



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE TELEMÁTICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

CONTRIBUIÇÕES AO ESTUDO DE EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS  
ÓPTICAS MONOMODO UTILIZANDO TÉCNICAS NUMÉRICAS

**Iguatemi Eduardo da Fonseca**

**ORIENTADOR: *PROF. DR. EDSON MOSCHIM***

**BANCA EXAMINADORA:**

PROF. DR. AKEBO YAMAKAMI (FEEC/UNICAMP)

PROF. DR. HÉLIO WALDMAN (FEEC/UNICAMP)

PROF. DR. PETER JURGEN TATSCH (FEEC/UNICAMP)

PROF. DR. JOSÉ EWERTON POMBO DE FARIAS (UFPB/CAMPINA GRANDE)

DISSERTAÇÃO APRESENTADA À FACULDADE DE ENGENHARIA  
ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE  
CAMPINAS COMO REQUISITO PARCIAL À OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

CAMPINAS, SÃO PAULO, BRASIL  
AGOSTO/2001

## RESUMO

FONSÊCA, I. E., “*Contribuições ao Estudo de Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas Monomodo Utilizando Técnicas Numéricas*”, Campinas, São Paulo, Brasil, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2001, Dissertação de Mestrado.

Este trabalho objetiva o estudo de alguