No esquema da Fig. 2.22a, os diversos canais são demultiplexados em bandas, cada banda propagando por um segmento de fibra altamente não linear diferente. Cada segmento tem mesmo β_4 , mas zeros de dispersão diferentes. Usando a Eq. 2.18 obtemos o valor de β_2 necessário para se ter espectro de ganho plano em cada um dos segmentos. Como os comprimentos de onda de dispersão nula, λ_0 , são diferentes, precisamos de bombeamentos diferentes para cada segmento de fibra. Cada segmento de fibra atuará então como um amplificador paramétrico específico para sua banda. As diversas bandas são então multiplexadas e voltam a propagar no link original. Na Fig. 2.23a mostramos um exemplo deste tipo de *pFOPA* - *multibombeamento* para amplificação da banda S+C de 1473 nm à 1565 nm. Os bombeamentos usados são 1450 nm, 1467 nm e 1485 nm conforme

descrito na figura.

Um outro esquema explora de modo ainda mais interessante a Eq. 2.18. Neste caso, apenas um bombeamento é necessário. Os segmentos de fibra tem β_4 distintos mas os zero de dispersão iguais. Deste modo usando a condição de planaridade dada pela Eq. 2.18 obtemos β_2 distintos mas um bombeamento único. Neste caso as bandas em cada segmento não tem larguras iguais, como pode ser visto na Fig. 2.23b. Novamente cada banda após a amplificação é multiplexada retornando ao link original.

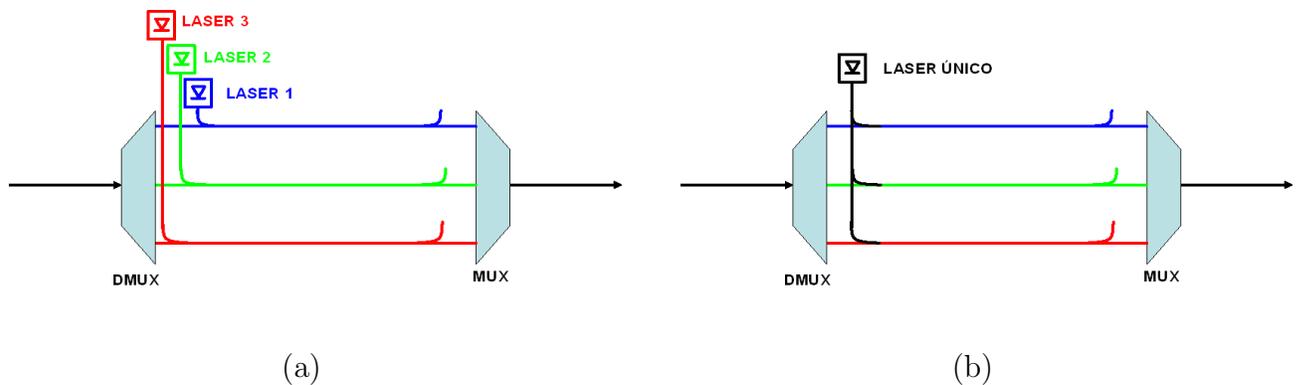


Figura 2.22: pFOPA. (a) pFOPA múltiplos bombeios, (b) pFOPA de um bombeio.

Como podemos ver o pFOPA que apresenta maior largura de banda é o pFOPA de múltiplos bombeamentos pois escolhemos fibras com o menor β_4 possível afim de obter maior largura de banda. Obviamente, a desvantagem desta configuração consiste nos múltiplos bombeamentos que devem ser usados. O pFOPA de um bombeamento elimina este inconveniente mas em contrapartida não otimiza larguras de banda. Isto é, não usamos o menor β_4 para todas as fibras e sim β_4 distintos. Notamos que ambos os exemplos acima funcionam na banda S mas a banda de operação pode ser deslocada, em princípio, escolhendo fibras com dispersão nula nos comprimentos de onda apropriados. Finalmente queremos chamar atenção ao fato de que se for possível ter fibra com β_4 extremamente pequeno, pode-se, em princípio, usar um só FOPA para bandas de 150 nm ou mais. A existência de fibras com estas características precisa ser comprovada experimentalmente. É de se esperar, entretanto, que a melhoria na tecnologia de fabricação de fibras ópticas permita o seu desenvolvimento.

Novamente, salientamos que utilizando vários segmentos de fibras e vários bombeamentos, podemos desenvolver pFOPAs com larguras de bandas extremamente grandes e com ganho bastante plano sem a necessidade de usar filtros. Um exemplo é mostrado na

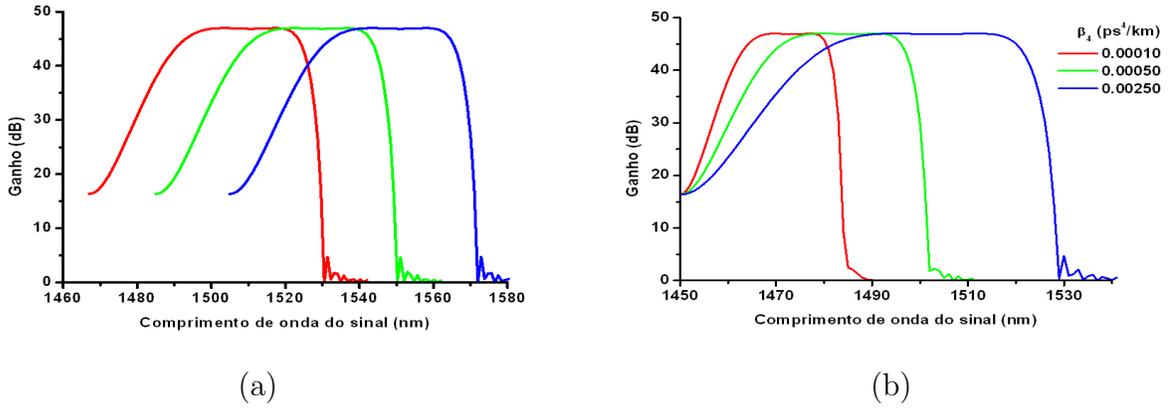


Figura 2.23: Dois exemplos de pFOPA para operação na banda S. (a) pFOPA múltiplos bombeios com parâmetros $\beta_2 = -0.0577 ps^2 km^{-1}$ e $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4 km^{-1}$, Bombeios correspondentes ao β_2 calculado ocorrem em $1450 nm$, $1467 nm$ e $1485 nm$ a banda de operação a $3 dB$ vai de $1473 nm$ a $1565 nm$ ($92 nm$ de largura). (b) pFOPA de um bombeio com comprimento de onda de bombeio em $1450 nm$ em cada segmento $\beta_4 = 0.00010, 0.00050$ e $0.00250 ps^4 km^{-1}$ (β_2 é obtido pela condição de planaridade - Eq. 2.18). A banda de operação a $3 dB$ vai de $1463 nm$ a $1521 nm$ ($58 nm$ de largura) Em ambos os casos $P_s = 5 \mu W$, $L = 0.325 km$, $\gamma P_p = 20 km^{-1}$ e o ganho máximo é de $47 dB$.

Fig. 2.24. Neste caso, simulamos o que ocorre utilizando fibras com $\beta_4 = 2.5 \times 10^{-4} ps^4/km$, $\beta_3 = 0.10 ps^3/km$, $\gamma = 15 W^{-1}km^{-1}$ e $\lambda_0 = 1526, 1550$ e $1574 nm$ com bombeamento de $P_{p0} = 1W$ e $P_{s0} = 5\mu W$ (o comprimento da fibra foi calculado usando a Eq. 2.36). Note que a banda de amplificação vai de 1475 a $1635 nm$, cobrindo um intervalo de $160 nm$, com ganho de $47 dB$. Claramente a banda de amplificação pode ser modificada escolhendo-se os λ_0 e λ_p apropriados. Neste caso três bombeamentos e seis segmentos de fibras são utilizados.

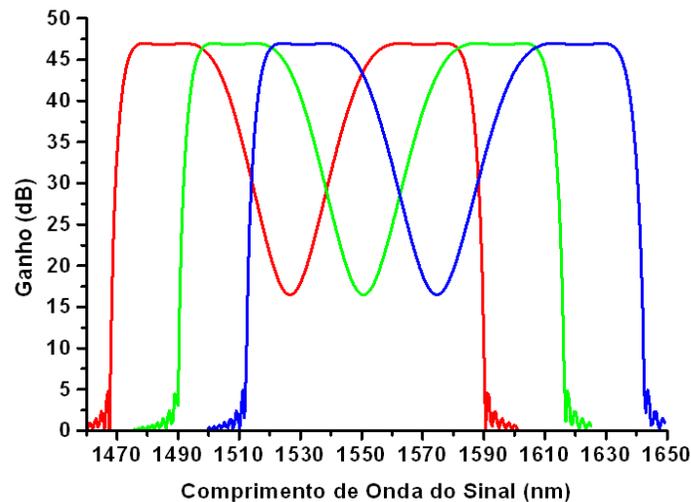


Figura 2.24: Simulação de pFOPA com banda de $160 nm$ e ganho de $47 dB$. Neste exemplo, três bombeamentos e seis segmentos de fibras são utilizados.

Para demonstrar a viabilidade desta idéia, construímos um FOPA em paralelo como mostrado na Fig. 2.25. Duas fibras de dispersão deslocada foram utilizadas (DSF1 e DSF2 com zeros de dispersão em $1545 nm$ e $1556 nm$, respectivamente), sendo bombeadas através de dois lasers em anel de fibra dopada com érbio. Os comprimentos de onda dos lasers de bombeamento foram ajustados para $1546.6 nm$ e $1558.6 nm$, respectivamente. Estes lasers tem larguras de linha de aproximadamente $0.4 nm$, o que ajuda a eliminar o SBS indesejável. O sinal a ser amplificado foi gerado por um laser de diodo de cavidade externa e foi acoplado em uma fibra ou outra, a depender do seu comprimento de onda, por meio de um acoplador WDM de banda larga. Uma das saídas do WDM de banda larga era acoplada à fibra DSF1 se o sinal estava compreendido entre $1525 nm$ à $1540 nm$ enquanto que a a outra saída levava o sinal com λ_s acima de $1540 nm$ à DSF2. O laser de bombeamento 1 foi então acoplado à DSF1 usando um acoplador 99:1 e o laser de bombeamento 2 foi acoplado na DSF2 usando um acoplador 70:30. Estes acopladores foram escolhidos de modo que os ganhos “on-off”

fossem iguais nos dois segmentos de fibra. O sinal amplificado por uma das duas DSFs foi então combinado para uma saída comum usando-se um outro WDM de banda larga do mesmo tipo. O ganho foi medido por meio de um analisador de espectro óptico (OSA).

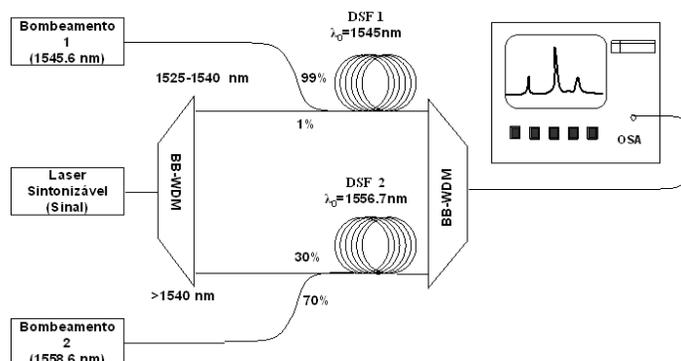


Figura 2.25: Montagem experimental para demonstração da viabilidade do pFOPA.

Na Fig. 2.26 mostramos o espectro de ganho obtido usando-se a montagem experimental da Fig 2.25. As potências de bombeamento e de sinal foram escolhidas de forma a evitar a depleção do bombeamento. O pico de ganho da ordem de 30 dB foi medido. Mais importante, a banda de amplificação aproveitável com ganho de 20 dB foi de 25 nm , da mesma ordem que EDFAs comuns.

Esta idéia do uso de uma configuração em paralelo começa a surgir na literatura. Essencialmente a mesma idéia foi proposta muito recentemente usando um “interleaver” [31], dispositivo capaz de separar os canais de um sistema WDM. Os canais são separados em canais ímpares (isto é o primeiro, terceiro, etc.) e pares (do segundo, quarto, etc.) de forma que eles são “desentrelaçados”. Estes são amplificados separadamente e depois recombinados. O nível de “crosstalk” fica determinado, como no nosso caso, pela qualidade do “interleaver” (atualmente “crosstalk” de -40 dB , entre os canais).

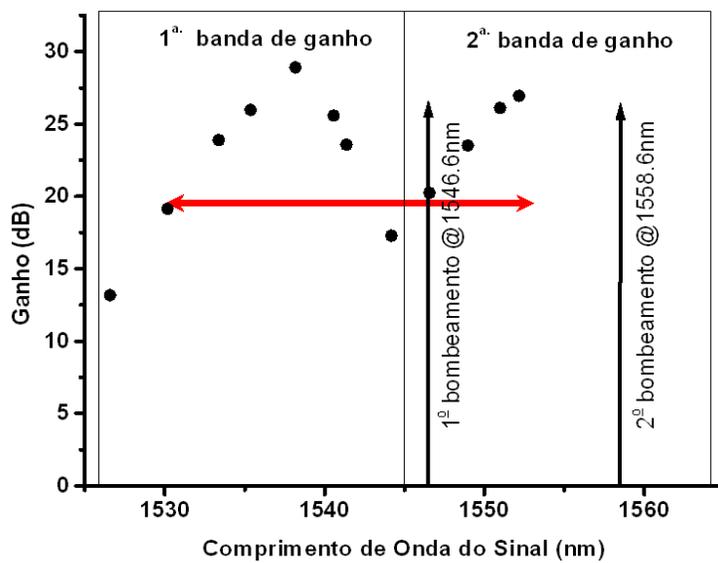


Figura 2.26: Espectro de ganho obtido através da montagem da Fig 2.25. Largura de banda de 25 nm para ganho de 20 dB é indicada na figura.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1]S.-K. Choi, R.-D. Li, C. Kim, e P. Kumar, “Traveling-wave optical parametric amplifier: Investigation of its phase-sensitive and phase-insensitive gain response,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **14**, no. 7, pp. 1564–1575, 1997.
- [2]R. H. Stolen e J. E. Bjorkholm, “Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **QE-18**, pp. 1062–1072, 1991.
- [3]K. Washio, K. Inoue, e S. Kishida, “Efficient large-frequency-shifted 3 wave mixing in low dispersion wavelength region in single-mode optical fiber,” *Electron. Lett.*, vol. **16**, no. 17, pp. 658–660, 1980.
- [4]M. Ohashi, K. Kitayama, Y. Ishida, e N. Uchida, “Phase-matched light amplification by 3-wave mixing process in a birefringent fiber due to externally applied stress,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **41**, no. 12, pp. 1111–1113, 1982.
- [5]N. Henmi, Y. Aoki, T. Ogata, T. Saito, e S. Nakaya, “A new design arrangement of transmission fiber dispersion for suppressing nonlinear degradation in long-distance optical-transmission systems with optical repeater amplifiers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **11**, no. 10, pp. 1615–1621, 1993.
- [6]T. Morioka, S. Kawanishi, e M. Saruwatari, “Tunable error-free optical frequency-conversion of a 4ps optical short-pulse over 25nm by 4-wave-mixing in a polarization-maintaining optical-fiber,” *Electron. Lett.*, vol. **30**, no. 11, pp. 884–885, 1994.
- [7]T. Yamamoto e M. Nakazawa, “Active optical pulse compression with a gain of 29.0 dB by using four-wave mixing in an optical fiber,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **9**, pp. 1595–1597, 1997.
- [8]P. O. Hedekvist e P. A. Andrekson, “Fiber based pulsed wavelength converter with $\pm 11\text{ nm}$ range and more than 20 dB of parametric gain,” in *Proc. Eur. Conf. Optical Communication*, pp. 184–187, 1997.
- [9]H. Itoh, G. M. Davis, e S. Sudo, “Continuous-wave-pumped modulation instability in an optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. **14**, pp. 1368–1370, 1989.

- [10] J. Hansryd e P. A. Andrekson, “Broad-band continuous-wave-pumped fiber optical parametric amplifier with 49-dB gain and wavelength-conversion efficiency,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **13**, no. 3, pp. 194–196, 2001.
- [11] G. Cappellini e S. Trillo, “Third-order three-wave mixing in single-mode fibers: exact solutions and spatial instability effects,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **8**, pp. 824–838, 1991.
- [12] K. Inoue e T. Mukai, “Signal wavelength dependence of gain saturation in fiber optical parametric amplifier,” *Opt. Lett.*, vol. **26**, pp. 10–12, 2001.
- [13] J. Hansryd, P. Andrekson, M. Westlund, J. Li, e P.-O. Hedekvist, “Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications,” *IEEE Select. Topics Quantum Electron.*, vol. **8**, pp. 506–520, 2002.
- [14] M. E. Marhic, Y. Park, F. S. Yang, e L. Kazovsky, “Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple chebyshev gain spectra,” *Opt. Lett.*, vol. **21**, pp. 1354–1356, 1996.
- [15] C. J. McKisntrie, S. Radic, e A. R. Chraplyvy, “Parametric amplifiers driven by two pump waves,” *IEEE Select. Topics Quantum Electron.*, vol. **8**, pp. 538–547, 2002.
- [16] K. K. Y. Wong, M. E. Marhic, K. Uesaka, e L. G. Kazovsky, “Polarization-independent and flat-gain CW two-pump fiber optical parametric amplifier and wavelength converter,” in *Optical Fiber Communications Conference*, vol. TuS5, (Washington, D.C.), Optical Society of America, 2002.
- [17] J. M. C. Boggio, F. A. Callegari, S. Tenenbaum, H. L. Fragnito, J. B. Rosolem, e M. R. X. de Barros, “Demonstration of 26 dB on-off gain of a two-pump fiber optical parametric amplifier,” in *Optical Fiber Communication Conference*, vol. ThGG18, (Washington, D. C.), Optical Society of America, 2002.
- [18] L. Provino, A. Mussot, E. Lantz, T. Sylvestre, e H. Maillotte, “Broadband and flat parametric gain with a single low-power pump in a multi-section fiber arrangement,” in *Optical Fiber Communications Conference*, vol. TuS2, (Washington, DC), Optical Society of America, 2002.
- [19] M. E. Marhic, N. Kagi, T.-K. Chiang, e L. G. Kazovsky, “Broadband fiber optical parametric amplifiers,” *Opt. Lett.*, vol. **21**, pp. 573–575, 1996.
- [20] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, Calif.: Academic Press, 2nd. ed., 1995.

- [21]K. Krastev e J. Rothman, “Crosstalk in fiber optical parametric amplifier,” in *Proceedings of 27th European Conference on Optical Communication*, (Amsterdam), pp. 378–379, ECOC, 2001.
- [22]F. A. Callegari, J. M. C. Boggio, e H. L. Fragnito, “Crosstalk mitigation in fiber optical parametric amplifier,” in *Proceedings of the 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, vol. 2, pp. 383–384, IEEE-LEOS, 2002.
- [23]M. C. Ho, K. Uesaka, M. E. Marhic, Y. Akasaka, e L. G. Kazovsky, “200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combined parametric and Raman gain,” *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. **19**, pp. 977–979, 2001.
- [24]M. Karlsson, “Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **15**, pp. 2269–2275, 1998.
- [25]Y. Chen, “Four-wave mixing in optical fibers: exact solution,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **6**, no. 11, pp. 1986–1993, 1989.
- [26]Y. Chen e A. W. Snyder, “Four-photon parametric mixing in optical fibers: effect of pump depletion,” *Opt. Lett.*, vol. **14**, no. 1, pp. 87–89, 1989.
- [27]I. S. Gradshteyn e I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*. San Diego, Calif.: Academic Press, 1980.
- [28]H. G. Winful, “Polarization instabilities in birefringent nonlinear media: application to fiber-optic devices,” *Opt. Lett.*, vol. **11**, no. 1, pp. 33–35, 1986.
- [29]S. F. Feldman, D. A. Weinberger, e H. G. Winful, “Observation of polarization instabilities and modulational gain in a low-birefringence optical fiber,” *Opt. Lett.*, vol. **15**, no. 6, pp. 311–313, 1990.
- [30]A. J. Barlow, R. S. Jones, e K. W. Forsyth, “Technique for direct measurement of single-mode fiber chromatic dispersion,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **5**, pp. 1207–1213, 1987.
- [31]M. E. Marhic, G. Kalogerakis, K. Uesaka, K. Shimizu, K. Wong, e L. G. Kazovsky, “Interleaver-based method for full utilization of the bandwidth of fiber optical parametric amplifiers and wavelength converters,” in *Technical Digest of Optical Fiber Communication Conference*, (Atlanta, Georgia, USA), OSA, 2003.

CAPÍTULO 3

Simulação de Amplificadores a Fibra Dopada com Túlio

3.1 Introdução

Um dos processos mais conhecidos de amplificação óptica baseia-se na amplificação por emissão estimulada de radiação, o mesmo mecanismo dos lasers [1]. Nos lasers, a fluorescência de um dado meio ativo é estimulada por realimentação, conforme descrito com mais detalhes no Cap. 4. Amplificadores de fibra óptica baseados no princípio de emissão estimulada são estudados desde 1964 [2] e consistem geralmente em fibras cujos núcleos são dopados com ions de terras raras. Quando estes ions são excitados com a energia correta podem fluorescer e sinais correspondentes às transições energéticas destes elementos são amplificados por emissão estimulada, mesmo sem a realimentação presente no caso dos lasers, devido ao longo comprimento de propagação nas fibras (tipicamente alguns metros). O esquema de um amplificador a fibra dopada é mostrado na Fig. 3.1. Este é composto de um ou mais lasers de bombeamento, uma fibra dopada, um acoplador WDM e um laser de sinal ou sinais a serem amplificados.

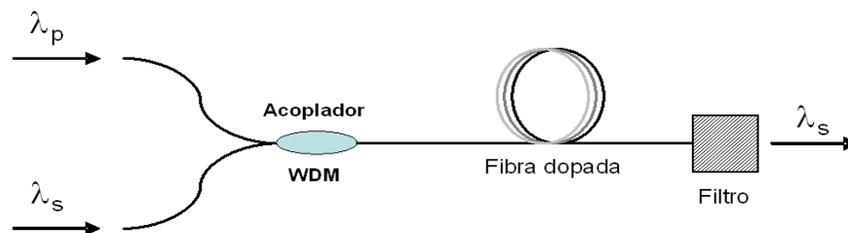


Figura 3.1: Esquema de um amplificador de fibra dopada com bombeamento e sinal copropagantes λ_p e λ_s são os comprimentos de onda de bombeamento e sinal, respectivamente.

O uso deste tipo de amplificador tornou-se prático somente com o avanço das técnicas de

fabricação das fibras dopadas no final da década de 80. O advento do EDFA (*Amplificador de Fibra Dopada com Érbio*) revolucionou o sistema de telecomunicações, e desenvolveu-se rapidamente por atuar na região correspondente ao mínimo de perdas das fibras de sílica usadas na transmissão de sinais. A demanda por maiores larguras de banda bem como a busca por bandas de transmissão longe do comprimento de onda de dispersão nula (para evitar “crosstalk” devido a mistura de quatro ondas nos sistemas WDM), porém, tem estimulado o estudo de amplificadores baseados em outros elementos do grupo das terras raras.

As características de operação de um amplificador a fibra dopada com terras raras, como comprimento de onda de operação e largura de banda são determinadas principalmente pelo dopante, sendo a fibra somente a matriz hospedeira. Entretanto, o alargamento da banda de ganho pela matriz e possível competição da fluorescência com mecanismos de decaimentos por fônons da matriz são importantes fatores a serem considerados.

As terras raras (ou lantanídeos) são um grupo de 14 elementos químicos similares com números atômicos entre 58 e 71. Quando as terras raras são elementos dopantes nas fibras de sílica ou de outro tipos de matriz vítrea, tornam-se triplamente ionizados pela remoção de dois elétrons da camada externa $6s$ e de um elétron da camada mais interna $4f$. As propriedades ópticas são determinadas por esta camada semi preenchida $4f$ que está blindada pelas camadas completas mais exteriores $5s$ e $5p$, o que garante que as propriedades ópticas são pouco afetadas pela matriz vítrea, exceto pelo alargamento da banda de ganho e competição com os fônons da rede como mencionado anteriormente. Assim, muitos tipos de terras raras podem ser usados para a construção de amplificadores ópticos operando em uma gama de comprimentos de onda do visível até o infravermelho ($\sim 3\mu m$).

Para aplicações na segunda janela de telecomunicações em $1.3\mu m$, por exemplo, os dopantes são ions de Nd^{3+} ou Pr^{3+} . Tentativas de construir amplificadores a fibra de sílica dopada com Nd , mostrou-se infrutífera pois efeitos como ESA (*absorção de estado excitado*) e competição com decaimentos não radiativos limitou o desempenho destes amplificadores. O desempenho de amplificadores de fibra dopada com Nd é melhorado quando fibras fluorozirconadas são empregadas como matriz [3], a mais comum conhecida como ZBLAN, acronismo formado pelas iniciais dos materiais usados na sua fabricação ($ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$). Este material tem energia de fônon muito menor que fibras de sílica o que faz com que mais fônons sejam requeridos para o decaimento não radiativo, limitando a probabilidade deste tipo de decaimento e melhorando o desempenho do amplificador. Amplificadores usando fibras de ZBLAN dopadas com Pr^{3+} , operando em $1.3\mu m$ com ganhos de até $38 dB$ foram demonstrados já em 1991 [4–6].

Na terceira janela de telecomunicações em $1.5\mu m$ o uso de amplificadores a fibra dopada

com érbio (EDFAs) está totalmente estabelecido. As primeiras demonstrações da possibilidade de usar EDFAs como amplificadores nesta região espectral foram realizadas no final dos anos 80 [7, 8] envolvendo lasers de grande porte como um laser de corante operando em 650 nm bombeado por um laser de argônio ou um laser de argônio operando em 514 nm . Os ganhos obtidos foram de até 23 dB em 13 m de fibra de sílica dopada com érbio. O uso efetivo dos EDFAs como amplificadores só foi possível, entretanto, após a demonstração de que estes podiam ser bombeados por lasers de diodo operando em $980\text{ }\mu\text{m}$ e $1.48\text{ }\mu\text{m}$ [9, 10].

Amplificadores a fibra dopada com túlio podem ser usados na banda S ($1460\text{-}1530\text{ nm}$) atualmente inexplorada nos sistemas comerciais de telecomunicações, pois, o ion Tm^{+3} possui uma transição ${}^3H_4 \mapsto {}^3F_4$ centrada em 1470 nm (Fig. 3.2). Já em 1983, esta transição foi proposta para ser utilizada como emissão laser e lasers de cristais de $BaYb_2F_8$ e de $LiYbF_4$ dopados com túlio foram utilizados com este propósito [11]. Em 1989 um laser de fibra fluorada dopada com túlio foi demonstrado [12].

Esta transição, entretanto, apresenta algumas dificuldades para ser usada em um sistema de amplificação óptica eficiente. A primeira é que a matriz vítrea usada deve ter energia de fônon baixa de modo a evitar um decaimento não radiativo. O nível 3H_4 decai rapidamente para o nível 3H_5 , 4400 cm^{-1} abaixo, através de relaxação multifonônica. Em fibras de sílica este processo não radiativo é altamente competitivo com o decaimento radiativo desejado devido à elevada energia do fônon (cerca de 1100 cm^{-1}). Para tornar esta rota de decaimento menos provável utiliza-se como matriz um vidro ZBLAN que possui energia de fônon muito menor, cerca de 500 cm^{-1} . Deste modo o decaimento não radiativo requer um número muito mais elevado de fônons, o que é muito menos provável, ver Fig. 3.2. Outro problema é que o nível superior 3H_4 tem tempo de vida menor que o nível inferior 3F_4 (1.3 ms e 9.0 ms , respectivamente) o que dificulta a inversão de população [13].

Somente em 1993 um esquema eficaz para inverter a população destes níveis foi proposto, através do bombeamento por conversão ascendente em 1064 nm que permitiu o desenvolvimento de um amplificador de fibra dopada com túlio [13]. Neste esquema, os ions do estado fundamental (3H_6) são excitados para o nível 3H_5 decaindo deste para o nível metaestável 3F_4 por relaxação multifonônica. Estes ions são reexcitados por absorção de estado excitado de 3F_4 para o nível 3F_2 de onde decaem para 3H_4 (ver Fig. 3.4 da seção 3.2.1). A absorção deste segundo fóton tem o objetivo de remover população do nível inferior da transição desejada ${}^3H_4 \mapsto {}^3F_4$ ao mesmo tempo em que popula o nível 3F_4 . Desta forma, a inversão de população entre os níveis 3H_4 e 3F_4 é formada evitando-se o acúmulo da população no nível inferior. Outra possibilidade é a codopagem com íons como o Ho^{3+} que possui um nível de energia próximo ao nível 3F_4 do túlio. Pelo mecanismo de transferência de energia entre

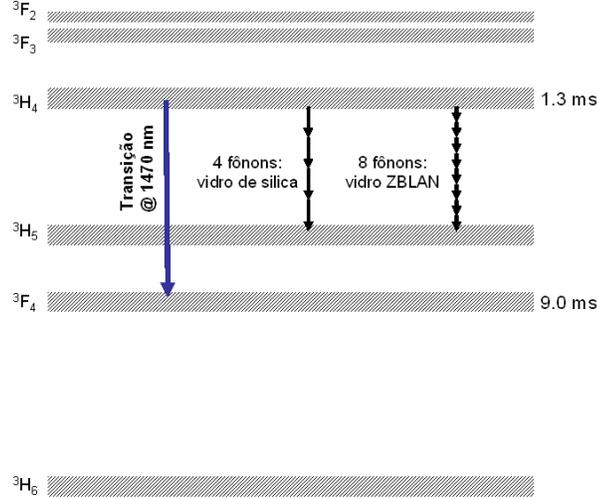


Figura 3.2: Níveis de energia do Tm^{+3} , transição desejada em 1470 nm e decaimentos multifonônicos em fibras dopadas com túlio de sílica e ZBLAN. Os tempos de vida dos níveis para o caso de vidro ZBLAN são indicados.

estes ions, a população do nível 3F_4 do túlio é reduzida e conseqüentemente o seu tempo de vida [14].

A seção de choque de absorção a partir do estado fundamental ${}^3H_6 \mapsto {}^3H_5$ é bem menor que a seção de choque de estado excitado de ${}^3F_4 \mapsto {}^3F_2$ e poucos ions são excitados para o nível superior o que limita a eficiência do processo de bombeamento por conversão ascendente em 1064 nm . Potências muito elevadas de bombeamento são necessárias para atingir ganhos da ordem de 20 dB . A adição de um segundo laser de bombeamento para excitar ions a partir do estado fundamental resolve este problema. Recentemente vários esquemas de bombeamento duplo de amplificadores à fibra dopada com túlio foram propostos. A maioria dos esquemas faz uso de lasers com comprimentos de onda próximos de 1060 , 1240 , 1400 e 1550 nm , sendo um dos lasers responsável por popular o nível superior 3H_4 e o outro por despovoar o nível inferior de tempo de vida longo [15–18]. Recentemente demonstrou-se que o bombeamento duplo $800+1400\text{ nm}$ resulta em eficiência de conversão excedendo 50% [19]. Todos estes esquemas de duplo bombeamento são mais eficientes em comparação com esquemas de bombeamento único.

Mais recentemente nosso grupo de pesquisas desenvolveu um novo esquema de duplo bombeamento em 800 e 1050 nm . A maior vantagem deste último em comparação com os outros esquemas de bombeamento duplo propostos é que o bombeamento em 800 nm popula diretamente o nível 3H_4 de modo bastante eficiente devido à elevada seção de choque da transição ${}^3H_6 \mapsto {}^3H_4$. O bombeamento em 1050 nm serve basicamente para despovoar

o nível inferior 3F_4 devido à elevada absorção de estado excitado para o nível 3F_2 . Em particular grande vantagem existe em um esquema de duplo bombeamento em 800 e 1050 nm contrapropagante [20] e principalmente na configuração copropagante [21] já que a absorção em 800 nm ocorre nos primeiros metros de fibra. Neste último caso, por exemplo, os autores examinaram pelo método não invasivo conhecido por reflectometria óptica no domínio da frequência (OFDR) o comportamento do ganho em 1460 nm ao longo da fibra TDF para situações de bombeamento simples em 1050 nm e duplo 800 e 1050 nm. Esta técnica é baseada na detecção do sinal de batimento produzido pela interferência entre uma reflexão de referência (oscilador local) e a luz refletida ou retroespalhada vindo do dispositivo sendo testado quando a frequência óptica é varrida linearmente (Fig. 3.3). A interferência é obtida por um interferômetro de Michelson (acoplador 50:50) no qual a reflexão de uma das portas é o sinal de referência e na outra porta está o dispositivo testado. Devido à varredura linear do sinal, a frequência de batimento é proporcional à distância entre o oscilador local e a reflexão ou retroespalhamento no dispositivo testado. A análise do espectro do sinal de batimento permite, após uma calibração com uma fibra padrão de comprimento conhecido, obter o ganho distribuído ao longo da fibra dopada com túlio do amplificador que é o dispositivo sob teste neste caso [22]. Observou-se que com a adição de apenas 45 mW de bombeamento em 800 nm houve um ganho extra de 14 dB em relação ao bombeamento apenas com 100 mW em 1050 nm. Além disso, o máximo ganho ocorre nos primeiros 5 m da TDF. Em contraste, são necessários cerca de 20 m para obter o máximo ganho com bombeamento apenas em 1050 nm.

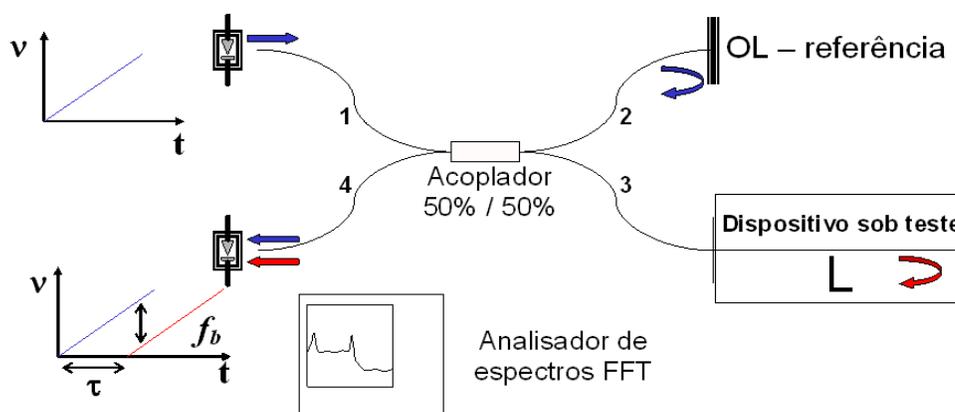


Figura 3.3: Esquema da técnica de OFDR.

3.2 Simulação de Ganho em Fibras Dopadas com Túlio: Bombeamento Duplo em $800 + 1050 \text{ nm}$ e $800 + 1410 \text{ nm}$

Nesta seção um modelo teórico de equações de taxa baseado em [23] com a adição de bombeamento em 800 nm é desenvolvido. As simulações realizadas com este modelo estão em acordo com as observações experimentais apresentadas na literatura [20, 21], mesmo considerando que o modelo e alguns dos parâmetros usados podem ser otimizados.

3.2.1 Equações de Taxa para Bombeamento Duplo $800+1050 \text{ nm}$

O esquema de níveis dos íons de Tm^{3+} e as transições relevantes para a modelagem teórica estão esquematizados na Fig. 3.4.

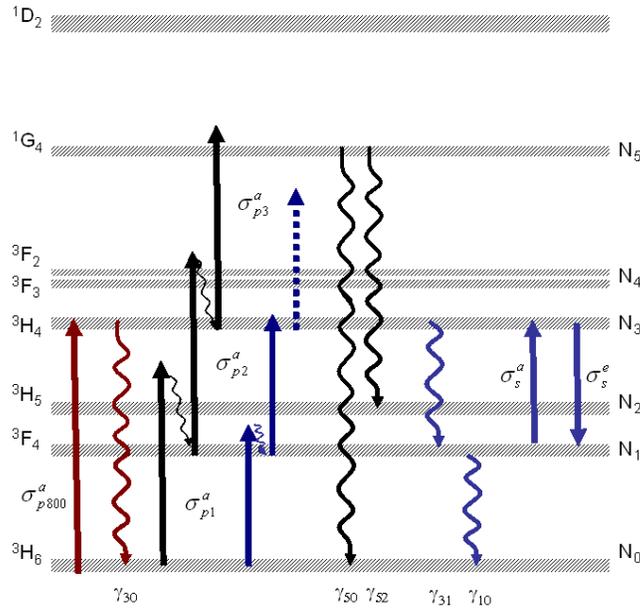


Figura 3.4: Esquema dos níveis dos íons de Tm^{3+} e transições relevantes para o modelo de amplificador com duplo bombeamento.

Neste esquema a população dos níveis $3H_6$, $3F_4$, $3H_5$, $3H_4$, $3F_3 - 3F_2$, $1G_4$ são N_0 , N_1 , N_2 , N_3 , N_4 , N_5 , respectivamente (note que os níveis $3F_3 - 3F_2$ são tratados como um só no modelo teórico já que estão muito próximos um do outro). As seções de choque de absorção e emissão relevantes estão indicadas por um superescrito a e e , respectivamente. Assim, σ_{p1}^a , σ_{p2}^a , σ_{p3}^a são as seções de choque de absorção em 1050 nm para o bombeamento

do estado fundamental, primeiro e segundo estados excitados, respectivamente. A seção de choque de absorção em 800 nm está indicada por σ_{p800}^a . As seções de choque relevantes no comprimento de onda 1460 nm ou *signal* são σ_s^a e σ_s^e . Estas seções de choque de absorção e emissão estimulada estão relacionadas pela expressão de McCumber [9, 24]:

$$\sigma^e(\nu) = \sigma^a(\nu) \exp[(\epsilon - h\nu)/kT] \quad (3.1)$$

onde ϵ é uma energia *média*, dependente da temperatura, entre os subníveis que compõe os níveis superior e inferior onde ocorre a transição, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura. A expressão de McCumber deriva de uma única hipótese, a saber: o tempo necessário para estabelecer a distribuição térmica entre as variedades energéticas (“manifold”) de um nível deve ser pequeno em relação ao tempo de vida deste nível. A Eq. 3.1 descreve o deslocamento dos picos das seções de choque de absorção e emissão, permitindo obter um espectro a partir do outro.

Com as seções de choque acima pode-se escrever as taxas de transição de absorção e emissão estimulada, como veremos a seguir. Antes de prosseguir, deve-se fazer algumas aproximações para simplificar o modelo. Emissões espontâneas ou decaimentos multifonônicos entre os níveis i e j são dados por γ_{ij} . Ao contrário da aproximação usada em [23], incluímos γ_{31} e γ_{32} no modelo, apesar dessas taxas de transição serem muito menores que γ_{30} , pois estas são fundamentais para a explicação da absorção induzida que ocorre no comprimento de onda do *signal* na presença apenas do bombeamento em 800 nm . De acordo com estimativas das propriedades ópticas dos íons Tm^{3+} em vidros fluorozirconados [25], considera-se γ_{51} , γ_{53} , $\gamma_{54} \ll \gamma_{50}$ e γ_{52} . Além disso γ_{20} , γ_{40} , γ_{41} , $\gamma_{42} \ll \gamma_{21}$ e γ_{43} uma vez que estes últimos dois são decaimentos multifonônicos muito rápidos [23, 24]. A inclusão dos canais de decaimento espontâneos paralelos descritos pelas taxas de transição γ_{31} e γ_{32} não é necessária. Primeiramente observamos que não ocorre acúmulo de população no nível 2 pois o decaimento multifonônico é muito rápido ($\gamma_{21} \cong 196000$ [24]) desse modo, podemos descrever o decaimento espontâneo a partir do nível 3 por uma taxa de transição efetiva $\tilde{\gamma}_{31} = \gamma_{31} + \gamma_{32}$, como constatado após diversas simulações. Poderia-se supor que a inclusão da rota de decaimento espontâneo entre os níveis 3 e 2 é necessária para introduzir uma eventual absorção de estado excitado a partir do nível 2 na presença de bombeamento em 1050 nm . Entretanto esta absorção de estado excitado não ocorre por dois motivos: não temos acúmulo de população no nível 2 (devido ao valor elevado de γ_{21}) e esta transição não é ressonante. Deste modo, pode-se excluir a rota de decaimento espontânea entre os níveis 3 e 2, ou melhor, tratá-la conjuntamente com o decaimento entre 3 e 1 através de uma taxa de transição efetiva $\tilde{\gamma}_{31}$.

Examinando o esquema da Fig. 3.4, obtém-se as equações de taxa Eqs. 3.2.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_0}{dt} = -(W_{p1} + W_{p800})N_0 + \gamma_{10}N_1 + \gamma_{30}N_3 + \gamma_{50}N_5 \\ \frac{dN_1}{dt} = -(\gamma_{10} + W_{p2} + W_{sa})N_1 + \gamma_{21}N_2 + (\tilde{\gamma}_{31} + W_{se})N_3 \\ \frac{dN_2}{dt} = W_{p1}N_0 - \gamma_{21}N_2 + \gamma_{52}N_5 \\ \frac{dN_3}{dt} = W_{p800}N_0 + W_{sa}N_1 - (\gamma_{30} + \tilde{\gamma}_{31} + W_{p3} + W_{se})N_3 + \gamma_{43}N_4 \\ \frac{dN_4}{dt} = W_{p2}N_1 - \gamma_{43}N_4 \\ \frac{dN_5}{dt} = W_{p3}N_3 - (\gamma_{50} + \gamma_{52})N_5 \end{array} \right. \quad (3.2)$$

onde, W_{p1} , W_{p2} , W_{p3} são as taxas de transição para o bombeamento em 1050 nm , W_{p800} é a taxa de transição para o bombeamento em 800 nm e W_{sa} , W_{se} são as taxas de transição de absorção e emissão estimulada do *signal*. Estas quantidades estão definidas mais adiante (Eq. 3.4). A quantidade total de ions de túlio representa um vínculo que as populações dos níveis obedecem, $N_t = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5$.

Para obter as soluções estacionárias das equações de taxa (Eq. 3.2), devemos impor $\frac{dN_i}{dt} = 0$ para qualquer i . Além disso, podemos eliminar a população do nível N_5 nas equações resultantes, de modo a ter um sistema de equações que pode ser resolvido usando a técnica de Kramer. Na forma matricial este sistema de equações é dado pela Eq. 3.3:

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} & m_{15} & m_{16} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} & m_{25} & m_{26} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} & m_{35} & m_{36} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} & m_{45} & m_{46} \\ m_{51} & m_{52} & m_{53} & m_{54} & m_{55} & m_{56} \\ m_{61} & m_{62} & m_{63} & m_{64} & m_{65} & m_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_0 \\ N_1 \\ N_2 \\ N_3 \\ N_4 \\ N_t \end{pmatrix} = 0 \quad (3.3)$$

onde:

$$\begin{array}{lll}
m_{11} = -(\gamma_{50} + W_{p1} + W_{p800}) & m_{12} = (\gamma_{10} - \gamma_{50}) & m_{13} = -\gamma_{50} \\
m_{21} = 0 & m_{22} = -(\gamma_{10} + W_{p2} + W_{sa}) & m_{23} = \gamma_{21} \\
m_{31} = (W_{p2} - \gamma_{52}) & m_{32} = -\gamma_{52} & m_{33} = -(\gamma_{21} + \gamma_{52}) \\
m_{41} = W_{p800} & m_{42} = W_{sa} & m_{43} = 0 \\
m_{51} = 0 & m_{52} = W_{p2} & m_{53} = 0 \\
m_{61} = \gamma_{50} + \gamma_{52} & m_{62} = \gamma_{50} + \gamma_{52} & m_{63} = \gamma_{50} + \gamma_{52} \\
\\
m_{14} = (\gamma_{30} - \gamma_{50}) & m_{15} = -\gamma_{50} & m_{16} = \gamma_{50} \\
m_{24} = (\tilde{\gamma}_{31} + W_{se}) & m_{25} = 0 & m_{26} = 0 \\
m_{34} = -\gamma_{52} & m_{35} = -\gamma_{52} & m_{36} = \gamma_{52} \\
m_{44} = -(\gamma_{30} + \tilde{\gamma}_{31} + W_{p3} + W_{se}) & m_{45} = \gamma_{43} & m_{46} = 0 \\
m_{54} = 0 & m_{55} = -\gamma_{43} & m_{56} = 0 \\
m_{64} = \gamma_{50} + \gamma_{52} + W_{p3} & m_{65} = \gamma_{50} + \gamma_{52} & m_{66} = -(\gamma_{50} + \gamma_{52})
\end{array}$$

As taxas de transição são dadas por:

$$W_i = \frac{\Gamma_i P_i(z) \sigma_i}{h\nu_i A} \quad (3.4)$$

onde $A = \pi a^2$ é a área do núcleo da fibra, e a é o raio do núcleo da fibra e o parâmetro Γ é o fator de recobrimento ou *overlap*. Este último representa fisicamente a proporção de fótons que realmente interage com a região dopada da fibra e será discutido na seção 3.2.4.

3.2.2 Equações de Taxa para Bombeamento Duplo 800+1410 nm

Se considerarmos o caso de duplo bombeamento nos comprimentos de onda 800+1410 nm, ainda usando a Fig. 3.4, temos as equações diferenciais para as populações dos níveis (Eqs. 3.5):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_0}{dt} = -(W_{p1} + W_{p800})N_0 + \gamma_{10}N_1 + \gamma_{30}N_3 + \gamma_{50}N_5 \\ \frac{dN_1}{dt} = W_{p1}N_0 - (\gamma_{10} + W_{p2} + W_{sa})N_1 + \gamma_{21}N_2 + (\tilde{\gamma}_{31} + W_{se})N_3 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\gamma_{21}N_2 + \gamma_{52}N_5 \\ \frac{dN_3}{dt} = W_{p800}N_0 + (W_{p2} + W_{sa})N_1 - (\gamma_{30} + \tilde{\gamma}_{31} + W_{p3} + W_{se})N_3 \\ \frac{dN_5}{dt} = W_{p3}N_3 - (\gamma_{50} + \gamma_{52})N_5 \end{array} \right. \quad (3.5)$$

observe que neste esquema de bombeamento o nível N_4 não participa do processo.

3.2.3 Equações de Propagação dos Campos

As equações de propagação podem ser obtidas das intensidades dos campos. De fato, as intensidades dependem do comprimento de onda, da distância radial do centro da fibra e da distância ao longo da fibra. Exemplificando para a intensidade do sinal, temos que a intensidade ao longo da fibra é dada por:

$$\frac{dI_s(\lambda_s, \rho, z)}{dz} = (\sigma_s^e(\lambda_s)N_3(\rho, z) - \sigma_s^a(\lambda_s)N_1(\rho, z)) I_s(\lambda_s, \rho, z) - I_s(\lambda_s, \rho, z)\alpha_s$$

Como apenas o núcleo é dopado, podemos integrar a equação acima ao longo da seção transversal. A integração é feita ao longo do núcleo e da casca, já que o campo eletromagnético está presente nesta última:

$$\frac{dP_s(\lambda_s, z)}{dz} = 2\pi \int_0^a \rho d\rho (\sigma_s^e(\lambda_s)N_3(\rho, z) - \sigma_s^a(\lambda_s)N_1(\rho, z)) I_s(\lambda_s, \rho, z) - P_s(\lambda_s, z)\alpha_s \quad (3.6)$$

onde usamos,

$$I(z, \rho, \theta) = P(z)i(\rho, \theta)$$

com

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty i(\rho, \theta)\rho d\rho d\theta = 2\pi \int_0^\infty i(\rho, \theta)\rho d\rho = 1$$

Em geral, considera-se a dopagem homogêneamente distribuída no núcleo da fibra. Para simplificar a equação que governa as intensidades dos campos ao longo da fibra, precisamos conhecer a intensidade radial destes últimos. Isto será discutido na seção seguinte.

3.2.4 Fator de Recobrimento (*Overlap*)

A distribuição radial dos campos em fibras ópticas com perfil degrau pode ser calculada pelas equações de Maxwell [26–29]. O número de modos que podem propagar dependem do número V dado pela Eq. 3.7:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.7)$$

onde a é o raio do núcleo, λ é o comprimento de onda propagante, n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e casca, respectivamente. Define-se a abertura numérica, parâmetro bastante utilizado, como $\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$. Deste modo o número V pode ser escrito também como na Eq. 3.8

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \text{NA} \quad (3.8)$$

Resulta da análise do número V e as soluções das equações de Maxwell em fibras ópticas, que existe um comprimento de onda acima do qual existe apenas um modo propagando na fibra. Este comprimento de onda é dito comprimento de onda de corte λ_{corte} e a fibra nestas condições é dita monomodo.

No caso em que o campo que propaga na fibra é monomodo, sua intensidade é dada pela Eq. 3.9 [27, 28, 30]:

$$\begin{cases} i_1(\rho) = \frac{\gamma^2}{\pi V^2} \frac{J_0(\kappa\rho)}{J_1(\kappa a)} & \rho \leq a \\ i_2(\rho) = \frac{\kappa^2}{\pi V^2} \frac{K_0(\gamma\rho)}{K_1(\gamma a)} & \rho \geq a \end{cases} \quad (3.9)$$

onde $\kappa^2 + \gamma^2 = V^2/a^2$ e

$$\frac{J_0(\kappa a)}{\kappa a J_1(\kappa a)} = \frac{K_0(\gamma a)}{\gamma a K_1(\gamma a)}$$

Neste caso de propagação monomodo, pode-se definir o raio do modo fundamental em termos das funções de Bessel [30, 31]:

$$\omega = \frac{V K_1(\gamma a)}{\kappa K_0(\gamma a)} J_0(\kappa a) \quad (3.10)$$

Entretanto, mostra-se que a intensidade da radiação na propagação monomodo, pode ser aproximada por uma Gaussiana [27], onde ω é o raio do feixe no qual o campo é $1/e$ do seu máximo valor (a intensidade é $1/e^2$), conforme a Eq. 3.11. Neste caso ω é determinado pelo melhor ajuste à intensidade radial dada pela Eq. 3.9.

$$i(\rho) = \exp(-2\rho^2/\omega^2) \quad (3.11)$$

Na aproximação gaussiana da intensidade radial, temos relações empíricas entre o número V dado pela Eq. 3.8 e ω/a . Muitas relações foram propostas na literatura [32, 33]. Nesta tese optamos por usar a expressão dada pela Eq. 3.12 obtida da ref. [32]:

$$\omega/a = \left(0.65 + \frac{1.478}{V^{1.5}} + \frac{4.76}{V^6} \right) \quad (3.12)$$

Ao considerarmos a integração radial da intensidade conforme a Eq. 3.6, temos que somente parte da radiação recobre a região dopada da fibra [9,31]. A grandeza que caracteriza este recobrimento é chamada de fator de recobrimento Γ . Para o caso de interesse, com dopagem com distribuição constante no núcleo da fibra, o percentual da intensidade do campo, na aproximação gaussiana do modo, que recobre a região dopada é:

$$\Gamma = \frac{i_{\text{nucl}}}{i_{\text{tot}}} = \frac{2\pi \int_0^a \exp\left(2\frac{\rho^2}{\omega^2}\right) \rho d\rho}{2\pi \int_0^\infty \exp\left(2\frac{\rho^2}{\omega^2}\right) \rho d\rho} \quad (3.13)$$

Da integração de Eq. 3.13 na aproximação gaussiana, obtemos o fator de recobrimento usado ao longo desta tese:

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-2\frac{a^2}{\omega_i^2}\right) \quad (3.14)$$

Deste modo a Eq. 3.6, fazendo uso da expressão para o fator de recobrimento (Eq. 3.14) reduz-se à:

$$\frac{dP_s}{dz} = (\sigma_s^e N_3(z) - \sigma_s^a N_1(z)) \Gamma_s P_s(z) - P_s(z) \alpha_s \quad (3.15)$$

Assim procedendo, obtemos que as equações de propagação podem ser escritas em termos das potências dos campos ao longo da fibra. Somente a parte dos modos eletromagnéticos que se sobrepõe aos dopantes experimentam ganho ou atenuação devido aos níveis de energia, desta forma os fatores de recobrimento Γ são incluídos nestas equações. Notamos que a expressão para o fator de recobrimento dado pela Eq. 3.14 é válida somente na aproximação gaussiana para campos monomodais. Se o campo que propaga na fibra tem comprimento de

onda menor que o comprimento de onda de corte (λ_{corte}), como no caso de $\lambda_p = 800 \text{ nm}$, a expressão não é mais válida. Mesmo neste caso, entretanto, existe um Γ apropriado que é mais difícil de se obter analiticamente. Para calculá-lo, primeiro devem-se conhecer os modos que propagam na fibra e calcular o $\Gamma = i_{\text{nucl}}/i_{\text{tot}}$ correspondente. Este valor é claramente menor que o obtido pela Eq. 3.14 uma vez que os modos diferentes do fundamental tem energias menos concentradas no núcleo da fibra.

Além da atenuação do campo devido às transições correspondentes aos ions dopantes, existem perdas intrínsecas nas diferentes frequências de propagação. No caso de interesse, α_p , α_s , α_p^{800} também são incluídas no modelo. Estas últimas podem ser pensadas como tendo um comportamento devido ao espalhamento Rayleigh, sendo expressas por:

$$\alpha_i = \frac{C_R}{\lambda_i^4} \quad (3.16)$$

Tendo em mente estas considerações, temos que as potências dos campos ao longo da fibra (sinal em $\sim 1460 \text{ nm}$ e bombeamentos em 800 e 1050 nm ou 1410 nm) são dadas pela Eq. 3.17.

$$\begin{cases} \frac{dP_s}{dz} = (\sigma_s^e N_3(z) - \sigma_s^a N_1(z)) \Gamma_s P_s(z) - P_s(z) \alpha_s \\ \frac{dP_p}{dz} = -(\sigma_{p1}^a N_0(z) + \sigma_{p2}^a N_1(z) + \sigma_{p3}^a N_3(z)) \Gamma_p P_p(z) - P_p(z) \alpha_p \\ \frac{dP_p^{800}}{dz} = -\sigma_{p800}^a N_0(z) \Gamma_p^{800} P_p^{800}(z) - P_p^{800}(z) \alpha_p^{800} \end{cases} \quad (3.17)$$

onde, P_s é a potência do sinal, P_p^{800} é a potência do bombeamento em 800 nm , P_p é a potência do bombeamento em 1050 nm ou 1410 nm , α_s , α_p^{800} , α_p são as respectivas perdas intrínsecas, σ_s^e , σ_s^a são as seções de choque de emissão e absorção no comprimento de onda do sinal, σ_{p800}^a é a seção de choque de absorção em 800 nm , σ_{p1}^a , σ_{p2}^a e σ_{p3}^a são as seções de choque de absorção do estado fundamental e dos estados excitados nos comprimentos de onda 1050 nm ou 1410 nm e Γ_s , Γ_p^{800} e Γ_p são os fatores de recobrimento para os comprimentos de onda do sinal, bombeamento em 800 nm e bombeamento em 1050 nm ou 1410 nm , respectivamente.

3.3 Resultados

3.3.1 Ganho Distribuído: Comparação com Resultados Experimentais

As simulações realizadas foram comparadas com resultados experimentais do nosso grupo de pesquisa obtidos utilizando a técnica de reflectometria óptica no domínio das frequências (OFDR) [20, 21].

Os parâmetros da fibra ZBLAN da *La Verre Fluorè* fornecidos pelo fabricante são:

Comprimento (m)	Concentração	Diâmetro do núcleo (μm)	NA	$\lambda_{\text{corte}}(nm)$
40	2000 ppm (3.2×10^{25} ions/ cm^3)	2.74	0.238	850

Tabela 3.1: Parâmetros da fibra utilizada nos experimentos e usados nas simulações, fornecidos pelo fabricante *La Verre Fluorè*.

Para cada comprimento de onda propagante, usamos a Eq. 3.8 para obter o número V e com eles os raios dos modos através da Eq. 3.12. Os fatores de recobrimento são então dados pela Eq. 3.14 exceto para o comprimento de onda $800 nm$. Neste caso, a fibra é multimodo e Γ_{ps} é um parâmetro de ajuste. Obviamente este parâmetro de ajuste pode variar de experimento a experimento, uma vez que a combinação de modos realmente acoplados na fibra é desconhecido. Notamos, também, que as perdas intrínsecas para este comprimento de onda também são um parâmetro de ajuste pois no caso de propagação multimodo, a maior parte da energia está na casca da fibra e as perdas aumentam (a depender do modo podem ser perdas maiores ou menores).

A seguir mostramos comparações entre experimentos e simulações. Nos experimentos que simulamos, a potência do sinal em $1460 nm$ é monitorada pela técnica de OFDR ao longo da fibra. Dois conjuntos básicos de medidas foram realizadas: bombeamento em $1050 nm$ (com ou sem presença de um segundo bombeamento em $800 nm$) e bombeamento em $1410 nm$ (com ou sem presença de um segundo bombeamento em $800 nm$). No primeiro caso, a potência do sinal em $1460 nm$ na entrada da fibra foi de $250 \mu W$, no segundo caso de $500 \mu W$.

Os parâmetros utilizados são mostrados nas Tabs. 3.2 e 3.3. A primeira refere-se aos parâmetros comuns a todos os experimentos e a segunda aos parâmetros usados nos casos em que os bombeamentos em $1050 nm$ e $1410 nm$ estão presentes. Nestas tabelas, alguns valores são obtidos por tentativa e erro, a partir de uma intuição inicial, observando as curvas que melhor se ajustam aos pontos experimentais. Por exemplo, os fatores de recobrimento Γ_p^{800} são encontrados desse modo. A suposição inicial é que estes são menores que os valores calculados usando a Eq. 3.14 pois, neste comprimento de onda, as fibras utilizadas não eram monomodo.

Parâmetro	(s^{-1})	Refs.
γ_{10}	108	(172.4 [25])
γ_{21}	196000	[24]
γ_{30}	702.8	[25]
$\tilde{\gamma}_{31}$	179	(100.1 [25])
γ_{50}	676.3	[25]
γ_{52}	492.9	[25]
C_R	44 dB/km @ 1400 nm	
$\sigma_s^e(m^2)$	1.65×10^{-27}	[30]
$\sigma_s^a(m^2)$	$0.7 \times \sigma_s^e$	[24]
$\sigma_{p800}^a(m^2)$	3.0×10^{-25}	(estimativa da absorção)

Tabela 3.2: Parâmetros utilizados nas simulações dos experimentos de ganho distribuído.

Bombeamento	1050 nm	1410 nm
$\sigma_{p1}^a(m^2)$	1.3×10^{-27} (1.1×10^{-27} [23])	0.3×10^{-27} (ajuste)
$\sigma_{p2}^a(m^2)$	1.0×10^{-25} (8.2×10^{-25} [23])	1.5×10^{-25} (ajuste)
$\sigma_{p3}^a(m^2)$	0.7×10^{-26} (1.0×10^{-26} [23])	0 (suposição)
Γ_p^{800}	0.15 (ajuste)	0.04 (ajuste)

Tabela 3.3: Parâmetros utilizados nas simulações dos experimentos de ganho distribuído.

Na Fig. 3.5, temos a comparação entre experimentos e simulações no caso de bombeamento em 800 nm apenas, 1050 nm apenas e 800+1050 nm, para várias potências. Notamos que só é possível obter a absorção do sinal em 1460 nm quando apenas o bombeamento 800 nm está presente ao usarmos o valor de $\tilde{\gamma}_{31}$ dado pela Tab. 3.2. Na verdade esta absorção ocorre sempre que $\tilde{\gamma}_{31} = \gamma_{31} + \gamma_{32} > \gamma_{10}$, entretanto, nos valores reportados na literatura [25, 34] tem-se que $\gamma_{31} + \gamma_{32} < \gamma_{10}$. Por exemplo, em [25] $\gamma_{10} = 172.4$ e $\gamma_{31} = 73.3$ e $\gamma_{32} = 26.8$. Podemos contestar o valor 172.4, uma vez que o tempo de vida do nível deve ser próximo de 9 ms enquanto que 172.4 corresponde a apenas 5.8 ms. Com isso em mente usamos:

$$\tau_1 = \frac{1}{\gamma_{10}} = \frac{1}{108} \simeq 9.3 \text{ ms}$$

o valor $\gamma_{10} = 108 \text{ s}^{-1}$ está mais próximo do reportado em [34].

Com os valores da Tab. 3.2, temos

$$\tau_3 = \frac{1}{\gamma_{30} + \tilde{\gamma}_{31}} \simeq 1.1 \text{ ms}$$

que é da ordem de grandeza do tempo de vida reportado para o estado 3F_4 . Notamos que o valor de $\tilde{\gamma}_{31}$ usado por nós para explicar esta absorção induzida pelo bombeamento apenas em 800 nm é 79% maior que o valor reportado na literatura para vidros fluorozirconados [25]. Acreditamos que este valor deve ser determinado para a fibra especificamente usada por nós. Queremos observar, entretanto, que a qualidade das simulações é animadora apesar da simplicidade do modelo.

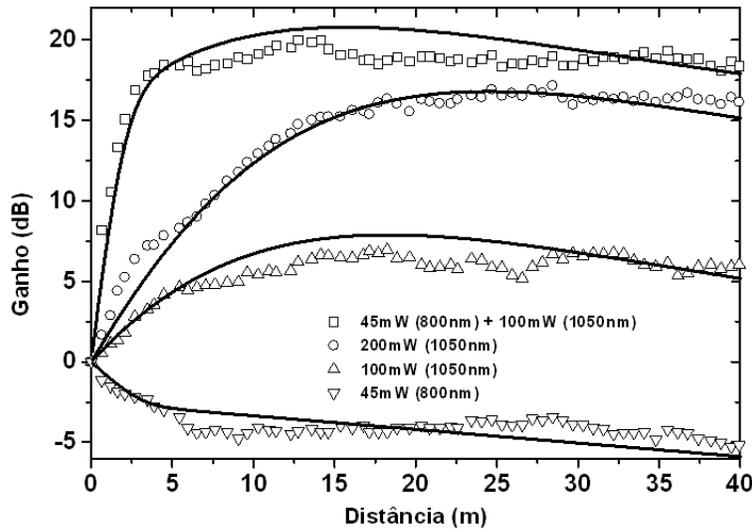


Figura 3.5: Ganho distribuído para o caso de bombeamento duplo $800+1050\text{ nm}$. Símbolos são os resultados experimentais em [21], as curvas sólidas são as simulações teóricas.

Na Fig. 3.6 temos os resultados das simulações usando o bombeamento em 1410 nm somente. Notamos que os ajustes não são tão bons como na Fig. 3.5, mas o comportamento geral do ganho distribuído está de acordo com o esperado. Neste caso usamos os valores das seções de choque dados pela Tab. 3.3. Estes valores são inferidos pelas discussões apresentadas em [35]. De fato espera-se que a seção de choque σ_{p1}^a seja menor para o bombeamento em 1410 nm do que para o bombeamento em 1050 nm , enquanto que a seção de choque σ_{p2}^a deve ser da mesma ordem de grandeza, como apresentado na tabela. A seção de choque σ_{p3}^a para o bombeamento em 1410 nm é considerada nula, uma vez que a transição entre N_3 e N_5 está longe da ressonância, como podemos ver da Fig. 3.4.

Finalmente na Fig. 3.7, observamos o comportamento para o duplo bombeamento em $800+1410\text{ nm}$ para várias potências. O acordo é notável. Nestes experimentos a potência

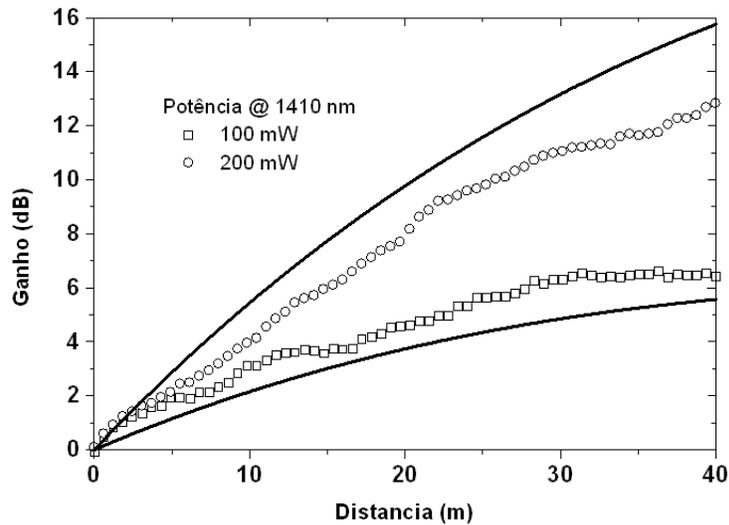


Figura 3.6: Ganho distribuído para o caso de bombeamento em 1410 nm . Símbolos são os resultados experimentais [35], as curvas sólidas são as simulações teóricas.

em 800 nm é mantida fixa no valor de 45 mW enquanto o valor do segundo bombeamento em 1410 nm varia de 25 mW a 200 mW . Os resultados das Figs. 3.6 e 3.7, utilizam um valor de α_p^{800} três vezes maior que o obtido por meio da Eq.3.16 com C_R dado pela Tab. 3.2 isso deve-se ao fato de que o fator de recobrimento usado Γ_{p8} também ser menor que nas outras simulações. Em outras palavras, o modo propagando em 800 nm é diferente do precedente nestes experimentos e a perda pode ser bem maior. Basta lembrar que quanto mais energia propagando na casca, maior será a dissipação para fora da fibra. De fato, o valor de V para 800 nm é de $V = 2.56$ o que permite outros três modos possam se propagar na fibra além do fundamental, a saber, os modos TE_{01} , TM_{01} e o modo HE_{21} [28, 29].

Todas estas simulações têm como objetivo determinar melhores esquemas de bombeamento, comprimentos ótimos de fibra, melhor concentração de dopantes entre outros fatores importantes para a construção de um amplificador a fibra baseada em túlio, a exemplo do que é feito atualmente com os amplificadores de érbio. A complexidade do sistema de níveis do túlio exige modelos teóricos mais complexos para explicar os mecanismos de amplificação e compreender a física fundamental do processo. Evidentemente o modelo proposto não é completo, não inclui: ASE, essencial para o modelamento da figura de ruído destes amplificadores, transições radiativas no azul, mecanismos de relaxação cruzada, codopagem,

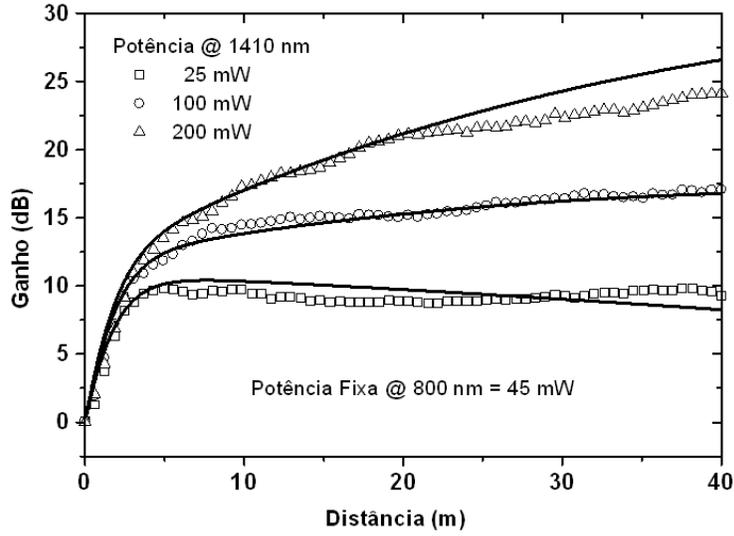


Figura 3.7: Ganho distribuído para o caso de bombeamento duplo 800+1410 nm [35]. Símbolos são os resultados experimentais, as curvas sólidas são as simulações teóricas.

etc. A simplicidade entretanto garante a compreensão do essencial e lança as bases para o entendimento mais profundo do sistema.

3.3.2 Espectros de Ganho: Comparação com Resultados Experimentais

Para incluir o ganho espectral supomos a transição de interesse ${}^3H_4 \mapsto {}^3F_4$ homogeneamente alargada. Isso implica que um sinal em qualquer frequência dentro do intervalo do espectro correspondente à transição dos níveis 3H_4 à 3F_4 vai afetar a população destes níveis em toda a faixa espectral correspondente a esta transição, e o espectro de ganho correspondente vai se alterar de modo uniforme. Em outras palavras, a população dos ions de Tm^{3+} é composta de ions de um mesmo tipo sendo descrita pelos dois números N_3 (população do nível superior) e N_1 (população do nível inferior). O alargamento inhomogêneo pode ser simulado também mas isso complica os cálculos e o grau de alargamento inhomogêneo precisa ser conhecido com precisão. Consideramos, então, as seções de choque σ_s^a e σ_s^e dependentes do comprimento de onda. Podemos utilizar uma aproximação lorentziana ou as seções de choque medidas. Em ambos os casos as seções de choque de emissão e absorção estão relacionadas pela Eq. 3.1.

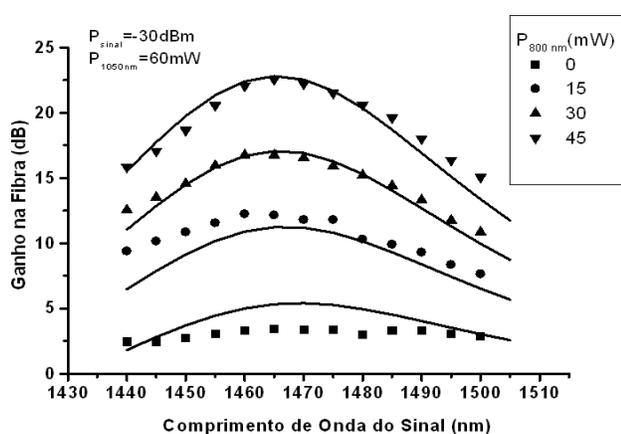
Optamos por utilizar duas lorentzianas pois estas se ajustam razoavelmente bem aos

espectros de absorção e emissão. Deste modo, as seções de choque de absorção e emissão são dadas pela Eq. 3.18:

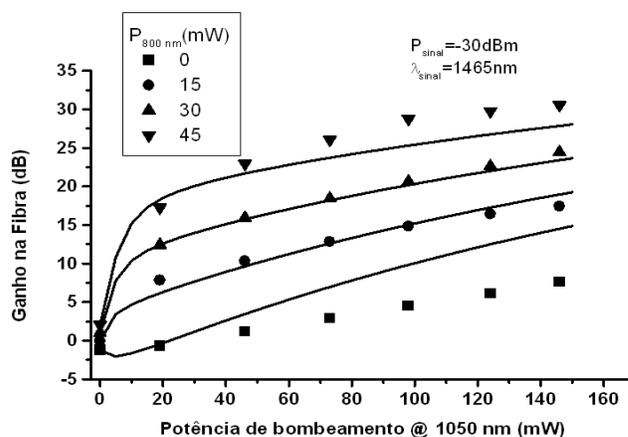
$$\sigma(\lambda) = \sigma_{\text{pico}} \frac{\Delta^2}{4(\lambda - \lambda_0)^2 + \Delta^2} \quad (3.18)$$

onde σ_{pico} é o valor da seção de choque no pico da lorentziana, Δ é a largura espectral e λ_0 é o comprimento de onda do pico do espectro. Usamos para a seção de choque de absorção, $\lambda_0 = 1418 \text{ nm}$, enquanto que para a seção de choque de emissão, $\lambda_0 = 1465 \text{ nm}$. A largura da lorentziana foi ajustada em 93 nm e o valor do pico das seções de choque de absorção e emissão fixados em $1.8 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ para ambos os casos. Uma outra possibilidade, a ser implementada futuramente, consiste em usar as curvas experimentais para as seções de choque.

A fibra ZBLAN dopada com túlio cujos espectros são simulados tem concentração de 2000 ppm e comprimento de 15 m . Os espectros das simulações e experimentos estão comparados na Fig. 3.8. Na Fig. 3.8a, o espectro de ganho é comparado com o espectro medido. O ganho indicado na figura é o ganho na fibra, desconsiderando-se os WDMs. A situação ilustra o que ocorre quando a potência de bombeamento em 1050 nm é fixada em 60 mW e a potência de bombeamento em 800 nm varia de 0 a 45 mW . A potência do sinal é de -30 dBm . Observamos que há um excelente acordo com os valores com bombeamento em 800 nm de 30 mW e 45 mW . Para potências mais baixas o modelo falha, para estes parâmetros. Na Fig. 3.8b, observamos o que ocorre para o comprimento de onda do sinal fixo em 1465 nm ao utilizarmos os mesmos valores de bombeamento duplo da Fig. 3.8a. Notamos que as potências intermediárias são bem descritas, enquanto que as potências de 800 nm de 45 mW e de 0 mW não são bem explicadas. Novamente isso depende dos parâmetros utilizados. Notamos que o resultado experimental para 45 mW da Fig. 3.8a está em desacordo com o resultado experimental da Fig. 3.8b, de fato ambos deviam dar o mesmo valor. Isso sugere alguma incerteza na medidas. Salientamos o fato de que o comportamento geral das curvas é bem explicado com o nosso modelo simplificado. Melhores resultados dependem de um conhecimento mais preciso das seções de choque e inclusão de processos relevantes, mas estes resultados mostram-se bastante promissores.



(a)



(b)

Figura 3.8: Ganho para o caso de duplo bombeamento em $1050\text{ nm} + 800\text{ nm}$. (a) ganho espectral obtido com potência de bombeamento em 1050 nm fixada em 60 mW e potência de bombeamento em 800 nm variando de 0 a 45 mW . (b) comportamento do ganho em 1465 nm variando-se as potências em 1050 nm e 800 nm . Símbolos são os resultados experimentais, as curvas sólidas são as simulações teóricas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1]A. E. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, CA: University Science Books, 1986.
- [2]C. J. Koester e E. Snitzer, “Amplification in fiber laser,” *Appl. Opt.*, vol. **3**, no. 10, p. 1182, 1964.
- [3]T. Sugawa, Y. Miyajima, e T. Kimukai, “10-dB gain and high saturation power in a Nd^{3+} -doped fluorozirconate fiber amplifier,” *Electron. Lett.*, vol. **26**, no. 24, pp. 2042–2044, 1990.
- [4]Y. Durteste, M. Monerie, J. Y. Allain, e H. Poignant, “Amplification and lasing at $1.3\mu m$ in praseodymium-doped fluorozirconate fibers,” *Electron. Lett.*, vol. **27**, no. 8, pp. 626–628, 1991.
- [5]S. F. Carter, D. Szebesta, S. T. Davey, R. Wyatt, M. C. Brierley, e P. W. France, “Amplification at $1.3\mu m$ in a Pr^{3+} -doped single-mode fluorozirconate fiber,” *Electron. Lett.*, vol. **27**, no. 8, pp. 628–629, 1991.
- [6]Y. Ohishi, T. Kanamori, T. Nishi, e S. Takahashi, “A high-gain, high output saturation power Pr^{3+} -doped fluoride fiber amplifier operating at $1.3\mu m$,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **3**, no. 8, pp. 715–717, 1991.
- [7]R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncie, e D. N. Payne, “ $1.3\mu m$ fluoride fiber laser,” *Elect. Lett.*, vol. **23**, no. 19, pp. 1026–1028, 1987.
- [8]E. Desurvire, J. R. Simpson, e P. C. Becker, “High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier,” *Opt. Lett.*, vol. **12**, no. 11, pp. 888–890, 1987.
- [9]P. C. Becker, N. A. Olsson, e J. R. Simpson, *Erbium-doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press, 1999.
- [10]M. Nakazawa, Y. Kimura, e K. Suzuki, “Efficient Er^{3+} -doped optical fiber amplifier pumped by a $1.48\mu m$ InGaAsP laser diode,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **54**, no. 4, pp. 295–297, 1989.
- [11]B. M. Atipenko e et. al., “New lasing transition in Tm^{3+} ion,” *Soviet Journal of Quantum Electronics*, vol. **13**, no. 4, pp. 548–550, 1983.

- [12] J. Y. Allain, M. Monerie, e H. Poignant, "Tunable CW lasing around 0.82, 1.48, 1.88 and 2.35 μm in thulium-doped fluorozirconate fibre," *Electron. Lett.*, vol. **25**, no. 24, pp. 1660–1662, 1989.
- [13] T. Komukai e et. al., "1.47 μm band Tm^{3+} doped fluoride fibre amplifier using a 1.064 μm upconversion pumping scheme," *Electron. Lett.*, vol. **29**, no. 1, pp. 110–112, 1993.
- [14] T. Sakamoto, M. Shimizu, T. Kanamori, Y. Terunuma, Y. Ohishi, M. Yamada, e S. Sudo, "1.4 μm -band gain characteristics of a Tm-Ho-doped ZBLAN fiber amplifier pumped in the 0.8 μm band," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **7**, no. 9, pp. 983–985, 1995.
- [15] J.-O. Byun, P. Kim, W. J. Lee, C. H. Lee, e N. Park, "Analysis on the transient response of 1.55 μm -1.4 μm dual-wavelength pumped thulium-doped fiber amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **14**, pp. 1503–1505, 2002.
- [16] T. Kasamatsu, Y. Yano, e H. Sekita, "1.50 μm -band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier with 1.05 and 1.56 μm dual-wavelength pumping," *Opt. Lett.*, vol. **24**, pp. 1684–1686,, 1999.
- [17] T. Kasamatsu, Y. Yano, e T. Ono, "Laser-diode pumping 1.4 and 1.56 μm of gain-shifted thulium-doped fiber amplifier," *Electron. Lett.*, vol. **36**, pp. 1607–1609, 2000.
- [18] T. Kasamatsu, Y. Yano, e T. Ono, "Gain-shifted dual-wavelength-pumped thulium-doped fiber amplifier for WDM signals in the 1.48-1.51 μm wavelength region," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **13**, pp. 31–33,, 2001.
- [19] F. Roy, D. Bayart, A. L. Sauze, e P. Baniel, "Noise and gain band management of thulium-doped fiber amplifier with dual-wavelength pumping schemes," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **13**, pp. 788–790, 2001.
- [20] A. S. L. Gomes, M. T. Carvalho, M. L. Sundheimer, C. J. A. Bastos-Filho, J. F. Martins-Filho, M. B. C. e Silva, J. P. V. der Weid, e W. Margulis, "Characterization of efficient dual-wavelength 1050+800 nm pumping scheme for thulium-doped fiber amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. **15**, no. 2, pp. 200–202, 2003.
- [21] A. S. L. Gomes, M. T. Carvalho, M. L. Sundheimer, C. J. A. Bastos-Filho, J. F. Martins-Filho, J. P. V. der Weid, e W. Margulis, "Low-pump-power, short-fiber copropagating dual-pumped 800 and 1050 nm thulium-doped fiber amplifier," *Opt. Lett.*, vol. **28**, no. 5, pp. 334–336, 2003.

- [22]M. T. Carvalho, “Caracterização de amplificadores à fibra dopada com túlio por reflectometria Óptica coerente no domínio das frequências,” Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Pernambuco, Recife -PE, Brasil, novembro 2002.
- [23]T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, e Y. Miyajima, “Upconversion pumped thulium-doped fluoride fiber amplifier and laser operating at $1.47\ \mu\text{m}$,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **31**, no. 11, pp. 1880–1889, 1995.
- [24]T. Kasamatsu, Y. Yano, e T. Ono, “ $1.49\text{-}\mu\text{m}$ -band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier for WDM transmission systems,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **20**, no. 10, pp. 1826–1838, 2002.
- [25]J. Sanz, R. Cases, e R. Alcalá, “Optical properties of Tm^{3+} in fluorozirconate glass,” *J. Non-Crystalline Solids*, vol. **93**, pp. 377–386, 1987.
- [26]J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 3rd ed., 1999.
- [27]G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, Calif.: Academic Press, 2nd. ed., 1995.
- [28]K. Kawano e T. Kitoh, *Introduction to Optical Waveguide Analysis*. John Wiley & Sons, 2001.
- [29]A. H. Cherin, *An Introduction to Optical Fibers*. McGraw-Hill, 1983.
- [30]F. Roy, *L’amplificateur à fibre dopée thulium: un dispositif prometteur pour l’application d’une nouvelle bande de canaux multiplexés en longueur d’onde dans les systèmes de transmission par fibre optique*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2002.
- [31]E. Desurvire, *Erbium-doped Fiber Amplifiers*. John Wiley & Sons, 2002.
- [32]D. Marcuse, “Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. **68**, no. 1, pp. 103–109, 1978.
- [33]T. J. Whitley e R. Wyatt, “Alternative gaussian spot size polynomial for use with doped fiber amplifiers,” *IEEE Photon. Technol Lett.*, vol. **5**, no. 11, pp. 1325–1327, 1993.
- [34]C. Guerry, J. L. Adam, e J. Lucas, “Optical properties of Tm^{3+} ions in indium-based fluoride glasses,” *J. Luminescence*, vol. **42**, pp. 181–189, 1988.

- [35]A. S. L. Gomes, M. T. Carvalho, e M. L. Sundheimer, “Comparison of distributed gain in two dual-wavelength pumping schemes for thulium-doped fibre amplifiers,” *Electron. Lett.* aceito, março, 2003.

CAPÍTULO 4

Lasers de Fibras Dopadas com Túlio

4.1 Introdução

Neste capítulo, caracterizam-se lasers de fibras dopadas com túlio com emissões simultâneas próximas a 800 nm e 1470 nm com bombeamento em 1050 nm . Lasers nestes comprimentos de onda são importantes para o estudo de amplificadores ópticos a fibra dopada com túlio, mas também podem encontrar inúmeras outras aplicações. Para o comprimento de onda de 800 nm , foi demonstrado que seu uso simultâneo com 1050 nm aumenta a eficiência de amplificadores a fibra dopada com túlio (TDFFA) conforme discutido no capítulo 3. No caso do comprimento de onda de 1470 nm , uma possível aplicação é como sinal sintonizável para TDFFA tanto no regime CW como pulsado, uma vez que é possível gerar pulsos curtos com alta taxa de repetição com este tipo de laser. Os resultados desta pesquisa mostram interessantes fenômenos relacionados com a dinâmica dos níveis do íon túlio, tais como a grande capacidade de sintonia do segundo laser proposto, fato que pode ser utilizado para diversas aplicações. Inicialmente, fizemos uma breve revisão sobre lasers de fibra óptica operando no regime CW e, em seguida descrevemos nossos resultados.

4.2 Lasers de Fibra Óptica

Um laser cujo meio ativo é uma fibra óptica é chamado de *Laser de Fibra Óptica*. As cavidades destes lasers podem ser parcialmente feitas de fibra, quando, por exemplo, os espelhos para realimentação ou prismas e grades de difração para sintonia do modo são componentes ópticos comuns. Alternativamente, podem ser totalmente feitos de fibras, caso em que estes últimos componentes são realizados com tecnologia baseada em fibra. O efeito físico que determina o ganho pode ser o espalhamento *Raman*, *Brillouin* ou emissão estimulada por ions de terras raras como Er^{3+} , Nd^{3+} , Tm^{3+} , entre outros [1]. Este capítulo trata destes últimos, em particular para fibras dopadas com Tm^{3+} . O primeiro laser de fibra, demonstrado em

1961, usou uma fibra dopada com Nd cujo raio do núcleo era de $150\ \mu m$ [2]. Assim que as fibras de sílica de baixas perdas tornaram-se disponíveis, foram utilizadas no desenvolvimento de um laser de fibra bombeado por laser de diodo em 1973 [3,4]. Somente no final da década de 1980, entretanto, é que os lasers em fibra foram plenamente desenvolvidos. A ênfase inicial foi em lasers de fibra dopadas com Nd e Er [5–18] mas outros dopantes como Ho , Sm , Yb e Tm também foram utilizados [19–22]. A partir de 1989, o foco centrou-se no desenvolvimento de lasers de fibra dopada com érbio trabalhando no regime mode-locked, uma vez que tais lasers são capazes de produzir pulsos curtos na região de $1550\ nm$ com aplicações em comunicações ópticas, fenômenos ultra-rápidos e sensores à base de fibra [23–26]. Os esquemas básicos de cavidades ópticas em fibra são mostrados na Fig. 4.1.

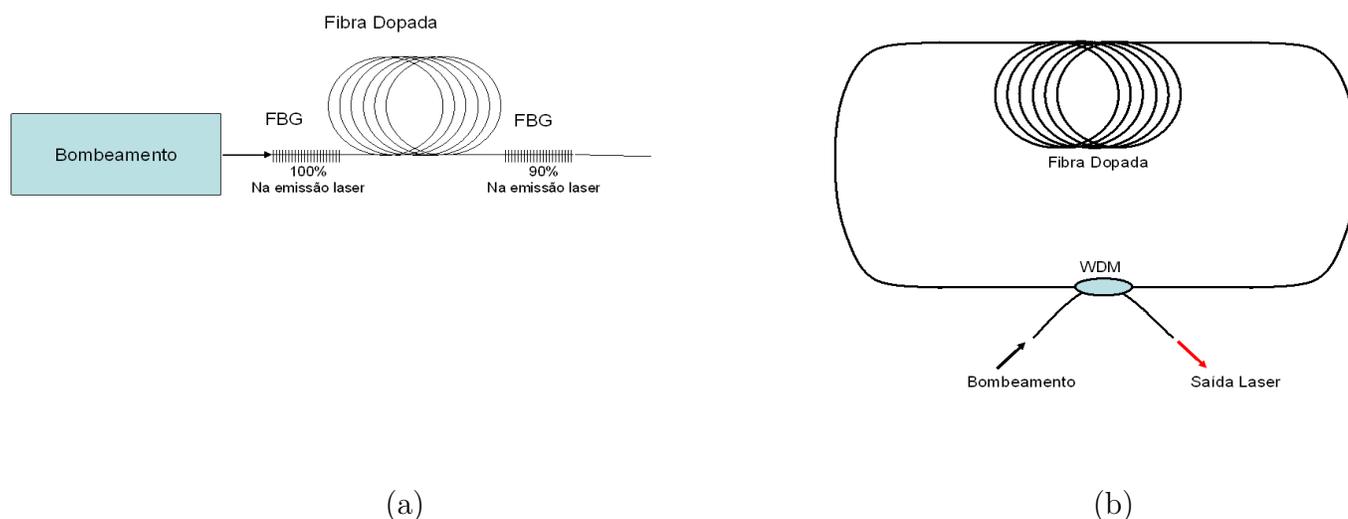


Figura 4.1: Esquemas básicos de cavidades ópticas para lasers em fibra. (a) Fabry-Perot (b) Em anel (unidirecional) .

No primeiro esquema que usa uma cavidade do tipo *Fabry-Perot* o meio de ganho é colocado entre dois espelhos altamente refletivos que podem ser fibras com redes de Bragg (*FBG*) devido à facilidade de uso (basta emendar) e consequente auto-alinhamento. Em contraste, podemos citar a dificuldade de alinhamento de espelhos “butt-coupled” por serem altamente sensíveis a pequenas torções (menores que 1°) da fibra e dos espelhos. A alternativa de depositar diretamente nos extremos das fibra uma camada dielétrica, também é problemática devido à sensibilidade a imperfeições e ao fato de que estas camadas são facilmente danificadas quando altas potências são acopladas na fibra. A vantagem das *FBG* vem do fato que estas são altamente refletoras para a radiação laser e transparentes para o comprimento de onda de bombeamento. Também o laser resultante pode ser forçado a

trabalhar num único modo longitudinal [27]. Quanto ao esquema em anel representado pela Fig. 4.1b, além de usar os acopladores com multiplexação por divisão de comprimento de onda (*acopladores-WDM*) para a realimentação nos comprimentos de ondas adequados, permite operação unidirecional (inserindo-se um isolador na cavidade). Naturalmente esquemas mais complexos de cavidades podem ser realizados, em particular espelhos em anel (*fiber-loop mirrors*) podem ser usados em uma cavidade em forma de oito. Neste caso, por exemplo, devido às propriedades não lineares dos espelhos em anel ocorre travamento de modos passivo, sem a necessidade de um absorvedor saturável [27]

Os esquemas de bombeamento de lasers podem ser classificados em pelo menos três tipos: esquema de três níveis, esquema de quatro níveis e esquemas de lasers de conversão ascendente [28–34]. Tais esquemas estão ilustrados na Fig. 4.2.

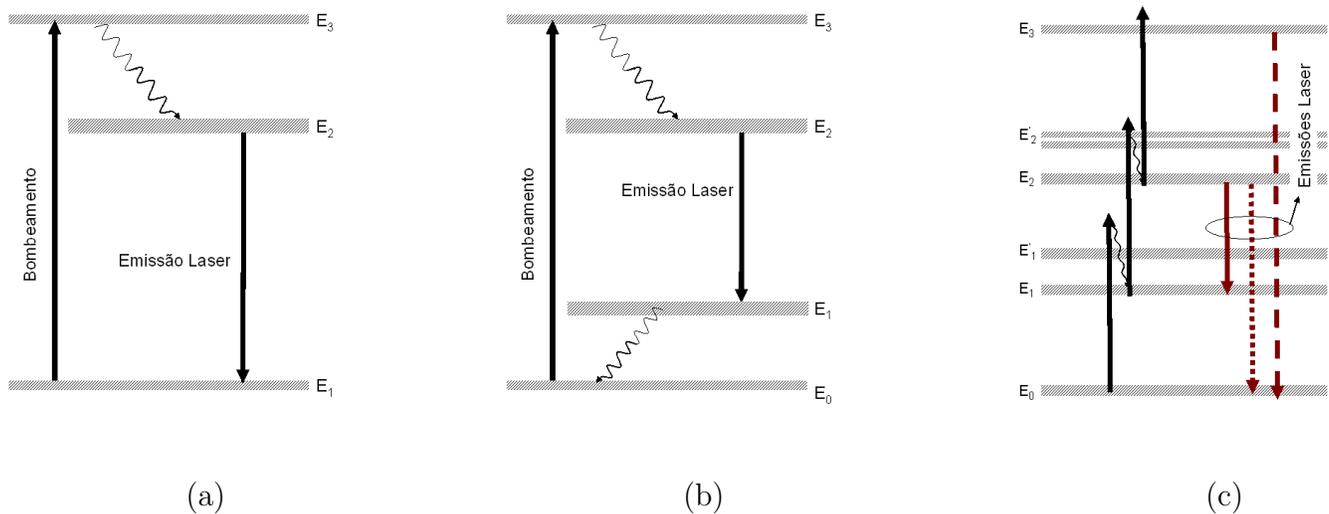


Figura 4.2: Esquemas comuns de bombeamentos para lasers. (a) três níveis, (b) quatro níveis e (c) conversão ascendente.

Os dois primeiros esquemas (Figs. 4.2a e 4.2b) são bastante conhecidos [27, 35, 36]. O primeiro apresenta o inconveniente típico da dificuldade de inversão, uma vez que a emissão laser corresponde a uma transição entre um nível excitado e o estado fundamental. Os esquemas de quatro níveis são conhecidos por sua maior eficiência. Entretanto, nem sempre é possível realizar um esquema de bombeamento de quatro níveis para se obter a inversão de população entre os níveis de interesse. Neste caso utilizam-se outros procedimentos como transferência de energia, despovoamento de certos níveis por colisão [36] ou um esquema de bombeamento por conversão ascendente, como o da Fig. 4.2c.

4.3 Limiar e Eficiência de Conversão

Consideramos agora os conceitos de *limiar* e *eficiência de conversão* de um laser. O tratamento que segue baseia-se no sistema de três ou quatro níveis da Fig. 4.2, sendo utilizado aqui com o intuito de apresentar estes conceitos. Considerando-se, para fixar as idéias, uma cavidade *Fabry-Perot*, formada por dois espelhos de refletividade R_1 e R_2 (no caso de laser em anel deve-se substituir estes valores pelas respostas características das portas do WDM) a condição de limiar de operação obtém-se quando o ganho compensa exatamente as perdas da cavidade em um ciclo (round trip) [27, 35]. Tem-se então:

$$G^2 R_1 R_2 \exp(-2\alpha_{\text{int}} L) = 1 \quad (4.1)$$

onde L é o comprimento da fibra, G é o fator de amplificação em uma passagem, α_{int} são as perdas internas da cavidade. O fator de amplificação em uma passagem está relacionado com o coeficiente de ganho ao longo da fibra por:

$$G = \exp\left(\int_0^L g(z) dz\right), \quad g(z) = \sigma_s[N_2(z) - N_1(z)] \quad (4.2)$$

onde σ_s é a seção de choque da transição laser entre os níveis 1 e 2 onde ocorre a emissão estimulada e N_1 e N_2 são as densidades de população para estes níveis de energia. Substituindo a Eq. 4.2 na Eq. 4.1, a condição de limiar fica:

$$\frac{1}{L} \int_0^L g(z) dz = \alpha_{\text{esp}} + \alpha_{\text{int}} \equiv \alpha_{\text{cav}} \quad (4.3)$$

onde $\alpha_{\text{esp}} = -\ln(R_1 R_2)/2L$ é a perda efetiva dos espelhos e α_{cav} é a perda total da cavidade. A condição para inversão de população pode ser facilmente obtida para um sistema de três níveis ou quatro níveis. Considerando este último caso, as equações de taxa na aproximação em que as seções de choque de absorção e emissão são iguais são dadas pelas Eqs. 4.4:

$$\begin{cases} \frac{dN_0}{dt} = (N_3 - N_0)W_p + N_1\gamma_{10} + N_2\gamma_{20} \\ \frac{dN_1}{dt} = -N_1\gamma_{10} + N_2\gamma_{21} + (N_2 - N_1)W_s \\ \frac{dN_2}{dt} = N_3\gamma_{32} - N_2(\gamma_{21} + \gamma_{20}) + (N_1 - N_2)W_s \\ \frac{dN_3}{dt} = (N_0 - N_3)W_p - N_3\gamma_{32} \end{cases} \quad (4.4)$$

Considerando decaimentos rápidos dos níveis 3 para o 2 e 1 para o 0, ou seja quando se tem essencialmente $N_3 \simeq 0$ e $N_1 \simeq 0$, as equações de taxa (4.4) reduzem-se a [27, 35]:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_t - W_s N_2 - \frac{N_2}{\tau_2} \quad (4.5)$$

onde $\frac{1}{\tau_2} = \gamma_{21} + \gamma_{20}$ e

$$W_p = \frac{\Gamma_p \sigma_p P_p}{A h \nu_p}, \quad W_s = \frac{\Gamma_s \sigma_s P_s}{A h \nu_s}$$

sendo Γ o fator de recobrimento (*overlap factor*) e A a área do núcleo da fibra.

A solução estacionária da Eq. 4.5 é dada por:

$$N_2 - N_1 \simeq N_2 = \frac{(P_p/P_p^{\text{sat}})N_t}{1 + P_s/P_s^{\text{sat}}} \quad (4.6)$$

onde $W_p \tau_2 = P_p/P_p^{\text{sat}}$ e $W_s \tau_2 = P_s/P_s^{\text{sat}}$

Considerando a potência absorvida ao longo da fibra, temos que $P_p(z) = P_p(0) \exp(-\alpha_p z)$ onde α_p é o coeficiente de absorção na potência de bombeamento. A potência de bombeamento na entrada da fibra, necessária para se chegar no limiar de operação laser é obtida integrando-se a Eq. (4.3), que resulta em:

$$P_p(0) = \frac{\alpha_{\text{cav}} L}{1 - \exp(-\alpha_p L)} \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right) P_p^{\text{sat}} \quad (4.7)$$

onde $\alpha_p = \sigma_p N_t$ e $\alpha_s = \sigma_s N_t$ são os coeficientes de absorção nos comprimentos de onda de bombeamento e de sinal (laser). É comum definir a potência de limiar em termos da potência absorvida, $P_{\text{abs}} = P_p(0)[1 - \exp(-\alpha_p L)]$. Neste caso a Eq. 4.7 fica, simplesmente:

$$P_{\text{lim}} = \alpha_{\text{cav}} L \left(\frac{\alpha_p}{\alpha_s} \right) P_p^{\text{sat}} \quad (4.8)$$

A potência de saída também pode ser obtida da Eq. 4.3. De fato, quando a potência de bombeamento excede o limiar, o ganho satura mantendo-se com o valor fixo correspondente a seu valor no limiar. Usando as Eqs. 4.2 e 4.6 na Eq. 4.7, obtemos:

$$\frac{\alpha_s}{L} \int_0^L \frac{(P_p/P_p^{\text{sat}})}{1 + P_s/P_s^{\text{sat}}} dz = \alpha_{\text{cav}} \quad (4.9)$$

A integral dada pela Eq. 4.9 é difícil de avaliar analiticamente já que a potência intracavidade do laser P_s varia com z ao longo da fibra. Entretanto, para a maioria dos casos de

interesse a refletividade dos espelhos é tão elevada que a potência P_s pode ser considerada constante. Neste caso a Eq. 4.9 reduz-se à Eq. 4.10:

$$P_s = P_s^{\text{sat}} \left(\frac{P_{\text{abs}}}{P_{\text{lim}}} - 1 \right) \quad (4.10)$$

onde P_{abs} é a potência absorvida.

Uma fração da potência intracavidade (Eq. 4.10) é transmitida por cada espelho. A saída do espelho de refletividade R_1 (ou de uma das portas do acoplador WDM) pode ser escrita como:

$$P_{\text{saída}} = (1 - R_1)P_s = \eta_s(P_{\text{abs}} - P_{\text{lim}}) \quad (4.11)$$

A equação acima mostra que a potência cresce linearmente com a potência de bombeamento absorvida. Define-se como eficiência de conversão a inclinação desta reta, ou $dP_{\text{saída}}/dP_{\text{abs}}$ que é dada por:

$$\eta = \left(\frac{1 - R_1}{\alpha_{\text{cav}} L} \right) \left(\frac{A_s h \nu_s}{A_p h \nu_p} \right) \quad (4.12)$$

Esta grandeza é uma medida da eficiência com que o laser converte potência de bombeamento em potência de saída, uma vez atingido o limiar de operação. Pode ser maximizada reduzindo-se as perdas da cavidade. Valores típicos de η são da ordem de 10%. Entretanto, valores de até 50% podem ser atingidos em alguns lasers de fibra.

4.4 Laser de Conversão Ascendente de Frequência em Fibra Dopada com Túlio Operando em 800 nm e Bombeamento em 1050 nm

Lasers com emissão próxima de 800 nm utilizando fibras de ZBLAN ($ZrF_4 - BaF_2 - LaF_3 - AlF_3 - NaF$) dopadas com Tm^{+3} já foram descritos na literatura [37] utilizando bombeamento em 1064 nm. O esquema de níveis do Tm^{+3} em ZBLAN está mostrado na Fig. 4.3. Para o bombeamento em 780 nm um único fóton é suficiente para excitar o nível de interesse, podendo-se inverter a população. Usando este esquema um laser com eficiência de conversão de até 15% e potência máxima de saída de 125 mW já foi obtido [38], com o bombeamento caindo na região de operação de lasers de diodo de $AlGaAs$. No nosso caso, como mencionado anteriormente, usamos bombeamento em 1050 nm que através de conversão ascendente permite inverter os níveis de interesse. O objetivo inicial seria ter um laser emitindo em 800 nm e usar a potência excedente em 1050 nm para bombeamento de um TDFA.

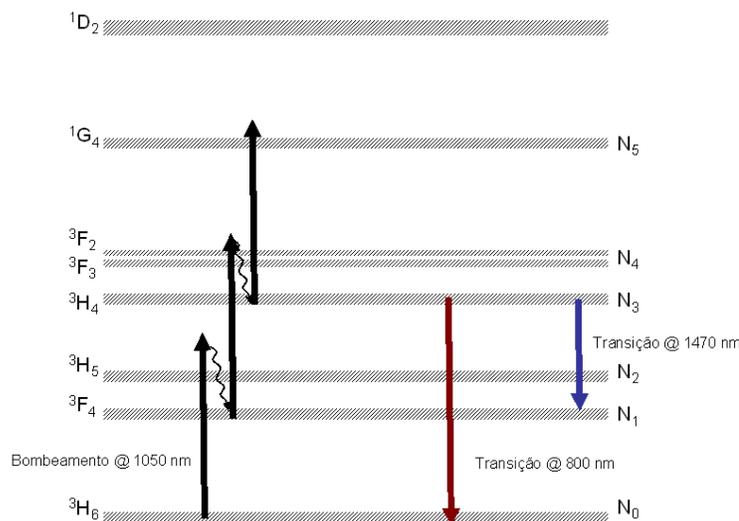


Figura 4.3: Esquema da dupla emissão com bombeamento em 1050 nm . *Upconversion* 800 nm e *Downconversion* $\approx 1470\text{ nm}$.

4.4.1 Montagem Experimental

O esquema da Fig. 4.4 foi inicialmente utilizado, formando uma cavidade em anel. A cavidade deste laser não é totalmente baseada em fibra óptica o que reduz bastante a sua eficiência. Na figura, linhas tracejadas representam o caminho óptico do laser no ar, e linhas sólidas o percurso em fibra. A montagem tem duas objetivas para acoplar a luz na fibra e vice-versa. No melhor dos casos, o acoplamento da luz na fibra foi de 50%, o que dificultou o processo de realimentação. O laser era bombeado por um laser de Yb com comprimento de onda 1050 nm . Uma lâmina de vidro (refletividade 4% em cada superfície) fez o papel de espelho parcialmente refletor para a saída da emissão laser. O comprimento de onda de emissão foi em torno de $824\text{-}826\text{ nm}$.

4.4.2 Resultados Experimentais para o Laser em $\sim 800\text{ nm}$

Nestes experimentos utilizamos duas fibras dopadas com túlio (TDF) indicadas como fibras #1 e #2 na tabela (4.1). A fibra #3 é utilizada em outros experimentos e está indicada na tabela por completeza. Estas fibras foram adquiridas da *La Verre Fluoré* e apresentam-se embaladas em módulos metálicos hermeticamente fechados como proteção para a unidade externa, uma vez que o vidro hospedeiro $ZBLAN$ é higroscópico e as emendas sílica- $ZBLAN$

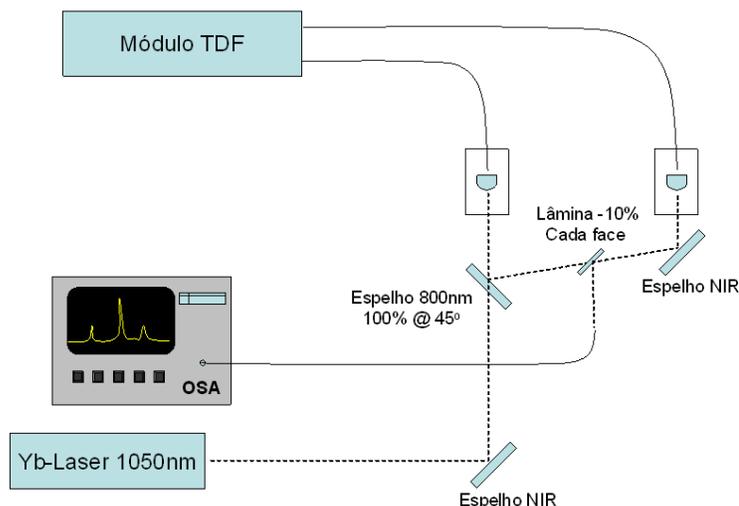


Figura 4.4: Esquema do laser em 830 nm caracterizado no laboratório.

(com técnica de propriedade do fabricante) seriam danificadas pela ação da umidade.

Fibra	Dopagem de Tm^{+3}	Comprimento	$\lambda_{\text{corte}}\text{ (nm)}$	Diâmetro do núcleo (μm^2)
#1	2000 ppm	10 m	880	2.80
#2	5000 ppm	5 m	950	3.00
#3	2000 ppm	5 m	850	2.74

Tabela 4.1: Características da fibras utilizadas.

Os espectros de fluorescência obtidos para várias potências de bombeamento usando a fibra #1 são mostrados na Fig. 4.5a. Estes espectros foram obtidos bloqueando-se a realimentação do sistema inserindo um objeto opaco no lugar da lâmina de vidro da Fig. 4.4. Ao desbloquear a realimentação do sistema observamos emissão laser em 824 nm com largura de linha de aproximadamente 6 nm , conforme podemos ver na Fig. 4.5b.

Com os espectros de emissão para as diferentes potências de bombeamento, construímos a curva de limiar da emissão laser para este sistema (Fig. 4.6). O limiar de operação laser ocorreu para uma potência de bombeamento de 313 mW antes da objetiva e a eficiência de conversão deste sistema é de apenas 0.34%

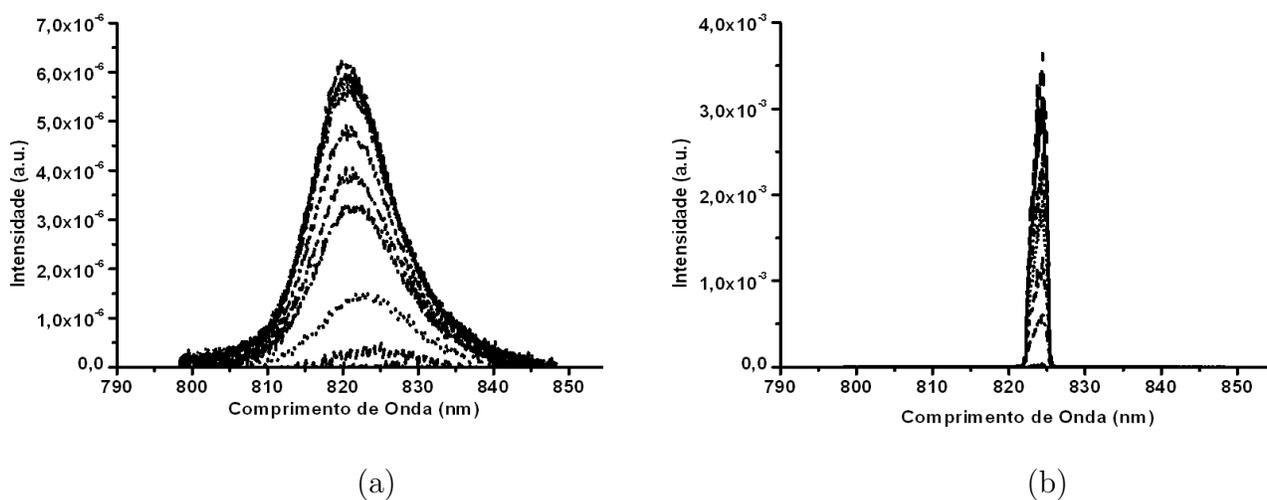


Figura 4.5: Espectro obtido bloqueando-se a realimentação do sistema (a) com cavidade em anel ativa (b) para o sistema da Fig. 4.4 utilizando a fibra #1.

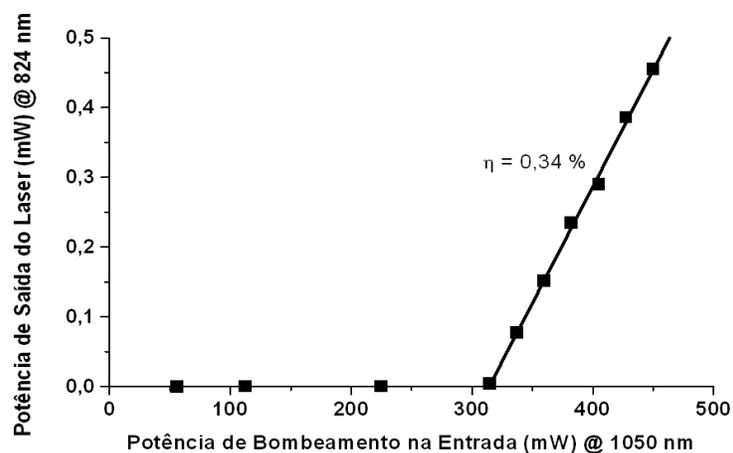


Figura 4.6: Curva de limiar da emissão LASER para o sistema da Fig. 4.4. O limiar de operação laser é de 313 mW e a eficiência de conversão de apenas 0.34% .

No caso da fibra #2, ocorreu emissão laser mesmo sem uso da cavidade em anel. O limiar neste caso, ocorre para potência elevada (Fig. 4.7a). A realimentação existente provém das emendas entre as fibras sílica-ZBLAN presentes dentro do módulo TDF. Ao introduzir realimentação no sistema observa-se que os picos dos espectros de emissão (Fig. 4.7b) não permanecem travados em determinado comprimento de onda podendo variar de 824 nm a 826 nm . De fato notamos que pequenos desvios no alinhamento dos espelhos podiam alterar o comprimento de onda de emissão. Aqui também observa-se que os espectros de emissão são bastante largos com larguras de linha de aproximadamente 5 nm .

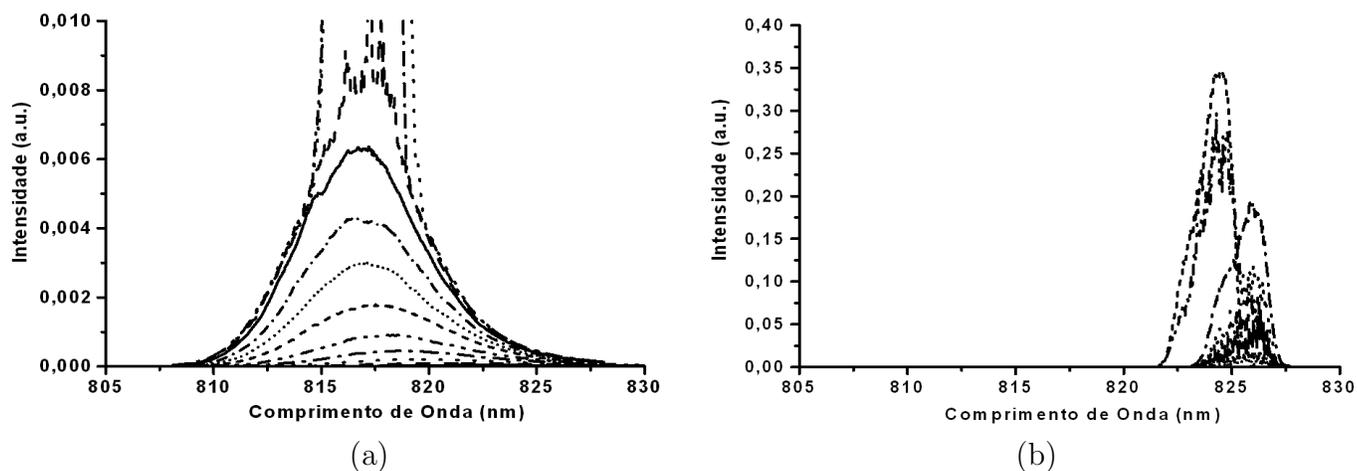


Figura 4.7: Espectro obtido bloqueando-se a realimentação do sistema (a) em com cavidade em anel ativa (b) para o sistema da da Fig. 4.4 utilizando a fibra #2.

O limiar de operação laser ocorreu para uma potência de bombeamento de 148 mW , ver Fig. 4.8, e a eficiência de conversão deste sistema é maior (cerca de 1%).

4.4.3 Discussões

Nesta seção descrevemos um laser de conversão ascendente de frequência (*CAF*) em fibra dopada com túlio. Tanto o bombeamento quanto a emissão ocorrem devido à *CAF*. O laser construído não é prático, do ponto de vista de aplicações, pois usa uma cavidade com espelhos externos e não otimizados em vez de usar componentes totalmente de fibras ópticas. As eficiências de conversão também foram baixas, como esperado para um laser de três níveis, além da não otimização dos componentes ópticos utilizados

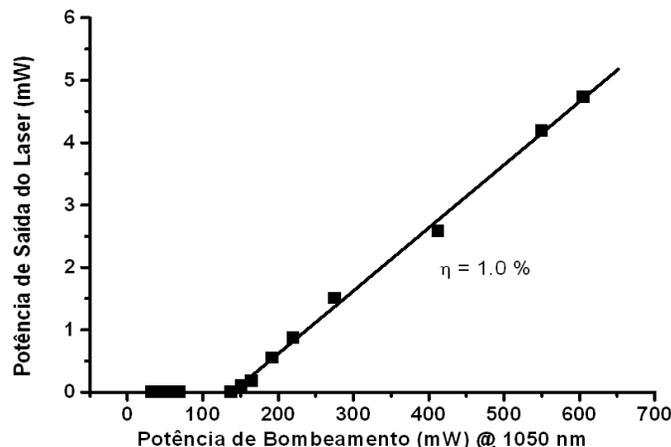


Figura 4.8: Curva de limiar da emissão LASER para o sistema da Fig. 4.4 . O limiar de operação laser é de 148 mW e a eficiência de conversão de apenas 1%

4.5 Laser com Emissão Dupla em 800 nm e 1470 nm com Bombeamento em 1050 nm

Nesta seção investigamos lasers com bombeamento em 1050 nm com cavidade em anel totalmente baseada em fibra. A montagem experimental utilizada está esquematizada na Fig. 4.9. O bombeamento em 1050 nm ocorre pelo terminal do WDM indicado na figura.

Observamos que com a escolha apropriada do WDM, podemos ter emissão laser próxima de 800 nm e 1470 nm . Este laser é simultaneamente de conversão ascendente e descendente, no sentido de que tem-se emissão em energias menores e maiores do que a energia do bombeamento, fato este ainda não descrito na literatura.

Utilizaram-se duas fibras dopadas com túlio de 10 m e 5 m e concentração de ions dopantes de 2000 ppm (fibra #1 e #3, respectivamente) e dois acopladores WDM, um de $1050/1410\text{ nm}$ e outro de $1050/1470\text{ nm}$. Estes acopladores são os melhores para otimizar a emissão em 1470 e 800 nm dentre os WDMs disponíveis no laboratório. Com o primeiro acoplador, o laser foi caracterizado com e sem a FBG em 1470 nm presente na cavidade (Fig. 4.9).

A escolha dos WDM baseou-se no comportamento espectral teórico esperado para estes dispositivos. Antes de descrever a resposta espectral esperada, definimos os termos acoplamento direto e cruzado, conforme a Fig. 4.10. Nesta figura observamos que chama-se de acoplamento direto aquele em que a luz vai da porta I_1 à porta O_1 ou de I_2 à porta O_2

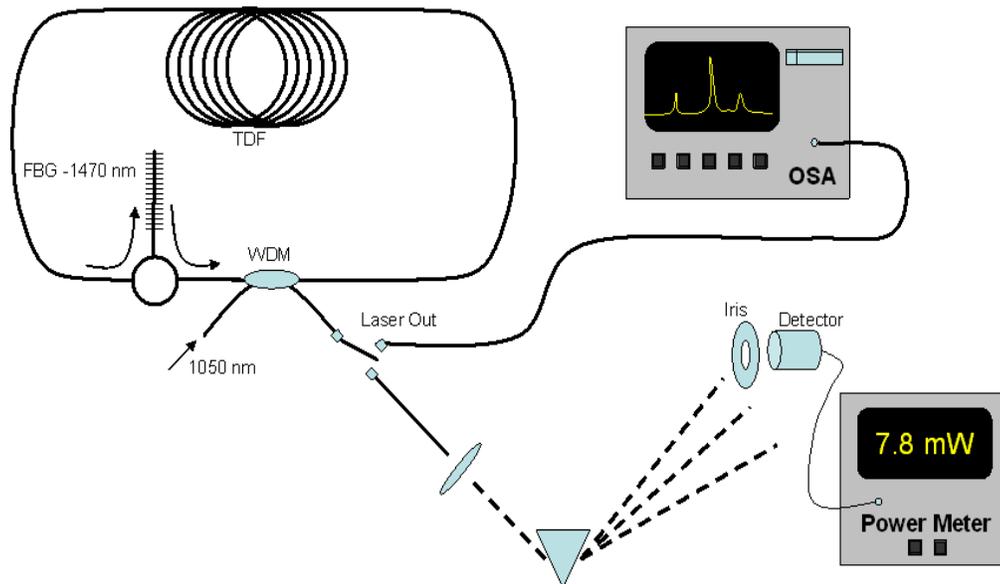


Figura 4.9: Esquema do laser em anel para bombeamento em 1050 nm e emissão dupla em $\sim 800\text{ nm}$ e $\sim 1470\text{ nm}$. Utilizamos dois WDMs: Um de $1050/1410\text{ nm}$ e outro de $1050/1470\text{ nm}$. Para o primeiro WDM fizemos a caracterização com e sem o conjunto (circulador e FBG) inserido no anel.

enquanto que o acoplamento cruzado vai de I_1 à porta O_2 ou I_2 à porta O_1 .

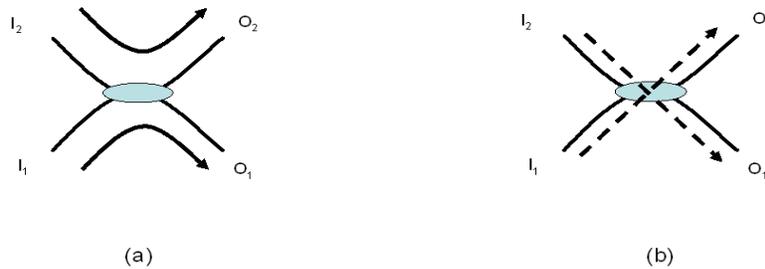


Figura 4.10: Esquema de funcionamento do WDM. (a) acoplamento direto: sinal vai da porta I_1 à porta O_1 ou de I_2 à O_2 , (b) acoplamento cruzado: sinal vai de I_1 à O_2 ou de I_2 à O_1 . Nas figuras seguintes adotamos a convenção de acoplamento direto (linha contínua) e cruzado (linha tracejada) conforme indicado nesta figura.

As respostas espectrais esperadas são descritas pela Eq. 4.13 (baseadas na teoria de modos acoplados [1, 39]) e são mostradas na Fig. 4.11a, para o acoplador WDM 1050/1410 nm e na Fig. 4.11b, para o acoplador WDM 1050/1470 nm . No primeiro caso, observa-se que em 800 nm 90% da potência é reinjetada, enquanto que 10% sai da cavidade do laser. No comprimento de onda 1050 nm toda a potência injetada vai para a fibra TDF e depois é eliminada. Finalmente em 1470 nm temos que 4% da potência sai do laser e 96% é realimentado. No caso do segundo acoplador WDM, apenas 2% de 800 nm sai da anel e praticamente nenhuma luz de 1470 nm escapa da cavidade.

$$\begin{cases} f(\lambda) = \sin^2 \left[\frac{\pi}{2} \left| \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right|^{-1} \left| \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda} \right| \right], & \text{para acoplamento cruzado.} \\ g(\lambda) = 1 - f(\lambda), & \text{para acoplamento direto.} \end{cases} \quad (4.13)$$

A seguir discutimos os principais resultados destes experimentos. Inicialmente tratamos do caso em que o WDM de 1050/1410 nm foi utilizado na ausência do conjunto circulador + FBG. Em seguida o caso em que utilizou-se o WDM de 1050/1410 nm com FBG e finalmente a situação com o WDM de 1050/1470 nm sem FBG.

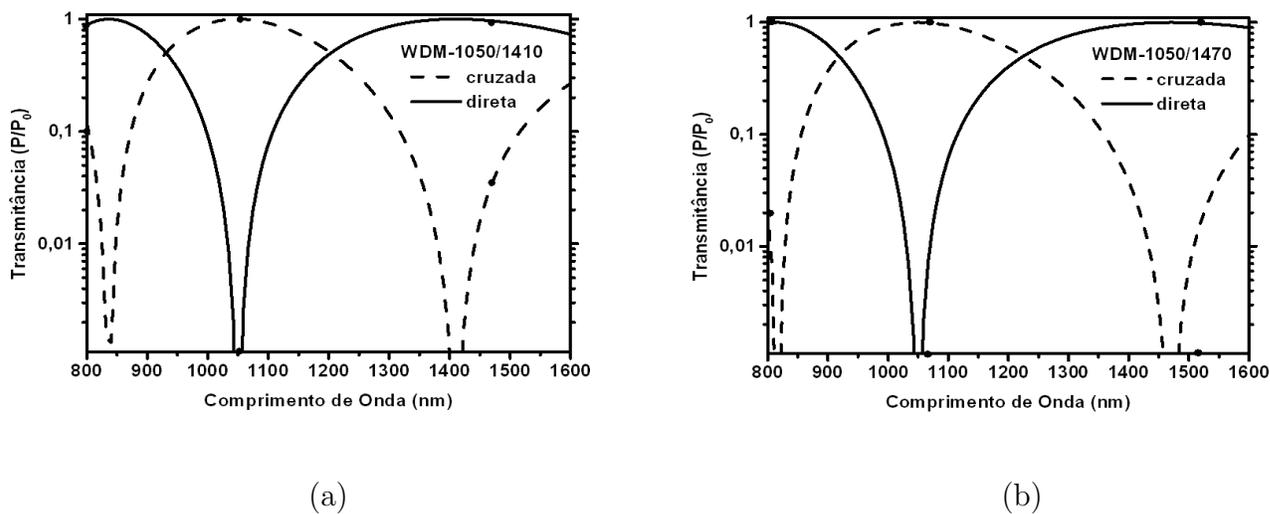


Figura 4.11: Resposta teórica dos acopladores usados para o laser duplo 800/1470 nm . (a) Em 800 nm 90% da potência é reinjetada, enquanto que 10% sai do laser. No comprimento de onda 1050 nm toda a potência injetada vai para a fibra TDF e depois é eliminada. Finalmente em 1470 nm temos que 4% da potência sai do laser e 96 é realimentado. (b) Neste WDM, apenas 2% de 800 nm sai da anel e praticamente nada de 1470 nm sai do anel. Estas são expectativas teóricas, com base na Eq. 4.13.

Uma comparação entre as expectativas teóricas dos WDMs utilizados encontram-se nas Tab. 4.2 e 4.3, a seguir:

WDM 1050/1410 nm								
Porta de Entrada	I_1		I_2					
Comprimento de Onda (nm)	1050		800		1050		1470	
Perda na inserção	1.1 dB		2.7 dB		0.6 dB		0.5 dB	
Porta de Saída	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$
Percentual nas saídas	0.044	77.5	20.2	33.6	88	0.048	8.4	80.8
Razão entre as saídas	0.06	99.94	37.5	62.5	99.94	0.06	9.4	90.6
Expectativas teóricas	0	100	10	90	100	0	4	96

Tabela 4.2: Refletividades nos comprimentos de onda de interesse (800, 1050 e 1470 nm) para o WDM 1050/1410 nm.

WDM 1050/1470 nm								
Porta de Entrada	I_1		I_2					
Comprimento de Onda (nm)	1050		800		1050		1470	
Perda na inserção	1.2 dB		2.7 dB		0.5 dB		0.54 dB	
Porta de Saída	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$	$O_1(\%)$	$O_2(\%)$
Percentual nas saídas	0.14	75.7	5.2	47.8	89.27	0.16	0.054	88.35
Razão entre as saídas	0.2	99.8	9.8	90.2	99.8	0.2	0.06	99.94
Expectativas teóricas	0	100	2	98	100	0	0	100

Tabela 4.3: Refletividades nos comprimentos de onda de interesse (800, 1050 e 1470 nm) para o WDM 1050/1470 nm.

4.5.1 Cavidade com WDM-1050/1410 nm

Afim de ilustrar que obtivemos emissão laser em 822 nm para esta cavidade em anel mostramos o comportamento espectral da emissão em 822 nm antes e depois do limiar de potência absorvida do bombeamento em 1050 nm na Fig. 4.12. Nota-se o estreitamento da linha característico da emissão laser.

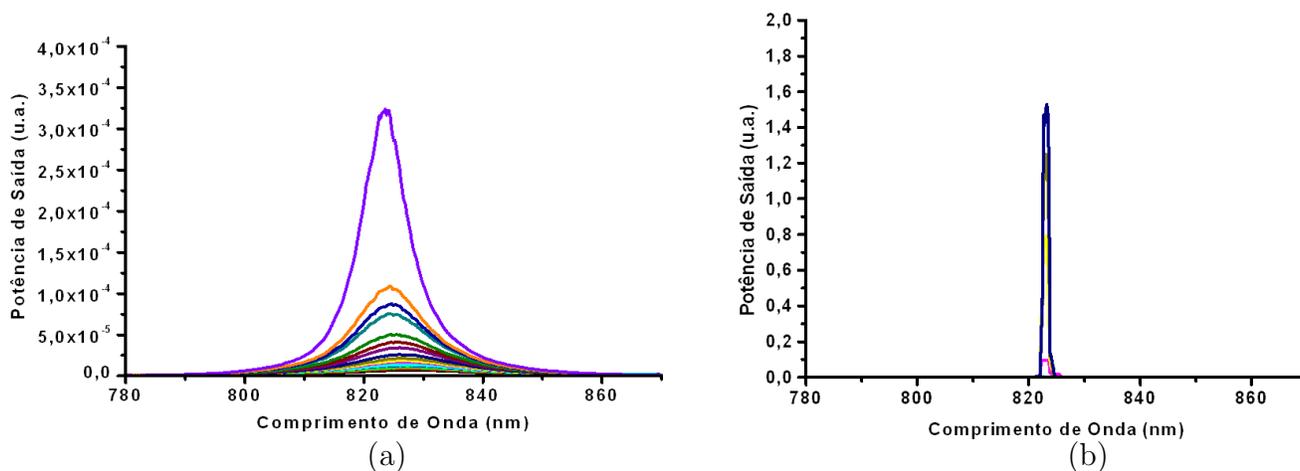


Figura 4.12: Aspecto da emissão em 822 nm . (a) Antes de atingir limiar do laser, (b) Emissão laser depois do limiar. Para WDM $1050/1410 \text{ nm}$.

Inicialmente consideremos o caso de WDM $1050/1410 \text{ nm}$ sem FBG no anel. Este laser emite em dois comprimentos de onda. O primeiro em 822 nm e o segundo ocorrendo em um intervalo de $1460 - 1502 \text{ nm}$ (fibra de 10 m) e $1465 - 1490 \text{ nm}$ (fibra de 5 m) a depender da potência de bombeamento. Na Fig. 4.13a vemos as potências medidas das emissões laser em 822 nm e $1460 - 1502 \text{ nm}$ da fibra de 10 m . Observamos que o limiar da emissão laser em 822 nm ocorre para potência absorvida de 180 mW . A eficiência de conversão é de 1.7% . Note que o limiar de operação é muito mais baixo (cerca de 62 mW) para a emissão laser que ocorre entre $1460 - 1502 \text{ nm}$. Observa-se que a eficiência de conversão inicialmente é de 6.8% ocorrendo uma mudança de comportamento (inclinação) a partir do limiar de operação do laser de 822 nm por volta de 180 mW . Como ambas as emissões lasers provém do mesmo nível 3F_4 , quando passamos do limiar de operação deste segundo laser, ocorre uma diminuição da eficiência de conversão do laser $1460 - 1502 \text{ nm}$ de 6.8% à 4.5% . Entretanto observamos uma mudança brusca na potência de emissão laser que coincide com a variação do comprimento de onda de emissão de 1492 nm à 1498 nm (ver Fig. 4.14). A origem deste “salto” é desconhecida.

Ao inserirmos a FBG de 1470 nm no anel conforme a Fig. 4.9, apenas a oscilação em $\sim 1470 \text{ nm}$ é observada, com emissão em 1470.2 nm ou 1470.3 nm em função da potência de bombeamento absorvida. A potência agora pode ser medida diretamente no medidor de potências, uma vez que somente este comprimento de onda sai do anel pela porta indicada na Fig. 4.9. Apesar de não sabermos exatamente o que ocorre com o laser de 822 nm neste caso (os comprimentos de onda diferentes de 1470 nm são eliminados pelo outro extremo da FBG, ou seja 822 nm e 1050 nm saem da cavidade) notamos claramente que ocorre uma variação

na inclinação (eficiência de conversão) no laser em 1470 nm , reduzindo de 3.5% para 2.7% na mesma potência de limiar para emissão em 822 nm . Neste caso a transição é mais suave que no caso em que não temos a FBG inserida, conforme podemos ver na Fig. 4.13a. Note também que a eficiência é menor pois, provavelmente, as perdas inseridas no anel (devidas ao circulador + FBG) são maiores agora.

Já no caso da fibra de 5 m , temos que o limiar laser é de 36 mW de potência absorvida para a emissão entre $1465 - 1490\text{ nm}$ e de 110 mW para a emissão em 822 nm . A eficiência de conversão de para esta última transição é de apenas 0.72% . Entretanto esta emissão laser se faz sentir também na emissão entre $1465 - 1490\text{ nm}$ e ocasiona uma mudança de eficiência de conversão de 9.5% à 5.5% após o limiar de 110 mW da emissão em 822 mW . Quando inserimos a FBG no anel, temos praticamente o mesmo limiar para a emissão em 1470.6 nm mas agora com eficiência de conversão mais elevadas de 11.3% e 8.5% , a mudança de inclinação ainda correspondendo ao valor de limiar da emissão em 822 nm .

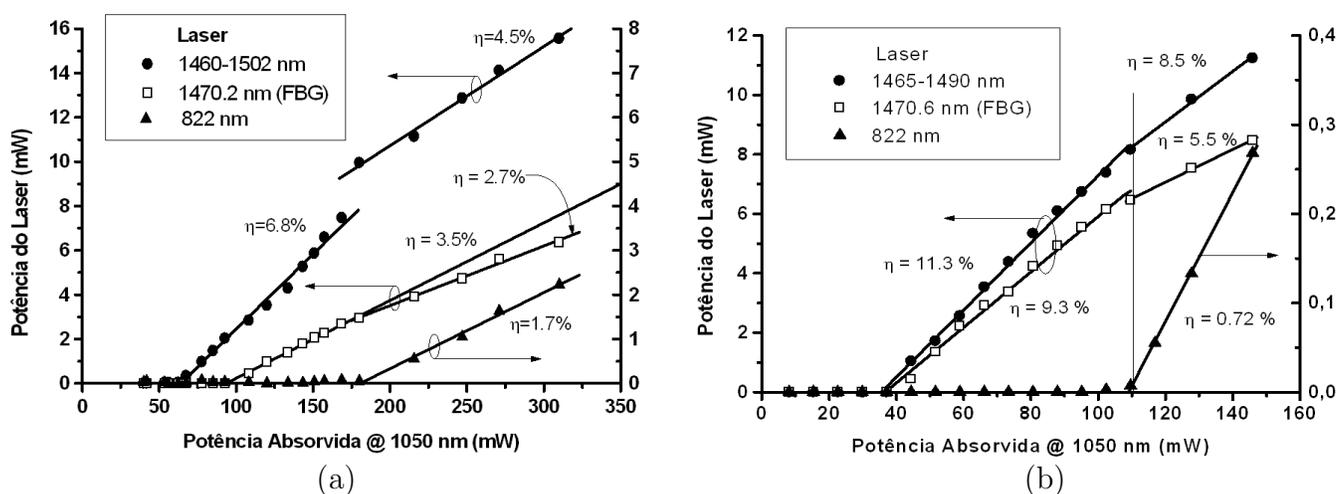


Figura 4.13: Potências emitidas pelo laser em anel da Fig. 4.9 com WDM-1050/1410 nm com fibras de túlio de 2000 ppm de: (a) 10 m (b) 5 m. Reportamos medida com e sem a FBG inserida no anel.

Na ausência da FBG no anel, ocorre um deslocamento do comprimento de onda da emissão laser provavelmente por reabsorção da emissão em comprimentos de onda menores. Tal reabsorção, sendo mais intensa quanto maior a potência de bombeamento, desloca a emissão para comprimentos de ondas maiores conforme pode ser visto nas Figs. 4.14a, para a fibra de 10 m . O deslocamento dos picos de emissão também ocorre no caso da fibra de 5 m , indo porém de $1465 - 1490\text{ nm}$. Uma comparação entre os deslocamentos dos picos de emissão para as fibras de 10 m e 5 m é mostrada na Fig. 4.14b.

As emissões lasers desta cavidade em anel sem FBG são de caráter multiespectral, ou seja,

mesmo para uma potência de bombeamento fixa, várias linhas de emissão com $\sim 0.1 \text{ nm}$ de largura (resolução do OSA) são observadas. Isso pode ser visto na Fig. 4.15a, onde também observamos o deslocamento do comprimento de onda de emissão em função da potência de bombeamento absorvida para a emissão laser entre 1460 à 1502 nm , no caso da fibra de 10 m . Este caráter multiespectral pode ser reduzido ao inserirmos a FBG no anel, pois este dispositivo seleciona o comprimento de onda em que ocorre realimentação, conforme podemos ver na Fig. 4.16.

Na Fig. 4.15b, vemos o caráter multiespectral do laser em torno de 822 nm . Note que, apesar de multiespectral, neste comprimento de onda o laser é mais estável, isto é o intervalo $\Delta\lambda$ em que este emite é menor que o intervalo análogo do laser 1460 – 1502 nm , provavelmente

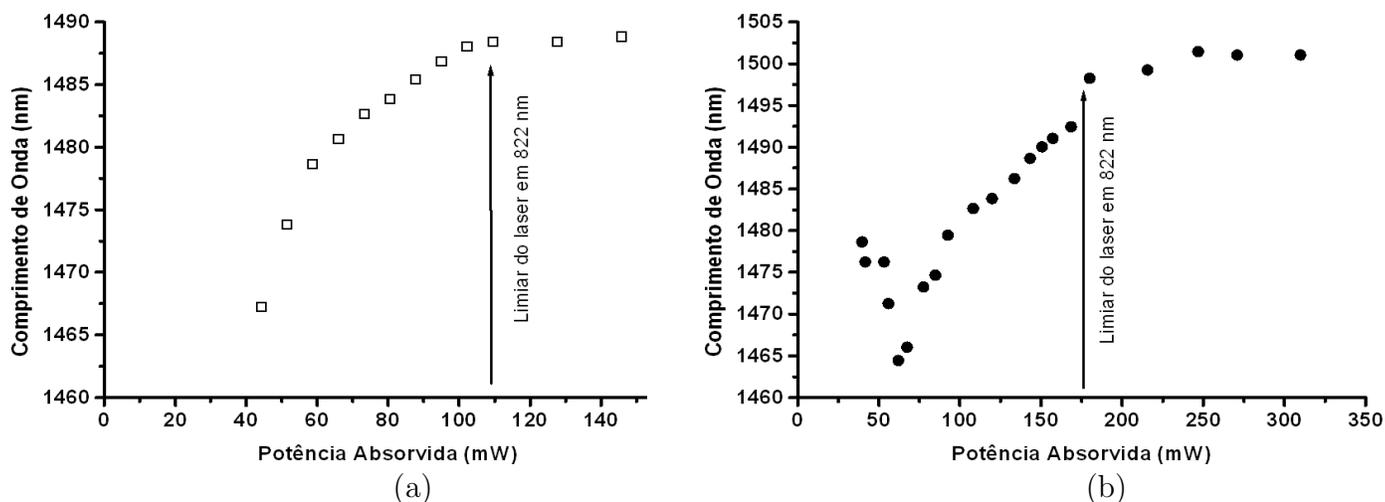


Figura 4.14: Deslocamento do pico de emissão laser com a potência de bombeamento absorvida: (a) fibra 5 m (b) fibra de 10 m. Para a fibra de 5 m o deslocamento vai de 1467 nm a 1490 nm , para a fibra de 10 m, de 1460 nm a 1502 nm .

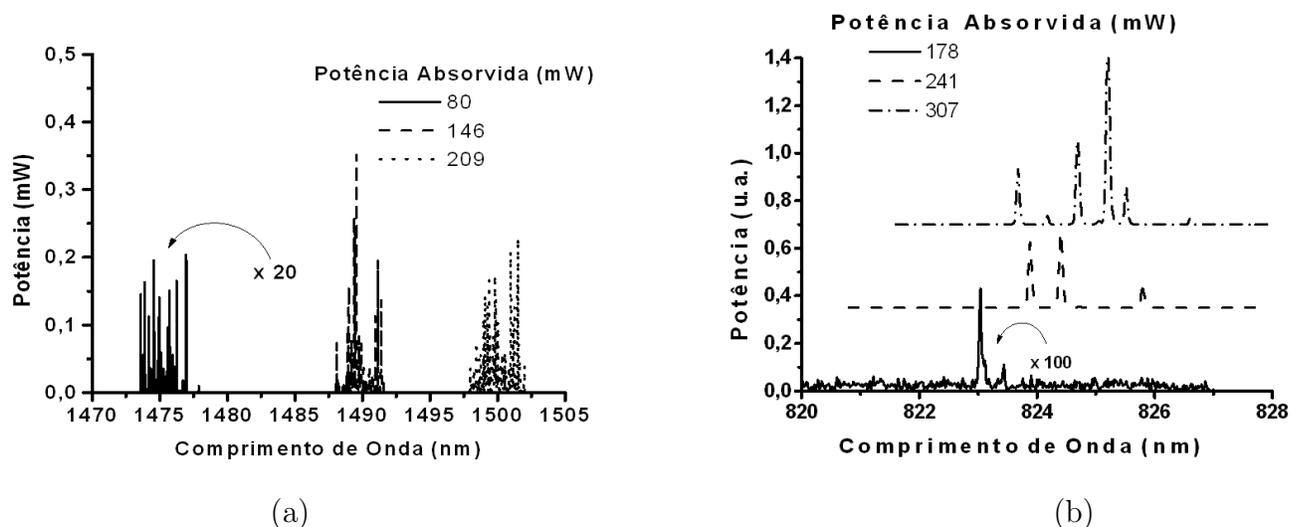


Figura 4.15: Caráter multispectral das emissões em função da potência de bombeamento absorvida: (a) emissão laser 1460 à 1502 nm, observe o deslocamento do comprimento de onda, (b) emissão laser em 822 nm.

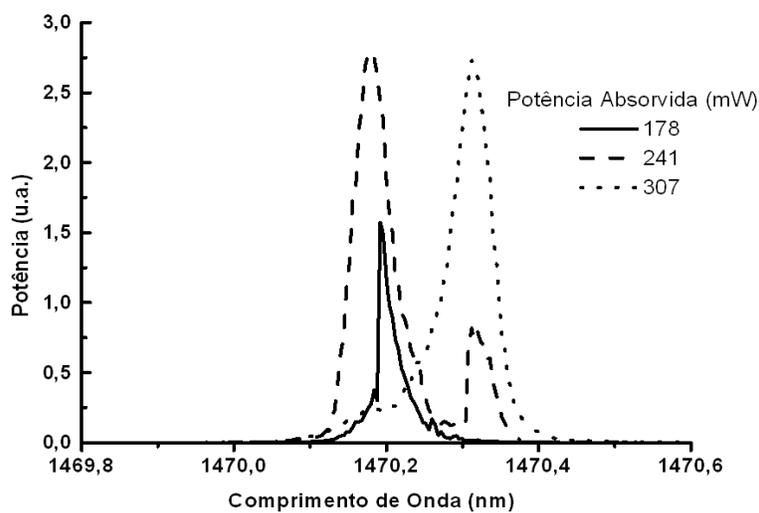


Figura 4.16: Caráter multispectral é reduzido quando a FBG é inserida no cavidade em anel do laser. Note que, com o aumento de potência de bombeamento absorvida, ocorre a transição de um comprimento de onda para outro.

4.5.2 Cavity com WDM-1050/1470 nm

Utilizando este WDM o laser é otimizado em potência para emissão em 800 nm. Conforme pode-se ver na Fig. 4.17, este laser tem característica levemente multiespectral, porém menos evidente neste caso do que no caso em que o WDM usado era de 1050/1410 nm.

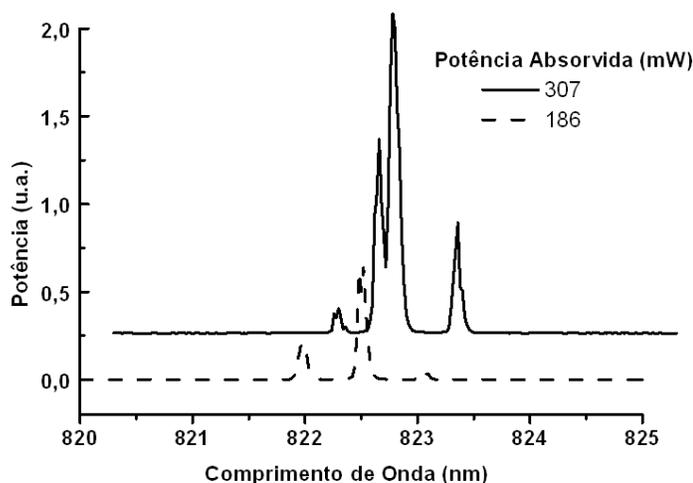


Figura 4.17: Característica levemente multiespectral do laser de 822 nm (na verdade 822,5 nm) para o caso de WDM 1050/1470 nm e sem FBG para fibra de 10 m.

Observamos nas Figs. 4.18a e 4.18b que as eficiências de conversão da emissão em 822 nm são maiores quando usamos o WDM-1050/1470 nm em comparação ao caso anterior (WDM-1050/1410 nm). Isto ocorre tanto para fibra de 10 m como para a fibra de 5 m. No caso da fibra de 10 m a eficiência de conversão é de 4,2% enquanto que para a fibra de 5 m é de 2,6%. Além disso, o limiar de emissão laser passou de 180 mW para 145 mW, no caso da fibra de 10 m e de 110 mW para 58 mW, no caso da fibra de 5 m. Podemos explicar isto devido à maior realimentação do sistema com este WDM (em 800 nm a realimentação é de 90% para o WDM-1050/1410 nm e de 98% para este WDM, conforme a Fig. 4.11). De fato, as Eqs. 4.8 e 4.12 mostram que, quanto menor for a perda da cavidade α_{cav} , menor é a potência do limiar e maior a eficiência de conversão, respectivamente. Notamos também que as eficiências de conversão para a emissão laser em 1460 – 1508 nm são bem menores para este acoplador WDM sendo de aproximadamente 0,87% até 145 mW quando cai para 0,34% para a fibra de 10 m e de 1,2% até 58 mW quando cai para 0,75% para a fibra de 5 m. Já o

limiar cresceu para a fibra de 10 m de 62 mW, no caso de WDM-1050/1410 nm sem FBG, para 80 mW. Enquanto que manteve-se praticamente constante, com pequena diminuição de 36 mW à 32 mW ao se alterar o WDM-1050/1410 nm para este WDM-1050/1470 nm, no caso da fibra de 5 m.

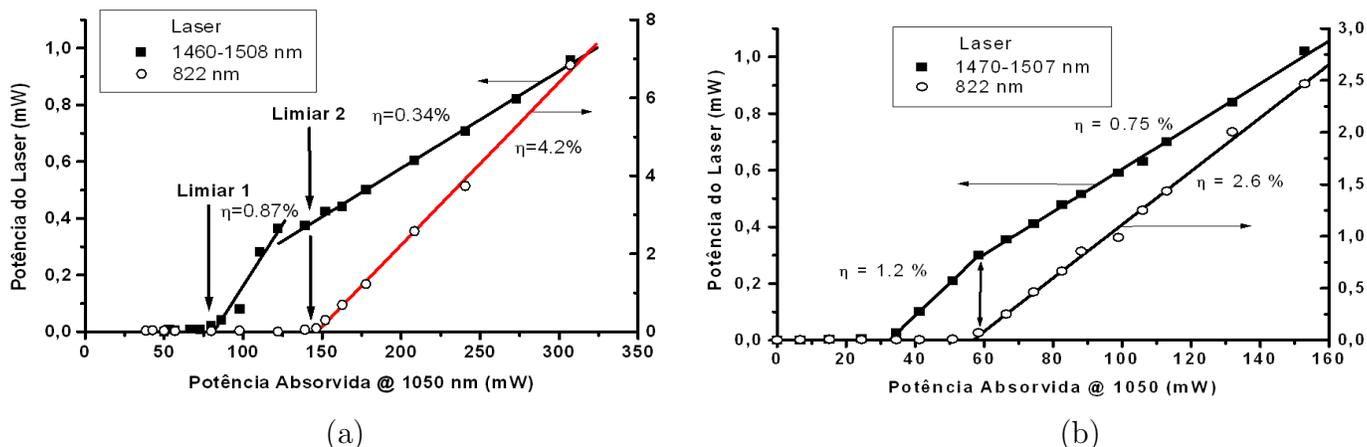


Figura 4.18: Eficiências de conversão e limiares dos lasers em 822 nm e 1470 – 1508 nm no caso do uso de um WDM 1050/1470 nm no laser da Fig. 4.9: (a) fibra de 2000 ppm de 10 m, (b) fibra de 2000 ppm de 5 m.

A Fig. 4.19 mostra o deslocamento dos picos de emissão no caso do WDM-1050/1470 nm, analogamente ao que ocorreu quando utilizamos o WDM-1050/1410 nm. A diferença está no limite máximo de deslocamento do comprimento de onda do laser. No WDM-1050/1410 nm este limite ocorreu para 1502 nm para a fibra de 10 m e em 1490 nm para a fibra de 5 m. Já no caso do WDM-1050/1470 nm, o limite máximo de deslocamento ocorreu em ~ 1508 nm para ambas as fibras. Isso pode ser visto melhor comparando-se as Fig. 4.14 e Fig. 4.19. Ou seja, o WDM tem um certo efeito no deslocamento máximo permitido, mas este efeito é pequeno e a variação foi de apenas 6 nm.

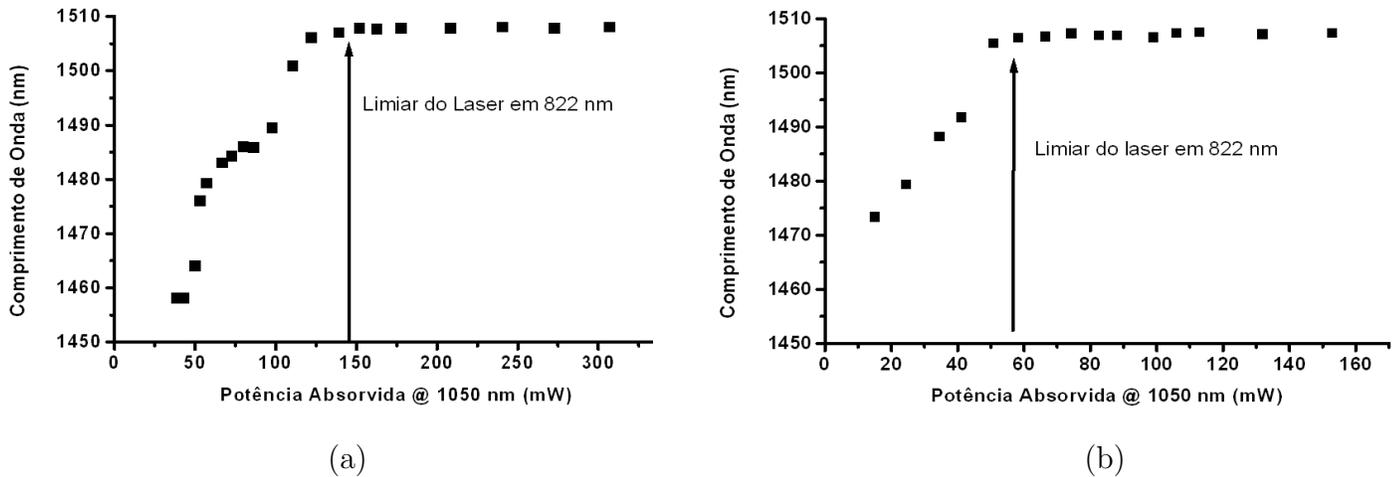


Figura 4.19: Deslocamento do pico de emissão laser em função da potência absorvida para as fibras de 2000 ppm de: (a) 10 m, caso em que o deslocamento é de 1460 nm à 1508 nm e (b) 5 m, de 1470 nm à 1507 nm

4.5.3 Dinâmica do Laser em Anel

Devido à natureza de guia de onda, lasers de fibra dopada apresentam tamanho de cavidade com meio ativo ordens de grandeza maior que outros lasers. Este fato em conjunto com a banda de ganho espectralmente larga destas fibras asseguram a existência de um grande número de modos longitudinais que sofrem ganho e coexistem dentro da cavidade. Usualmente, então, lasers de fibra operam em um regime longitudinalmente multimodal. A dinâmica de lasers multimodais é extremamente rica incluindo comportamentos antifase e oscilações coletivas auto-pulsantes (self-pulsing) [40]. Neste último caso o caráter pulsado ocorre mesmo quando os lasers de fibra dopada são bombeados de modo contínuo (CW). Recentemente a dinâmica e efeitos de self-pulsing foram estudados e observados em fibras de sílica dopadas com túlio [41] analisando-se a dependência da taxa de repetição dos pulsos em função da potência de bombeamento. Em particular observou-se self-Q-switching e o retorno ao regime CW à medida em que a potência de bombeamento crescia.

Analogamente ao que foi reportado na literatura, self-pulsing foi também observado nos lasers de fibra dopada estudados aqui. Conforme as refs. [41] e [42], uma das causas do regime auto-pulsado é que parte inicial da fibra absorve o bombeamento deixando o sistema composto por uma parte “bombeada” e uma parte da fibra dopada não “bombeada”. A parte não bombeada da fibra atua como absorvedor saturável devido a reabsorção dos fótons do laser, conforme ilustrado na Fig. 4.20.

Um modelo numérico que trata de um laser de três níveis mais um absorvedor saturável

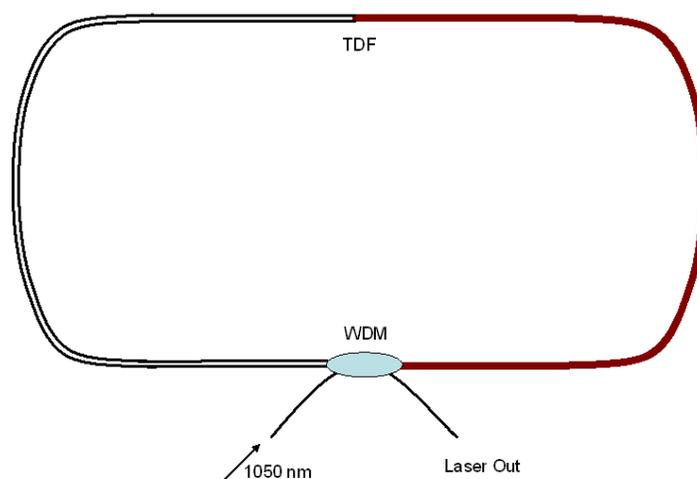


Figura 4.20: Origem provável do regime “self-pulsing”. A parte inicial da fibra percebe o bombeamento, a parte final não é afetada.

(de dois níveis) foi proposto [43]. Um dos mecanismos propostos para explicar self-pulsing em laser de fibra dopada com túlio com emissão em torno de 1900nm é a supressão de ions excitados do estado metaestável 3F_4 para os estados 3H_4 e 3H_6 por relaxação cruzada. Conforme vemos na Fig. 4.21. Dois pares de ions no estado 3F_4 por transferência de energia originam dois ions nos estados 3H_4 e 3H_6 . O ion no estado 3H_4 decai rapidamente para o estado 3F_4 . Ou seja de dois ions inicialmente disponíveis para a emissão, apenas um está agora disponível. Naturalmente esse processo requer dopagens mais elevadas e bombeamento mais elevados para que pares excitados deste tipo se formem. No nosso caso entretanto este não

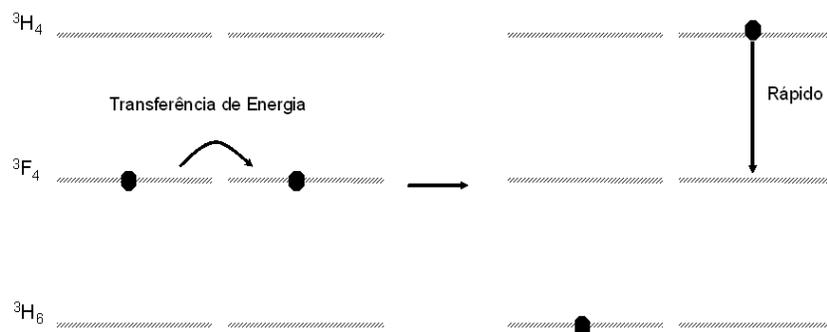
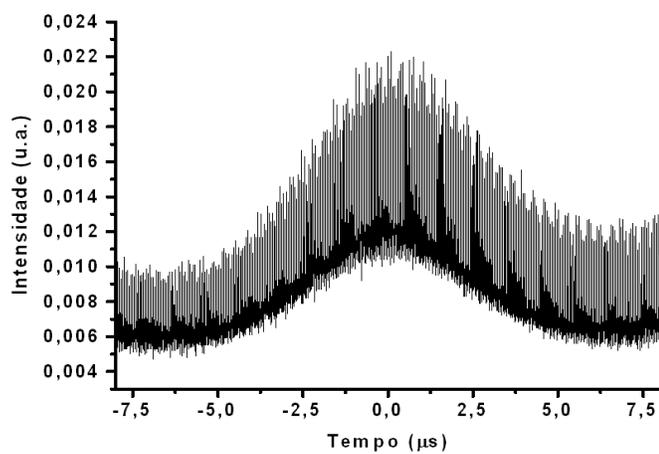
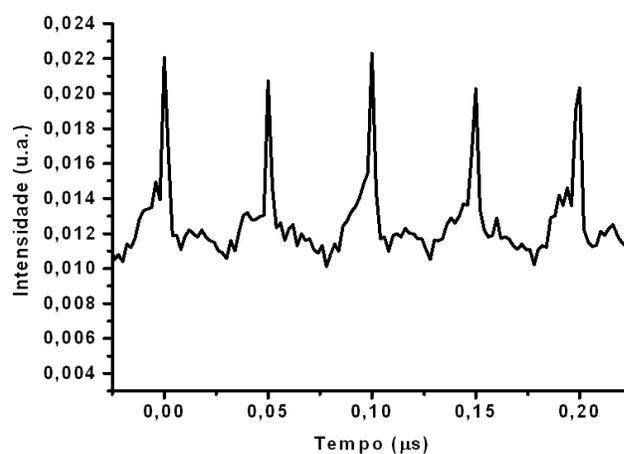


Figura 4.21: Efeito de supressão de ions excitados entre pares de ions em túlio.

pode ser o processo que ocorre. Primeiramente a concentração de dopantes não é tão elevada (2000ppm) quanto no caso da literatura (7000ppm em [41]). Além disso, as transições de interesse no nosso caso provém justamente do nível 3H_4 . Deste modo teríamos um aumento da inversão de população e não uma supressão. Aqui observamos self-pulsing para emissão em torno de 820nm e para a emissão em 1470nm. Em ambos os casos observamos o que parece ser self-Q-switching (ver Figs. 4.22 e 4.23) independentemente da potência utilizada. O comportamento de self-pulsing observado depende das polarizações. Variando-se o controlador de polarização inserido na cavidade em anel o comportamento altera-se, suprimindo o comportamento tipo Q-switch. Além disso devemos notar que a posição temporal dos envelopes de Q-switch é bastante instável sugerindo que o processo não é bem controlado, na presente configuração. Em outras palavras, o envelope não se repete com periodicidade definida. Temos duas hipóteses para a origem do self-pumping. A primeira ocorrendo devido à absorção da emissão laser pela porção de fibra não dopada conforme discutido em [41, 42, 44] e explicado anteriormente. Outra hipótese para a origem do self-pulsing no nosso sistema é que as instabilidades se originam de fenômenos não lineares como espalhamentos Brillouin e Raman devido ao confinamento de altas potências no núcleo da fibra [44]. Na ref. [44], mostrou-se que a inserção de um isolador na cavidade em anel evita self-pulsing (impedindo retroespalhamento Brillouin) e recupera o regime CW. Este comportamento de self-pulsing é bastante comum em lasers de fibra, tendo origens diversas. O estudo da estabilidade do laser e sua causa não é o escopo dessa tese apenas nos limitamos a apontar algumas possíveis explicações que devem ser melhor investigadas. Outras conformações de cavidade e o uso de um isolador (não disponível no laboratório para os comprimentos de onda em que ocorre emissão laser) na cavidade em anel podem elucidar a origem do regime pulsado.

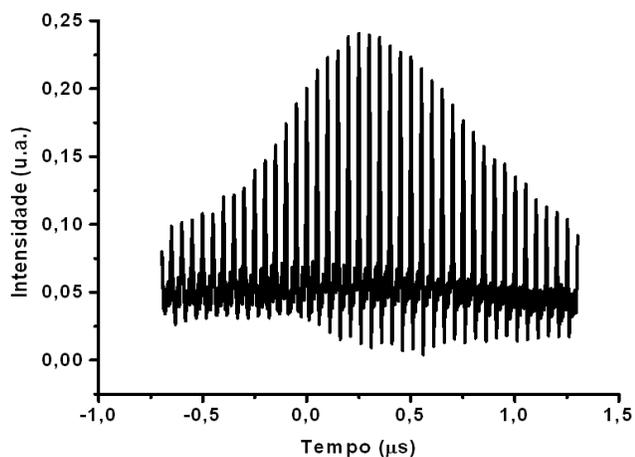


(a)

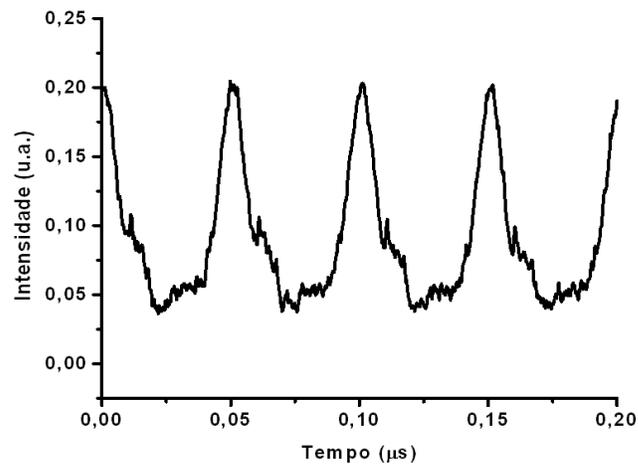


(b)

Figura 4.22: Self-Q-switching mode-locked que ocorre em 1470 nm . (a) largura do envelope de $\sim 10\mu\text{s}$. Em (b) a ampliação mostra os pulsos com repetição de 50 ns .



(a)



(b)

Figura 4.23: Self-Q-switching - mode-locked que ocorre em 820 nm . (a) largura do envelope $\sim 1\mu\text{s}$. (b) pulsos se repetem em intervalos de 50 ns .

4.5.4 Discussão

Na Tab. 4.4 resumimos as principais características dos lasers construídos.

WDM	Fibra	FBG	λ_e^1 (nm)	P_{th}^{e1} (mW)	η_e^1 (%)	λ_e^2 (nm)	P_{th}^{e2} (mW)	η_e^2 (%)	P_{max}^{800}	P_{max}^{1470}
1050/1410	#1 ^a	Não	822	180	1.7	1460-1502	62	6.8/4.5	2.2	15
1050/1410	#1	Sim	×	×	×	1470.2	92.7	3.5/2.7	×	6
1050/1470	#1	Não	822.5	145	4.2	1460-1508	80	0.87/0.34	7	1
1050/1410	#3	Não	822	110	0.72	1465-1490	36	9.3/5.5	0.27	8
1050/1410	#3	Sim	822	×	×	1470.6	35	11.3/8.5	×	11
1050/1470	#3 ^b	Não	822	58	2.6	1472-1507	32	1.2/0.75	2.5	1

Tabela 4.4: Resumo dos lasers em anel com dupla emissão.

^a 10 m, 2000 ppm

^b 5 m, 2000 ppm

Como mencionado anteriormente, o laser de fibra de túlio com dupla emissão, gerado uma por conversão ascendente e outra por convenção descendente de frequência é importante tanto do ponto de vista científico quanto tecnológico. Cientificamente, é um fenômeno interessante cujo modelo teórico exigirá o conhecimento de vários parâmetros dos diversos níveis do túlio envolvidos no processo, bem como a variação das suas populações com a potência de bombeamento. Tecnicamente, este laser, uma vez otimizado em sua potência de saída, será útil como fonte única - bombeamento duplo e sinal - para amplificador de túlio. Os resultados apresentados mostram um fato que pode ser desejável ou indesejável na emissão na região de 1470 nm: uma sintonização dependente da potência.

A explicação para o deslocamento do comprimento de onda para o vermelho, com comprimento de onda limite de 1508 nm, para a fibra de 10m e 1490 nm, para a fibra de 5m é dada a seguir. A análise que fazemos é para o caso da fibra de 5m (Fig. 4.13b), mas a mesma explicação é válida para qualquer um dos lasers construídos. Para ajudar na explicação deste fenômeno fizemos um estudo espectroscópico, analisando os espectros de emissão com a cavidade em anel aberta e fechada para compreender como a retroalimentação influencia a população dos níveis.

Na Fig. 4.13b, observamos que temos duas regiões de emissão laser: A primeira para potência absorvida entre aproximadamente 40 mW e 100 mW onde só existe uma emissão em torno de 1480 nm. A segunda ocorre para potência absorvida acima de 100 mW onde temos dupla emissão em 820.5 nm e \sim 1480 nm.

Vamos basear nossas explicações na inversão relativa entre dois níveis e sua relação com a seção de choque líquida ou efetiva. Esta última é definida como uma “média ponderada”

entre as seções de choque de emissão e absorção:

$$\sigma_L(\lambda) = \frac{N_U}{N}\sigma_e(\lambda) - \frac{N_L}{N}\sigma_a(\lambda) \quad (4.14)$$

onde N_U é a população do nível superior, N_L a população do nível inferior da transição de interesse, $N = N_U + N_L$ e σ_e e σ_a são as seções de choque de emissão e absorção nesta transição.

Na verdade a seção de choque líquida acima depende da fração de inversão de população definida pela Eq. 4.15.

$$\Delta N = \frac{N_U}{N} \quad (4.15)$$

A fração de inversão é um número entre 0 e 1 que dá a população relativa entre os níveis da transição.

Na Fig. 4.24 temos a seção de choque líquida (relacionada com o coeficiente de ganho por $g(\lambda) = \sigma_L(\lambda)N$) para o caso da transição em torno de 1470 nm do ion de Tm^{3+} . Note que quando a fração de inversão, $\Delta N \rightarrow 1$, temos o máximo ganho possível correspondendo ao caso limite em que $N_L = 0$ onde só ocorre emissão com seção de choque líquida coincidente com σ_e . No caso de um sistema hipotético de dois níveis isso corresponde à situação em que todos os íons estão excitados. Observe que o pico de ganho corresponde ao pico da seção de choque de emissão, em torno de 1460 nm para o caso da figura. Quando a fração de inversão decresce, o pico de ganho desloca-se para comprimentos de onda maiores, fato utilizado para deslocar bandas de amplificadores de érbio para a banda L [35] e também em amplificadores a fibra dopada com túlio [45], onde com fibras mais longas e inversão de população menor obtém-se o resultado desejado.

Podemos utilizar o conceito de fração de inversão para explicar o que ocorre na primeira região entre 40 mW e 100 mW onde só existe uma emissão em torno de 1480 nm . Para tanto, observamos o esquema de níveis da Fig. 4.25 onde são mostrados todos os processos relevantes da espectroscopia realizada com 5 m de fibra dopada com túlio de 2000 ppm .

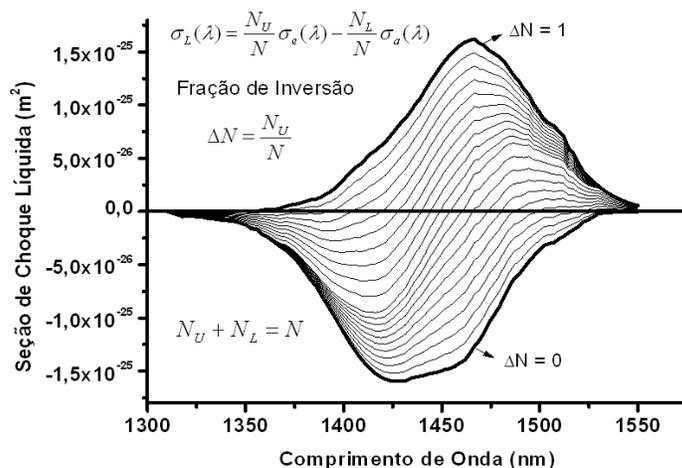


Figura 4.24: Fração de inversão para a fibra dopada com túlio. Adaptado das referências [35, 46].

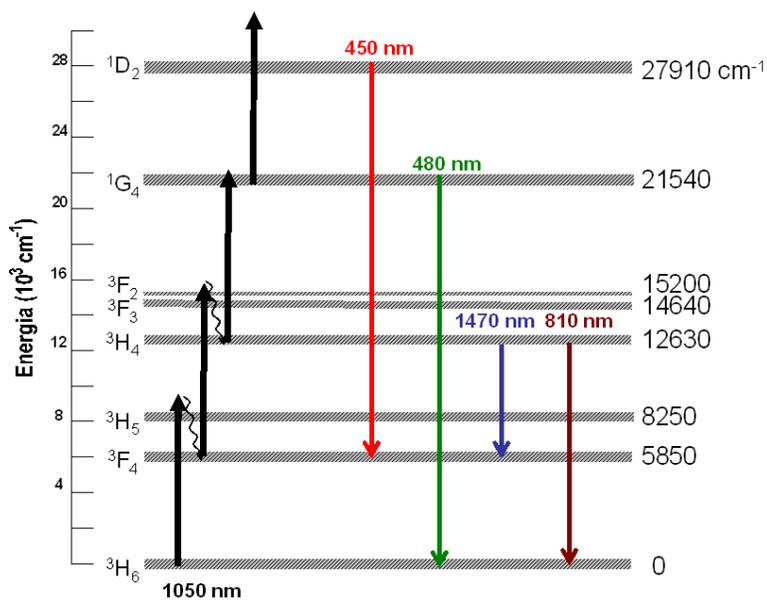


Figura 4.25: Esquema de níveis com os processos relevantes.

Na espectroscopia realizada com a cavidade em anel aberta, i. e., sem realimentação, identificamos diretamente as transições em 454 nm , 482 nm , 822 nm e 1463 nm relevantes ao nosso esquema e identificadas como procedentes das transições entre os níveis indicados na

Fig. 4.25. Outras transições são observadas mas não são relevantes para o processo estudado.

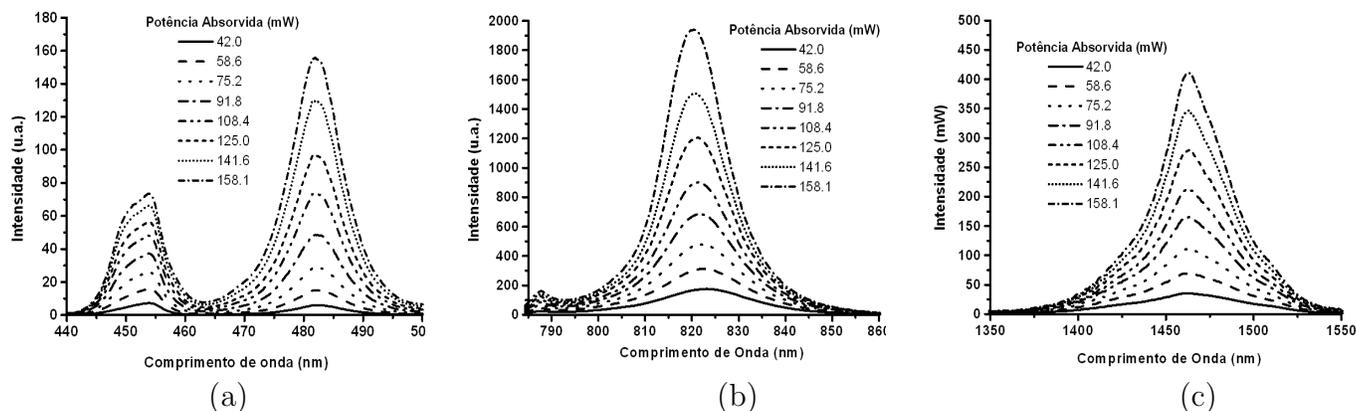


Figura 4.26: Intensidades das emissões correspondentes às transições relevantes indicadas na Fig. 4.25 em função da potência de bombeamento absorvida.

Todas as intensidades emitidas crescem com a potência absorvida, conforme a Fig. 4.26. Em particular as intensidades máximas em 454 nm e 482 nm , com crescimento mais rápido para a transição em 482 nm a partir de aproximadamente 90 mW (ver Fig. 4.27). A posição dos picos das emissões permanecem fixos.

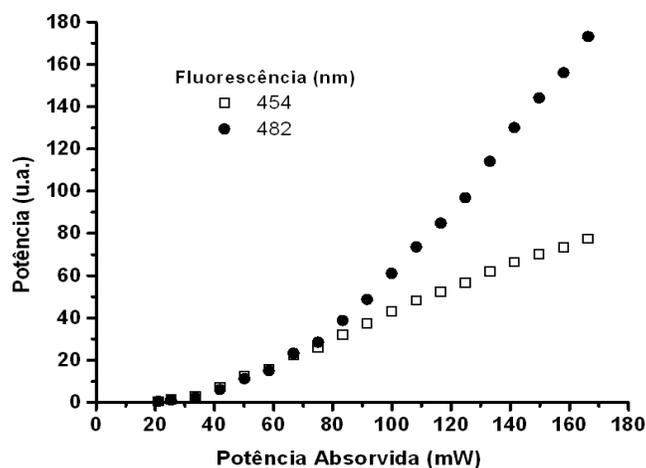


Figura 4.27: Crescimento das intensidades máximas das emissões em 454 nm e 482 nm .

Quando a espectroscopia é feita na cavidade fechada, os espectros das emissões no azul

tem a forma da Fig. 4.28. Notamos que o pico em torno de 450 nm desloca-se quanto maior a potência absorvida. Este deslocamento ocorre entre cerca de 453 à 458 nm , conforme detalhado nas Figs. 4.29a e 4.29b.

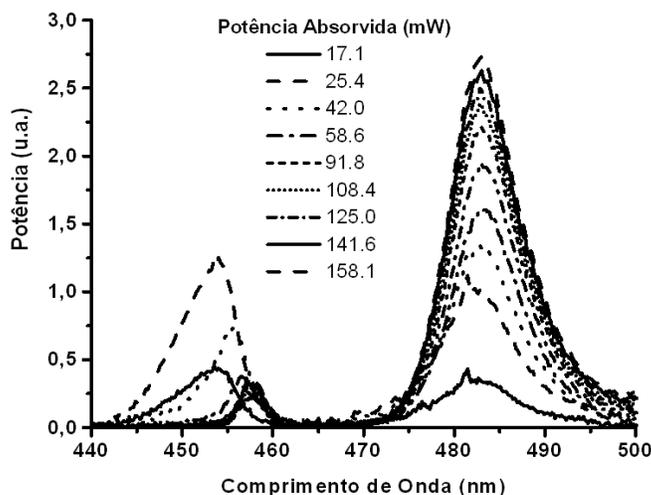


Figura 4.28: Espectro das emissões próximas de 450 nm e 480 nm com a cavidade fechada.

Isso significa que ΔN está variando e como o deslocamento acontece para comprimentos de ondas maiores, temos uma diminuição da inversão de população entre os níveis 1D_2 e 3F_4 . A população de 3F_4 cresce devido ao decaimento a partir de 1D_2 . Isso pode ser confirmado pela diminuição da intensidade da emissão em 454 nm , conforme a Fig 4.30: Em outras palavras, ao mesmo tempo que a intensidade em 454 nm diminui ocorre um deslocamento para o vermelho, conforme esperado da análise de fração de inversão da Fig. 4.24 (aplicável a qualquer sistema de dois níveis). Na figura observa-se que o ganho diminui quando diminui a fração de inversão ao mesmo tempo em que ocorre o deslocamento para o vermelho.

Reconhecendo a partir destes dados espectroscópicos no azul que a população em 3F_4 cresce, como acabamos de discutir, temos que a inversão entre os níveis 3F_4 e 3H_4 diminui, explicando o deslocamento para o vermelho na região de 1470 nm . À medida em que nos aproximamos do limiar do laser em 822 nm , a emissão em 450 nm diminui de intensidade devido a emissão laser em 1470 nm , conforme vemos na Fig. 4.30. Após o limiar de 100 mW e subsequente emissão do laser em 822 nm , a emissão em 450 nm fixa e trava num comprimento de onda deixando, desta forma, de aumentar a população em 3F_4 e conseqüentemente a emissão laser próxima de 1470 nm fixa num comprimento de onda deslocado para o vermelho.

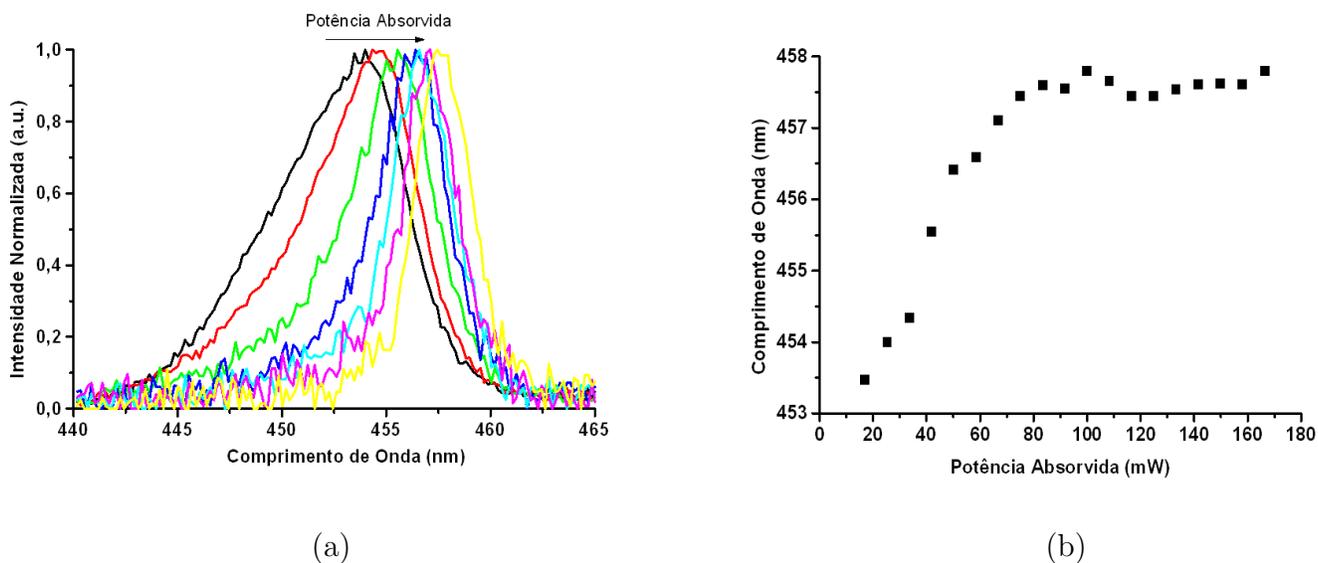


Figura 4.29: Deslocamento do pico de emissão de 453 à 458 nm : (a) espectro com intensidade normalizada, (b) comprimento de onda da emissão em função da potência de bombeamento absorvida.

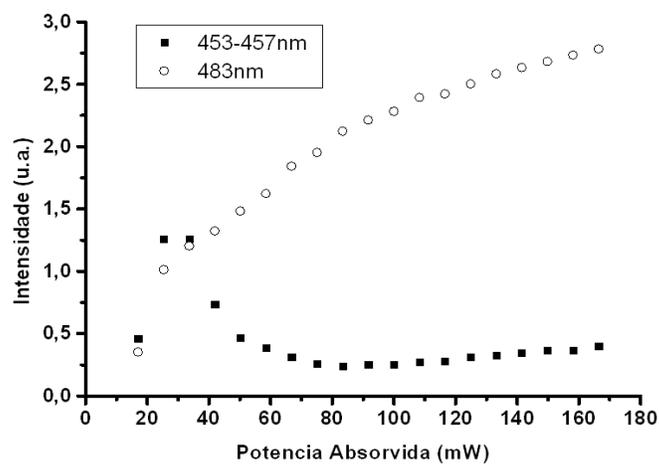


Figura 4.30: Intensidades máximas das emissões próximas de 450 nm e 480 nm com a cavidade fechada.

De fato, a transição ${}^3H_4 \mapsto {}^1G_4$ diminui pois a emissão laser em 822 nm está removendo população de 3H_4 . Com menos ions no nível 1G_4 muito menos transições ocorrem de 1G_4 para 1D_2 . Esta última tem eficiência reduzida pois não é ressonante (ver Fig. 4.25). A diminuição de população em 1G_4 manifesta-se também pela redução de crescimento de emissão em 480 nm após o limiar de 100 mW do laser de 822 nm .

Estas explicações qualitativas precisam ser justificadas quantitativamente, o que requer um modelo de equações de taxa que inclua todos os fatores e parâmetros dos níveis envolvidos no processo. Note que mesmo sendo interessante, o problema do deslocamento do comprimento de onda próximo de 1470 nm pode ser evitado usando FBG, como mostrado neste capítulo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1]G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, Calif.: Academic Press, 2nd. ed., 1995.
- [2]E. Snitzer, “Optical maser action of Nd^{+3} in a barium crown glass,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. **7**, no. 12, pp. 444–, 1961.
- [3]J. Stone e C. A. Burrus, “Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. **23**, no. 7, pp. 388–389, 1973.
- [4]J. Stone e C. A. Burrus, “Neodymium-doped fiber lasers - room-temperature CW operation with an injection laser pump,” *Appl. Opt.*, vol. **13**, no. 6, pp. 1256–1258, 1974.
- [5]R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, e D. N. Payne, “Neodymium-doped silica single-mode fiber lasers,” *Electron. Lett.*, vol. **21**, no. 17, pp. 738–740, 1985.
- [6]L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole, e D. N. Payne, “Tunable single-mode fiber lasers,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **4**, no. 7, pp. 956–960, 1986.
- [7]I. M. Jauncey, L. Reekie, R. J. Mears, D. N. Payne, C. J. Rowe, D. C. J. Reid, I. Bennion, e C. Edge, “Narrow-linewidth fiber laser with integral fiber grating,” *Electron. Lett.*, vol. **22**, no. 19, pp. 987–988, 1986.
- [8]I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna, e A. C. Tropper, “Tunable, continuous-wave neodymium-doped monomode-fiber laser operating at 0.900-0.945 and 1.070-1.135- μm ,” *Opt. Lett.*, vol. **11**, no. 11, pp. 709–711, 1986.
- [9]M. Shimizu, H. Suda, e M. Horiguchi, “High-efficiency nd-doped fiber lasers using direct-coated dielectric mirrors,” *Electron. Lett.*, vol. **23**, no. 15, pp. 768–769, 1987.
- [10]L. Reekie, I. M. Jauncey, S. B. Poole, e D. N. Payne, “Diode-laser-pumped Nd^{3+} -doped fiber laser operating at 938 nm,” *Electron. Lett.*, vol. **23**, no. 17, pp. 884–885, 1987.
- [11]W. J. Miniscalco, L. J. Andrews, B. A. Thompson, R. S. Quimby, L. J. B. Vacha, e M. G. Drexhage, “1.3 μm fluoride fiber laser,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 1, pp. 28–29, 1988.
- [12]I. M. Jauncey, L. Reekie, J. E. Townsend, D. N. Payne, e C. J. Rowe, “Single-longitudinal-mode operation of an Nd^{3+} -doped fiber laser,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 1, pp. 24–26, 1988.

- [13]K. Liu, M. Dignonnet, K. Fesler, B. Y. Kim, e H. J. Shaw, “Broad-band diode-pumped fiber laser,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 14, pp. 838–840, 1988.
- [14]Y. Kimura e M. Nakazawa, “Lasing characteristics of Er^{3+} -doped silica fibers from 1553 up to 1603 nm,” *J. Appl. Phys.*, vol. **64**, no. 2, pp. 516–520, 1988.
- [15]D. C. Hanna, R. M. Percival, I. M. Perry, R. G. Smart, e A. C. Trooper, “Efficient operation of an Yb-sensitized er fiber laser pumped in 0.8 μ m region,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 17, pp. 1068–1069, 1988.
- [16]M. E. Fermann, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, e J. E. Townsend, “Efficient operation of an Yb-sensitized er fiber laser at 1.56 μ m,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 18, pp. 1135–1136, 1988.
- [17]G. T. Maker e A. I. Ferguson, “1.56 μ m Yb-sensitized Er fiber laser pumped by diode-pumped Nd-YAG and Nd-YLF lasers,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 18, pp. 1160–1162, 1988.
- [18]I. N. Duling, L. Goldberg, e J. F. Weller, “High-power, mode-locked Nd-fiber laser pumped by an injection-locked diode-array,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 21, pp. 1333–1335, 1988.
- [19]M. C. Brierley, P. W. France, e C. A. Millar, “Lasing at 2.08 μ m and 1.38 μ m in a holmium doped fluoro-zirconate fiber laser,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 9, pp. 539–540, 1988.
- [20]M. C. Farries, P. R. Morkel, e J. E. Townsend, “Samarium³⁺-doped glass-laser operating at 651 nm,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 11, pp. 709–711, 1988.
- [21]L. Esterowitz, R. Allen, e I. Aggarwal, “Pulsed laser-emission at 2.3 μ m in a thulium-doped fluorozirconate fiber,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 17, p. 1104, 1988.
- [22]D. C. Hanna, R. M. Percival, I. M. Perry, R. G. Smart, P. Suni, J. E. Townsend, e A. C. Trooper, “Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser,” *Electron. Lett.*, vol. **24**, no. 17, pp. 1111–1113, 1988.
- [23]M. J. F. Dignonnet, ed., *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. New York: Marcel Dekker, 1993.
- [24]I. N. D. III, ed., *Compact Sources of Ultrashort Pulses*. New York: Cambridge University Press, 1995.
- [25]G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*. New York: Wiley, 2nd. ed, ed., 1997.

- [26]R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*. San Diego, CA: Academic Press.
- [27]G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, Calif.: Academic Press, 2001.
- [28]D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, J. E. Townsend, e A. C. Trooper, "Frequency upconversion in tm-doped and yb-tm-doped silica fibers," *Opt. Commun.*, vol. **78**, no. 2, pp. 187–194, 1990.
- [29]J. Y. Allain, M. Monerie, e H. Poignant, "Blue upconversion fluorozirconate fiber laser," *Electron. Lett.*, vol. **26**, no. 3, pp. 166–168, 1990.
- [30]R. G. Smart, D. C. Hanna, A. C. Trooper, S. T. Davey, S. F. Carter, e D. Szebesta, "CW room-temperature upconversion lasing at blue, green and red wavelengths in infrared-pumped Pr^{3+} -doped fluoride fiber," *Electron. Lett.*, vol. **27**, no. 14, pp. 1307–1309, 1991.
- [31]D. S. Funk, S. B. Stevens, e J. G. Eden, "Excitation-spectra of the green Ho - fluoro-zirconate glass-fiber laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. **5**, no. 2, pp. 154–157, 1993.
- [32]S. Sanders, R. G. Waarts, D. G. Mehuys, e D. F. Welch, "Laser-diode-pumped 106mw blue up-conversion fiber laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **67**, no. 13, pp. 1815–1817, 1995.
- [33]R. Scheps, "Upconversion laser processes," *Prog. Quantum Electron.*, vol. **20**, no. 4, pp. 271–358, 1996.
- [34]E. B. Mejia, A. N. Starodumov, e Y. O. Barmenkov, "Blue and infrared up-conversion in Tm^{3+} -doped fluorozirconate fiber pumped at 1.06, 1.117, and 1.18 μm ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. **74**, no. 11, pp. 1540–1542, 1999.
- [35]P. C. Becker, N. A. Olsson, e J. R. Simpson, *Erbium-doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press, 1999.
- [36]A. E. Siegman, *Lasers*. Mill Valley, CA: University Science Books, 1986.
- [37]M. L. Dennis, J. W. Dixon, e I. Aggarwal, "High power upconversion lasing at 810 nm, in Tm:ZBLAN fibre," *Electron. Lett.*, vol. **30**, no. 2, pp. 136–137, 1994.
- [38]J. N. Carter, R. G. Smart, D. C. Hanna, e et. al., "Lasing and amplification in the 0.8 μm region in thulium doped fluorozirconate fibers," *ELECTRON. LETT.*, vol. **26**, no. 21, pp. 1759–1761, 1990.

- [39]D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1st ed., 1986.
- [40]Q. L. Williams, J. Garcia-Ojalvo, e R. Roy, “Fast intracavity polarization dynamics of an erbium-doped fiber ring laser: Inclusion of stochastic effects,” *Phys. Rev. A*, vol. **55**, pp. 2376–2386, 1997.
- [41]A. F. El-Sherif e T. A. King, “Dynamics and self-pulsing effects in Tm^{3+} -doped silica fibre lasers,” *Opt. Comm.*, vol. **208**, pp. 381–389, 2002.
- [42]S. Colin, E. Contesse, P. L. Boudec, G. Stephan, e F. Sanchez, “Evidence of saturable-absorption effect in heavily erbium-doped fibers,” *Opt. Lett.*, vol. **21**, no. 24, pp. 1987–1989, 1996.
- [43]D. Marcuse, “Pulsing behavior of three-level laser with saturable absorber,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. **QE-29**, pp. 2390–2396, 1993.
- [44]A. Hideur, T. Chartier, C. Özkul, e F. Sanchez, “Dynamics and stabilization of high power side-pumped yb-doped double-clad fiber laser,” *Opt. Comm.*, vol. **186**, pp. 311–317, 2000.
- [45]T. Kasamatsu, Y. Yano, e T. Ono, “1.49- μm -band gain-shifted thulium-doped fiber amplifier for WDM transmission systems,” *J. Lightwave Technol.*, vol. **20**, no. 10, pp. 1826–1838, 2002.
- [46]F. Roy, *L’amplificateur à fibre dopée thulium: un dispositif prometteur pour l’application d’une nouvelle bande de canaux multiplexés en longuer d’onde dans les systèmes de transmission par fibre optique*. PhD thesis, Universite de Franche-Comté, 2002.

CAPÍTULO 5

Conclusões e Perspectivas

5.1 Conclusões

Nesse trabalho estudamos amplificadores paramétricos de fibra óptica (FOPAs), amplificadores de fibra dopada com túlio (TDFAs) e lasers de fibra óptica dopada com túlio (TDFLs).

Obtivemos expressões teóricas que permitiram a obtenção de ganho plano em FOPAs com bombeamento único em um único segmento de fibra através da escolha apropriada dos parâmetros de dispersão da velocidade de grupo (β_2) e sua derivada segunda (β_4) além do comprimento de fibra ótimo e ganho máximo em função das características da fibra (não linearidade) e do sistema (potências do bombeamento e dos sinais). Propusemos um esquema de bombeamento em paralelo (pFOPA) que permite maior largura de banda em futuros sistemas de telecomunicações com amplificadores baseados nessa tecnologia reduzindo o “crosstalk” entre os sinais amplificados e as frequências convertidas na banda de “idler”. Esse esquema foi implementado experimentalmente. Construímos experimentalmente FOPAs com fibras de dispersão deslocada (DSF) e de elevada não linearidade (HNLF) caracterizando-os. Em particular obtivemos com esses experimentos estimativas do comprimento de onda de dispersão nula e da curva de dispersão para valores próximos do zero de dispersão. O espectro de ganho plano previsto na teoria não foi observado experimentalmente. Dois fatores podem ter contribuído para que isso ocorresse. Uma possibilidade é que o parâmetro β_4 das fibras usadas é negativo o que impossibilita o aparecimento de ganho plano, conforme discutido no capítulo 2. Além disso o alargamento espectral do bombeamento para evitar SBS dificulta a observação do ganho plano, que requer bombeamento em um comprimento de onda bem determinado.

Também realizamos simulações numéricas baseadas nas equações de taxa de amplificadores a fibra dopada com túlio com duplo bombeamento em 800 nm e 1050 nm e 800 nm e 1410 nm e reproduzimos recentes resultados experimentais do nosso grupo de pesquisas. O modelo entretanto pode ser melhorado com a inclusão de emissão espontânea amplificada (ASE), alargamento não homogêneo, transições estimuladas entre outros níveis de

energia (em particular transições na região azul do espectro), relaxação cruzada, entre outros. Também necessitamos medir as seções de choque envolvidas, com maior precisão, já que nas simulações usamos basicamente dados da literatura (cujos valores variam muito) e estimativas.

Caracterizamos, por fim, lasers de fibras dopadas com túlio, com emissão em $\sim 800\text{ nm}$ e $\sim 1470\text{ nm}$ com bombeamento em 1050 nm . Esses lasers tem emissão em frequências simultaneamente maiores e menores que a frequência de bombeamento (conversão ascendente e descendente de frequência) o que é um fato novo.

A ocupação populacional em função da potência de bombeamento desses lasers foi estudada. Em particular uma explicação qualitativa para o deslocamento da emissão de 1470 nm para, tipicamente 1507 nm foi fornecida. Como trabalho futuro, no âmbito desses sistemas, está a modelagem teórica usando equações de taxa similares às usadas nas simulações de amplificadores a fibra dopada com túlio para obter teoricamente comprimento de fibra, dopagem que dão os menores limiares de operação e as maiores eficiências de conversão e validar as discussões qualitativas feitas.

5.2 Perspectivas

Os FOPAs montados experimentalmente não apresentaram espectros de ganho planos. Provavelmente dois fatores combinados impediram a observação: β_4 negativos e o método usado para a supressão do retroespalhamento Brillouin consistiu em alargar espectralmente o bombeamento. Como a relação entre β_2 e β_4 requer o bombeamento num comprimento de onda específico, esse alargamento dificulta a observação experimental. Para tornar possível a observação experimental de ganhos planos, necessitamos testar muitas outras fibras e achar uma com o β_4 positivo que já foi reportado na literatura. Além disso outras técnicas para aumentar o limiar de espalhamento Brillouin estimulado que não faça uso do alargamento do bombeamento deve ser utilizada. A montagem de um (pFOPA) com largura de banda maior que $\sim 50\text{ nm}$ também é um projeto futuro. Um dos esquemas propostos no capítulo 2 pode ser utilizado com esse fim. Pretende-se, também, realizar o teste em um sistema real com esses amplificadores. Um experimento com um amplificador híbrido FOPA + Raman pode ser interessante. O FOPA com fibra HNLF construído tem o pico da banda de amplificação em torno de 1520 nm . Usando uma fibra com ganho Raman e bombeamento adequado ($\lambda = 1426\text{ nm}$) gera-se ganho Raman em $1490 - 1520\text{ nm}$ resultando em um aumento da largura de banda de transmissão. Esse amplificador híbrido pode ser montado com o material já disponível no laboratório. Também queremos usar a técnica de OFDR para a medição de

ganho distribuído nos FOPA. A técnica, como implementada atualmente no laboratório, permite medir ganho com precisão para comprimentos de fibra menores que 100 m . É necessário então aprimorar essa técnica para que se possa medir ganhos distribuídos em comprimentos de fibra superiores a 500 m necessários para que uma amplificação apreciável ocorra. O fator principal é a utilização de lasers com largura de linha menores que permitem um maior comprimento de coerência, o que garante que o batimento resultante da interferência possa ser detectado em fibras maiores.

No caso das simulações numéricas para amplificadores a fibra dopada com túlio as próximas pesquisas a serem realizadas dizem respeito à melhoria do modelo. Precisamos medir as seções de choque envolvidas com precisão, determinar taxas de decaimento não radiativo e outros parâmetros do modelo. Também deve-se aprimorar o modelo com a inclusão de processos de emissão espontânea amplificada (ASE), alargamento não homogêneo, transições estimuladas entre outros níveis de energia (em particular transições na região azul do espectro), relaxação cruzada, entre outros. Experimento com fibra dopada com túlio monomodo em 800 nm devem ser realizados com a finalidade de garantir que o fator de recobrimento possa ser corretamente estimado.

O novo laser proposto com bombeamento em 1050 nm e emissão em $\sim 820\text{ nm}$ e $\sim 1470\text{ nm}$ deve ser estudado mais a fundo, com ênfase em um modelo quantitativo, baseado nas equações de taxa que confirme o comportamento do deslocamento da emissão de 1470 nm à 1508 nm , explicado qualitativamente nessa tese. Essas simulações teóricas permitirão obter teoricamente o melhor comprimento de fibra, dopagem para que se tenha menor limiar de operação, maiores eficiências de conversão e altas potências de saída. Com laser de alta potência disponível, podemos pensar na aplicação desses lasers como fonte única - bombeamento duplo e sinal - para amplificador de túlio. Ainda nessa linha, pretendemos otimizar um laser em 800 nm , bombeado em 1050 nm a fibra dopada com túlio que permita que parte do bombeamento em 1050 nm saia da cavidade. Com isso teríamos com um único bombeamento em 1050 nm um sistema para bombear TDFAs em $800 + 1050\text{ nm}$ de modo mais eficiente. O esquema proposto/ideal é mostrado na Fig. 5.1:

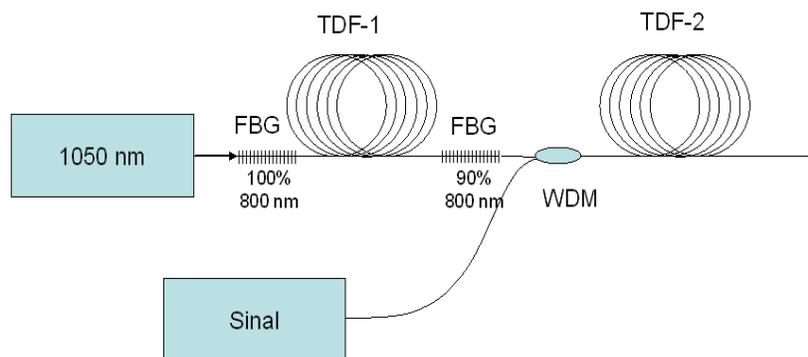


Figura 5.1: Esquema proposto para construção de um bombeamento duplo em 800+1050 nm a partir de um único laser em 1050 nm . Na figura temos a etapa de geração do laser em 800 nm , na fibra TDF-1 e a etapa de amplificação (TDF-2) via TDF-2.

Nesse esquema o laser de bombeamento de 1050 nm excita uma fibra dopada com túlio, TDF-1, colocada numa cavidade constituída por duas fibras de Bragg (FBG), a primeira reflete praticamente toda a luz em 800 nm e a segunda, parcialmente refletora, permite que parte da emissão laser em 800 nm saia da cavidade. Como explicado o laser em 800 nm e o laser em 1050 nm vão ambos bombear a TDF-2 que será o meio ativo de amplificação. Notamos também que já são disponíveis diodos com emissão em 1050 nm . O sistema todo poderia então ser bombeado por um único desses diodos o reduz significativamente os custos.

Também é de interesse futuro construir um laser com bombeamento duplo em 800 + 1050 nm com o objetivo de se ter eficiências maiores na emissão em ~ 1470 nm , analogamente ao que ocorre nos TDFAs com duplo bombeamento nesses comprimentos de onda. Lasers eficientes e de alta potência na região de 1470 nm são desejáveis para bombeamento de amplificadores Raman.

Trabalhos Submetidos

Artigos

- “CW Pumped Parallel Fiber Optical Parametric Amplifier”, Claudio Florida, A. S. L. Gomes, M. L. Sundheimer, J. B. Rosolem and M. R. X. de Barros, submetido para *Photon. Technol. Lett.*
- “Optimization of Spectrally Flat and Broadband Single-Pump Fiber Optic Parametric Amplifiers”, Claudio Florida, M. L. Sundheimer, L. de S. Menezes and A. S. L. Gomes, *Optics Communications*, vol. **223**, pp. 381-388, 2003

Conferências

- “High Gain, Broadband, Spectrally Flat Single-Pump Fiber Optic Parametric Amplifiers”, Claudio Florida, M. L. Sundheimer, L. de S. Menezes and A. S. L. Gomes, XX EFNNE, Recife - PE, Brasil, 2002
- “CW Pumped Parallel Fiber Optical Parametric Amplifier”, Claudio Florida, A. S. L. Gomes, M. L. Sundheimer, J. B. Rosolem and M. R. X. de Barros, submetido para ECOC, Rimini - Italia, 2003
- “Optimization of Spectrally Flat and Broadband Single-Pump Fiber Optic Parametric Amplifiers”, Claudio Florida, M. L. Sundheimer, L. de S. Menezes and A. S. L. Gomes, submetido para ECOC, Rimini - Italia, 2003

Patentes

“CW Pumped Parallel Fiber Optical Parametric Amplifier”, A. S. L. Gomes, Claudio Florida, M. L. Sundheimer, J. B. Rosolem and M. R. X. de Barros, submetido nos EUA (em processo)

APÊNDICE A

Equações do Processo Paramétrico

Para obter as equações dos campos ao longo da fibra, partimos da equação de onda que se obtém das equações de *Maxwell*:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{A.1})$$

Como estamos considerando processos de mistura de quatro ondas, supomos o campo total dado por:

$$\vec{\mathcal{E}} = \hat{x} \frac{1}{2} (E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + c.c.) \quad (\text{A.2})$$

com

$$E_j = (A_j(z) e^{i(\beta_j z - \omega_j t)}) \quad j = 1, 2, 3, 4 \quad (\text{A.3})$$

Observamos que deveríamos expandir o campo como $A_j(z) F_j(x, y) e^{i(\beta_j z - \omega_j t)}$ e separando variáveis, obter as equações para os modos F_j e as equações para os campos A_j , de modo análogo ao que foi feito no capítulo 1 (veja [1], capítulo 10) onde mostramos que a equação dos modos (parte transversal do campo elétrico) é completamente separada da equação de propagação longitudinal. Optamos então por simplificar a notação e supor a dependência espacial do campo somente na coordenada z . A única diferença ao se incluir os modos transversais explicitamente é o aparecimento da A_{eff} na expressão do coeficiente não linear γ que obteremos mais adiante.

Introduzimos agora uma notação que simplifica muitas das passagens a seguir. Escrevemos de fato o campo elétrico que oscila em uma determinada frequência ω_j como:

$$\vec{\mathcal{E}}(\omega_j) = \hat{x} \mathcal{E}(\omega_j) = \hat{x} \frac{1}{2} (E_j + E_j^*) \quad (\text{A.4})$$

E assumimos que a polarização não linear tem componente apenas na direção x :

$$\vec{\mathcal{P}}_{NL}(\omega_j) = \hat{x} \mathcal{P}_{NL}(\omega_j) = \hat{x} \frac{1}{2} (P_{NL}(\omega_j) + P_{NL}^*(\omega_j)) \quad (\text{A.5})$$

Usando que $\vec{\mathcal{P}}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{\mathcal{E}}$ e $\vec{\mathcal{P}}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}}$ na Eq. A.1, podemos simplificá-la para a forma:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (\text{A.6})$$

onde eliminamos os vetores uma vez que supomos $\vec{\mathcal{P}}_{NL} = \hat{x} \mathcal{P}_{NL}$, de modo que o $\chi^{(3)}$ das equações é na verdade $\chi_{xxxx}^{(3)}$ e usamos $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$. Também estamos supondo que $\chi^{(1)}$ e $\chi^{(3)}$ são reais (de modo que $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$ e $n_2 = 3\chi_{xxxx}^{(3)}/8n$, ver Eq. 1.28).

Vamos resolver a equação de onda unidimensional (Eq. A.6) para o campo que oscila na frequência ω_4 substituindo a expressão do campo dada pela Eq. A.4. Inicialmente observamos que o termo que contém a derivada segunda em z , pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} \mathcal{E}(\omega_4) &= \frac{1}{2} \left(e^{-i\omega_4 t} \frac{d^2}{dz^2} A_4(z) e^{i\beta_4 z} + c.c. \right) \\ &\approx \frac{1}{2} \left[e^{-i\omega_4 t} e^{i\beta_4 z} \left(2i\beta_4 \frac{dA_4}{dz} - \beta_4^2 A_4 \right) + c.c. \right] \end{aligned}$$

Onde usamos:

$$\frac{d^2}{dz^2} A_4(z) e^{i\beta_4 z} = e^{i\beta_4 z} \left(\frac{d^2 A_4}{dz^2} + 2i\beta_4 \frac{dA_4}{dz} - \beta_4^2 A_4 \right)$$

e assumimos que $\frac{d^2 A_4}{dz^2} \ll \beta_4 \frac{dA_4}{dz}$. Aproximação conhecida como *slow varying envelope*.

O segundo termo da Eq. A.6 escreve-se como:

$$-\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathcal{E}(\omega_4) = \frac{\beta_4^2}{2} (A_4(z) e^{i(\beta_4 z - \omega_4 t)} + c.c.)$$

onde usamos $\beta_4^2 = \frac{n^2 \omega_4^2}{c^2}$.

Resta-nos o termo não linear de “fonte”. Este é proporcional ao campo total ao cubo que origina um elevado número de termos. Destes termos queremos apenas aqueles que oscilam com frequência ω_4 (isto é que tem $e^{i\omega_4 t}$ - e seu c.c., $e^{-i\omega_4 t}$ - como fator oscilante) e aqueles que correspondem ao *processo paramétrico*. Temos então:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{NL}(\omega_4) &= \frac{\epsilon_0 \chi_{xxxx}^3}{8} (E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_1^* + E_2^* + E_3^* + E_4^*) \times \\ &\times (E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_1^* + E_2^* + E_3^* + E_4^*) \times \\ &\times (E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_1^* + E_2^* + E_3^* + E_4^*) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\epsilon_0 \chi_{xxxx}^3}{8} \underbrace{\left(E_4^* E_4 E_4 + E_4 E_4^* E_4 + E_4 E_4 E_4^* + \right.}_{\text{termos SPM}} \\
&\quad + E_1 E_1^* E_4 + E_1^* E_1 E_4 + E_1 E_4 E_1^* + E_1^* E_4 E_1 + E_4 E_1 E_1^* + E_4 E_1^* E_1 \\
&\quad + E_2 E_2^* E_4 + E_2^* E_2 E_4 + E_2 E_4 E_2^* + E_2^* E_4 E_2 + E_4 E_2 E_2^* + E_4 E_2^* E_2 \\
&\quad \left. + E_3 E_3^* E_4 + E_3^* E_3 E_4 + E_3 E_4 E_3^* + E_3^* E_4 E_3 + E_4 E_3 E_3^* + E_4 E_3^* E_3 + \right. \\
&\quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{termos XPM}} \\
&\quad \left. + E_1 E_2 E_3^* + E_1 E_3^* E_2 + E_3^* E_1 E_2 + E_2 E_1 E_3^* + E_2 E_3^* E_1 + E_3^* E_2 E_1 + c.c. \right) \\
&\quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{termos paramétricos}} \\
&= \frac{3\epsilon_0 \chi_{xxxx}^3}{8} (|E_4|^2 E_4 + 2|E_1|^2 E_4 + 2|E_2|^2 E_4 + 2|E_3|^2 E_4 + 2E_1 E_2 E_3^* + c.c.) \quad (\text{A.7}) \\
&= \frac{3\epsilon_0 \chi_{xxxx}^3}{8} \left[(|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)) A_4 e^{i(\beta_4 z - \omega_4 t)} + 2A_1 A_2 A_3^* e^{i(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)z} e^{i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t} + c.c. \right]
\end{aligned}$$

A equação de onda unidimensional (Eq. A.6) fica então:

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2} \left[e^{i(\beta_4 z - \omega_4 t)} \left(2i\beta_4 \frac{dA_4}{dz} - \beta_4^2 A_4 \right) + c.c. \right] + \frac{\beta_4^2}{2} (A_4(z) e^{i(\beta_4 z - \omega_4 t)} + c.c.) \\
&= \frac{-3\omega_4^2 \chi^{(3)}}{8c^2} \left[(|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)) A_4 e^{i(\beta_4 z - \omega_4 t)} \right. \\
&\quad \left. + 2A_1 A_2 A_3^* e^{i(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)z} e^{i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t} + c.c. \right]
\end{aligned}$$

multiplicando por $2e^{-i(\beta_4 z - \omega_4 t)}$ e igualando apenas os termos explícitos (uma vez que os c.c. darão a mesma coisa), temos:

$$\begin{aligned}
&2i\beta_4 \frac{dA_4}{dz} - \beta_4^2 A_4 + \beta_4^2 A_4(z) = \\
&\frac{-3\omega_4^2 \chi^{(3)}}{4c^2} \left[(|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)) A_4 \right. \\
&\quad \left. + 2A_1 A_2 A_3^* e^{i(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4)z} e^{i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t} \right]
\end{aligned}$$

chamando $\Delta\beta = \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2$ e observando que $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$, temos:

$$\frac{dA_4}{dz} = i \frac{3\omega_4^2 \chi^{(3)}}{8\beta_4 c^2} \left[(|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)) A_4 + 2A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z} \right]$$

Finalmente, obtemos a equação procurada (Eq. A.8) se definimos $\gamma = \frac{3\omega_4^2 \chi^{(3)}}{8\beta_4 c^2} = n_2 \omega_4 / c$, onde usamos a Eq. 1.28 do capítulo 1:

$$\frac{dA_4}{dz} = i\gamma \left[(|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)) A_4 + 2A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z} \right] \quad (\text{A.8})$$

Neste ponto notamos que se tivéssemos incluído os modos transversais dos campos F_j , teríamos a expressão de γ dada por $\gamma = n_2 \omega_4 / A_{eff} c$. Em outras palavras, a derivação desprezando os modos transversais equivale a considerar $A_{eff} = 1$.

O termo de atenuação também não foi incluído. Este termo vem da equação de onda, se considerarmos $\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ e pode ser facilmente incluído.

A equação obtida corresponde à equação para os campos na frequência ω_4 , para as demais frequências, as passagens são similares. De fato, o mesmo procedimento para as outras frequências, nos dá o sistema de equações (2.1) do capítulo 2

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_1}{dz} = i\gamma [|A_1|^2 + 2(|A_2|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2)] A_1 + 2i\gamma A_2^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_2}{dz} = i\gamma [|A_2|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_3|^2 + |A_4|^2)] A_2 + 2i\gamma A_1^* A_3 A_4 e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_3}{dz} = i\gamma [|A_3|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_4|^2)] A_3 + 2i\gamma A_1 A_2 A_4^* e^{-i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_4}{dz} = i\gamma [|A_4|^2 + 2(|A_1|^2 + |A_2|^2 + |A_3|^2)] A_4 + 2i\gamma A_1 A_2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z} \end{array} \right.$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1]G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. San Diego, Calif.: Academic Press, 2nd. ed., 1995.

APÊNDICE B

Equações do Processo Paramétrico: Caso Degenerado

O sistema de equações (2.2) do capítulo 2 pode ser obtido do sistema de equações (2.1) fazendo $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$. Entretanto, não basta considerar $A_1 = A_2 = A_p$, $A_3 = A_i$ e $A_4 = A_s$. De fato, nas expressões dadas pelas Eqs. 2.1, quando $\omega_1 = \omega_2 = \omega_p$, novos termos de mistura de quatro ondas que não entravam no processo tornam-se importantes pois degeneram com termos anteriores. Isso pode ser visto considerando as polarizações não lineares $P(\omega_1)$ e $P(\omega_3)$. Note que suprimimos os subscritos NL para aliviar a notação. As polarizações $P(\omega_2)$ e $P(\omega_4)$ derivam trivialmente de $P(\omega_1)$ e $P(\omega_3)$, fazendo-se a substituição $\omega_1 \rightarrow \omega_2$ e $\omega_3 \rightarrow \omega_4$. Consideremos inicialmente os termos extras da polarização $P(\omega_3)$. Sem a inclusão dos termos extras a polarização $P(\omega_3)$ é dada por:

$$P(\omega_3) = 2|E_1|^2 E_3 + 2|E_2|^2 E_3 + |E_3|^2 E_3 + 2|E_4|^2 E_3 + 2E_1 E_2 E_4^* \quad (\text{B.1})$$

onde suprimimos, por simplicidade, o coeficiente $3\epsilon_0 \chi_{xxxx}^3/8$ (ver Eq. A.7).

Os novos termos vem da conservação da energia $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ convenientemente escrita sob a forma:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_4 \quad (\text{B.2})$$

Quando $\omega_1 \rightarrow \omega_2$ temos dois novos termos. O primeiro é $E_1^2 E_4^*$ que vem da Eq. B.2 escrita como $\omega_3 = \omega_1 + \omega_1 - \omega_4$ e o segundo $E_2^2 E_4^*$ quando a Eq. B.2 é escrita como $\omega_3 = \omega_2 + \omega_2 - \omega_4$

Além destes termos podemos obter outros dois. O modo mais claro de se obter estes novos termos é partir de $\omega_3 = \omega_3$ somar e subtrair ω_1 o que resulta em $\omega_3 = \omega_3 + \omega_1 - \omega_1$ como $\omega_1 = \omega_2$, temos então

$$\begin{aligned} \omega_3 = \omega_3 + \omega_1 - \omega_2 &\rightarrow 2 E_3 E_1 E_2^* \\ \omega_3 = \omega_3 + \omega_2 - \omega_1 &\rightarrow 2 E_3 E_2 E_1^* \end{aligned}$$

onde o fator 2 aparece pois existem dois termos desta forma (p.ex. permutando-se E_3 e E_1 na primeira das equações anteriores).

Deste modo a polarização com frequência ω_3 passa a ser

$$P(\omega_3) = 2|E_1|^2 E_3 + 2|E_2|^2 E_3 + |E_3|^2 E_3 + 2|E_4|^2 E_3 + 2E_1 E_2 E_4^* + \\ + E_1^2 E_4^* + E_1^2 E_4^* + 2E_3 E_1 E_2^* + 2E_3 E_1 E_2^*$$

Podemos agora fazer $\omega_1 \rightarrow \omega_2$ pois os termos corretos estão incluídos. Precisamos considerar agora $E_p = E_1 + E_2$. Temos que:

$$|E_p|^2 = (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) = |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_2 E_1^* + E_1 E_2^* \quad (\text{B.3})$$

e também que:

$$E_p^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \quad (\text{B.4})$$

Escrevemos então:

$$P(\omega_3) = (|E_3|^2 E_3 + 2|E_4|^2) + \\ + 2E_3(|E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* + E_2 E_1^*) + \\ + E_4^*(2E_1 E_2 + E_1^2 + E_2^2) = \\ = (|E_3|^2 E_3 + 2|E_4|^2) + 2|E_p|^2 E_3 + E_4^* E_p^2$$

$$P(\omega_3) = (|E_3|^2 E_3 + 2|E_4|^2 + 2|E_p|^2 E_3 + E_4^* E_p^2) \quad (\text{B.5})$$

basta trocar $3 \rightarrow 4$ e obtemos a polarização $P(\omega_4)$.

Para obter os termos extras do outro par de polarizações, a saber, $P(\omega_1)$ e $P(\omega_2)$ consideramos novamente a conservação de energia no processo paramétrico em questão. Novamente, para exemplificar, consideraremos apenas a polarização $P(\omega_1)$. Aqui é mais complicado, pois ω_1 é justamente a frequência de bombeamento. Teremos:

$$P(\omega_1) = |E_1|^2 E_1 + 2|E_2|^2 E_1 + 2|E_3|^2 E_1 + 2|E_4|^2 E_1 + 2E_3 E_4 E_2^* \quad (\text{B.6})$$

Os termos novos vem de $\omega_1 = \omega_3 + \omega_4 - \omega_2$. Quando $\omega_1 \rightarrow \omega_2 = \omega_p$, podemos escrever:

$$\omega_1 = \omega_3 + \omega_4 - \omega_1 \rightarrow 2E_3 E_4 E_1^*$$

Além destes termos, devemos incluir os termos que vem de $\omega_1 = \omega_1$ somando-se e

subtraindo-se ω_j , com $j \neq 1$, usando, quando convém, $\omega_1 = \omega_2$:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_1 - \omega_1 + \omega_2 \rightarrow 2|E_1|^2 E_2 \\ \omega_1 &= \omega_2 - \omega_2 + \omega_2 \rightarrow |E_2|^2 E_2 \\ \omega_1 &= \omega_3 - \omega_3 + \omega_2 \rightarrow 2|E_3|^2 E_2 \\ \omega_1 &= \omega_4 - \omega_4 + \omega_2 \rightarrow 2|E_4|^2 E_2\end{aligned}$$

e ainda os termos:

$$\begin{aligned}\omega_1 &= \omega_1 + \omega_1 - \omega_2 \rightarrow E_1^2 E_2^* \\ \omega_1 &= \omega_2 + \omega_2 - \omega_1 \rightarrow E_2^2 E_1^*\end{aligned}$$

notamos que os termos extras incluídos correspondem à $P(\omega_2) + E_1^2 E_2^* + E_2^2 E_1^*$.

Todos os termos extras incluídos resultam na polarização não linear dada por:

$$\begin{aligned}P(\omega_1) &= |E_1|^2 E_1 + 2|E_2|^2 E_1 + 2|E_3|^2 E_1 + 2|E_4|^2 E_1 + 2E_3 E_4 E_2^* + \\ &+ 2|E_1|^2 E_2 + |E_2|^2 E_2 + 2|E_3|^2 E_2 + 2|E_4|^2 E_2 + 2E_3 E_4 E_1^* + \\ &+ E_1^2 E_2^* + E_2^2 E_1^*\end{aligned}$$

que podemos reescrever como:

$$\begin{aligned}P(\omega_1) &= (E_1 + E_2)(|E_1|^2 + |E_2|^2) + E_1|E_2|^2 + E_2|E_1|^2 + E_1^2 E_2^* + E_2^2 E_1^* \\ &+ (E_1 + E_2)(2|E_3|^2 + 2|E_4|^2) + 2E_3 E_4(E_1^* + E_2^*)\end{aligned}$$

usando que $E_p = E_1 + E_2$, temos:

$$P(\omega_1) = E_p(|E_1|^2 + |E_2|^2) + E_p(E_1 E_2^* + E_2 E_1^*) + E_p(2|E_3|^2 + 2|E_4|^2) + 2E_3 E_4 E_p^*$$

$$P(\omega_1) = E_p(|E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* + E_2 E_1^*) + E_p(2|E_3|^2 + 2|E_4|^2) + 2E_3 E_4 E_p^*$$

que usando a Eq. B.3 fica:

$$P(\omega_1) = (|E_p|^2 + 2|E_3|^2 + 2|E_4|^2)E_p + 2E_3 E_4 E_p^*$$

identificando E_3 com E_s e E_4 com E_i e usando a Eq. A.3, ficamos com as equações diferenciais (Eqs. 2.2) do capítulo 2 [1, 2]:

$$\begin{cases} \frac{dA_p}{dz} = i\gamma [|A_p|^2 + 2(|A_i|^2 + |A_s|^2)] A_p + 2i\gamma A_p^* A_i A_s e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_i}{dz} = i\gamma [|A_i|^2 + 2(|A_p|^2 + |A_s|^2)] A_i + i\gamma A_p^2 A_s^* e^{-i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_s}{dz} = i\gamma [|A_s|^2 + 2(|A_p|^2 + |A_i|^2)] A_s + i\gamma A_p^2 A_i^* e^{-i\Delta\beta z} \end{cases}$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1]K. Inoue e T. Mukai, “Signal wavelength dependence of gain saturation in fiber optical parametric amplifier,” *Opt. Lett.*, vol. **26**, pp. 10–12, 2001.
- [2]G. Cappellini e S. Trillo, “Third-order three-wave mixing in single-mode fibers: exact solutions and spatial instability effects,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. **8**, pp. 824–838, 1991.

APÊNDICE C

Equações do Processo Paramétrico em Termos das Potências

Reescrevemos Eqs. 2.2 em termos das potências dos campos P_p , P_s e P_i notando que $A_j = |A_j|e^{i\phi_j} = (P_j)^{1/2}e^{i\phi_j}$, onde $j = p, s$ ou i . Inicialmente consideramos apenas a primeira das equações (2.2):

$$\frac{dA_p}{dz} = i\gamma \left[|A_p|^2 + 2(|A_i|^2 + |A_s|^2) \right] A_p + 2i\gamma A_p^* A_i A_s e^{i\Delta\beta z} \quad (\text{C.1})$$

Notamos que:

$$\frac{d(A_p A_p^*)}{dz} = A_p \frac{dA_p^*}{dz} + A_p^* \frac{dA_p}{dz} \quad (\text{C.2})$$

Então tomando a Eq. C.1 multiplicada por A_p^* e a Eq. C.1 complexo-conjugada multiplicada por A_p , obtemos os dois termos da Eq. C.2. Ao realizar esta soma ficamos com:

$$\frac{dP_p}{dz} = 2i\gamma \left[A_p^* A_p^* A_s A_i e^{i\Delta\beta z} - A_p A_p A_s^* A_i^* e^{-i\Delta\beta z} \right] \quad (\text{C.3})$$

usando $A_j = |A_j|e^{i\phi_j} = (P_j)^{1/2}e^{i\phi_j}$, onde $j = p, s$ ou i , temos

$$\frac{dP_p}{dz} = 2i\gamma \left[P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} e^{i(-2\phi_p + \phi_s + \phi_i + \Delta\beta z)} - P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} e^{i(2\phi_p - \phi_s - \phi_i - \Delta\beta z)} \right] \quad (\text{C.4})$$

chamando $\theta = \Delta\beta z + \phi_s + \phi_i - 2\phi_p$, temos:

$$\frac{dP_p}{dz} = 2i\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} [e^{i\theta} - e^{-i\theta}] \quad (\text{C.5})$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -4\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} \sin \theta \quad (\text{C.6})$$

Consideramos agora a terceira das equações (2.2):

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma \left[|A_s|^2 + 2(|A_p|^2 + |A_i|^2) \right] A_s + 2i\gamma A_p^2 A_i^* e^{-i\Delta\beta z} \quad (\text{C.7})$$

De modo análogo teremos:

$$\frac{d(A_s A_s^*)}{dz} = A_s \frac{dA_s^*}{dz} + A_s^* \frac{dA_s}{dz} = 2\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} \sin \theta \quad (\text{C.8})$$

onde usamos novamente a definição $\theta = \Delta\beta z + \phi_s + \phi_i - 2\phi_p$ e $A_j = |A_j|e^{i\phi_j} = (P_j)^{1/2}e^{i\phi_j}$, onde $j = p, s$ ou i . Notamos que a equação para o idler obtém-se mudando $s \rightarrow i$.

Observamos agora que havíamos partido de 4 equações diferenciais e obtivemos apenas três. A equação diferencial que falta é a que governa as fases relativas dos campos ao longo da fibra, vindo naturalmente da definição $\theta = \Delta\beta z + \phi_s + \phi_i - 2\phi_p$. De fato derivando-se esta expressão, temos:

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta - 2\frac{d\phi_p}{dz} + \frac{d\phi_s}{dz} + \frac{d\phi_i}{dz} \quad (\text{C.9})$$

Precisamos obter explicitamente as derivadas $\frac{d\phi_j}{dz}$ com $j = p, s$ ou i . Ilustramos o procedimento para obter $\frac{d\phi_s}{dz}$. Para tanto partimos por conveniência de $A_s^2 = P_s e^{i2\phi_s}$. Derivando em relação a z a expressão de A_s^2 e de A_s^{*2} , temos:

$$\frac{d(A_s A_s)}{dz} = 2A_s \frac{dA_s}{dz} = e^{i2\phi_s} \frac{dP_s}{dz} + i2\frac{d\phi_s}{dz} e^{i2\phi_s} P_s \quad (\text{C.10})$$

$$\frac{d(A_s^* A_s^*)}{dz} = 2A_s^* \frac{dA_s^*}{dz} = e^{-i2\phi_s} \frac{dP_s}{dz} - i2\frac{d\phi_s}{dz} e^{-i2\phi_s} P_s \quad (\text{C.11})$$

usando $A_s = P_s^{1/2} e^{i\phi_s}$, $A_s^* = P_s^{1/2} e^{-i\phi_s}$ e subtraindo a Eq. C.10 da Eq. C.11, obtemos:

$$2P_s^{1/2} \left(\frac{dA_s}{dz} - \frac{dA_s^*}{dz} \right) = 2i \sin \phi_s \frac{dP_s}{dz} + 4i \frac{d\phi_s}{dz} P_s \cos \phi_s \quad (\text{C.12})$$

agora isolamos $\frac{d\phi_s}{dz}$ da expressão acima e ficamos com:

$$\frac{d\phi_s}{dz} = -\frac{iP^{-1/2}}{2 \cos \phi_s} \left(\frac{dA_s}{dz} - \frac{dA_s^*}{dz} \right) - \frac{1}{2P_s} \frac{dP_s}{dz} \tan \phi_s \quad (\text{C.13})$$

Agora substituímos as expressões $\left(\frac{dA_s}{dz} - \frac{dA_s^*}{dz} \right)$ e $\frac{dP_s}{dz}$ na Eq. C.13. A segunda destas derivadas é dada pela Eq. C.2, enquanto que a primeira podemos obter diretamente da Eq. C.7 e sua complexo-conjugada:

$$\left(\frac{dA_s}{dz} - \frac{dA_s^*}{dz} \right) = +2i\gamma[2P_p + P_s + 2P_i]P_s^{1/2} \cos \phi_s + 2i\gamma P_i^{1/2} \cos(\phi_s - \theta) \quad (\text{C.14})$$

Ao realizar esta substituição e após alguma álgebra, ficamos com

$$\frac{d\phi_s}{dz} = \gamma[2P_p + P_s + 2P_i] + \gamma \frac{P_p P_i^{1/2}}{P_s^{1/2}} \cos \theta \quad (\text{C.15})$$

lembrando que a variação do idler pode se obter da Eq. C.15 mediante a substituição $s \rightarrow i$. Resta a expressão para $\frac{d\phi_p}{dz}$ que se obtém de modo completamente análogo.

Tendo as expressões de $\frac{d\phi_p}{dz}$, $\frac{d\phi_s}{dz}$ e $\frac{d\phi_i}{dz}$, substituímos na Eq. C.9 e obteremos, finalmente:

$$\frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta + \left[2P_p - P_s - P_i + \left(\frac{P_p P_s^{1/2}}{P_i^{1/2}} + \frac{P_p P_i^{1/2}}{P_s^{1/2}} - 4P_s^{1/2} P_i^{1/2} \right) \cos \theta \right] \quad (\text{C.16})$$

As equações para as potências do campo ficam então:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP_p}{dz} = -4\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} \sin \theta \\ \frac{dP_i}{dz} = 2\gamma P_p P_i^{1/2} P_s^{1/2} \sin \theta \\ \frac{dP_s}{dz} = 2\gamma P_p P_s^{1/2} P_i^{1/2} \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dz} = \Delta\beta + \left[2P_p - P_s - P_i + \left(\frac{P_p P_s^{1/2}}{P_i^{1/2}} + \frac{P_p P_i^{1/2}}{P_s^{1/2}} - 4P_s^{1/2} P_i^{1/2} \right) \cos \theta \right] \end{array} \right.$$

que são as Eqs. 2.3 do capítulo 2.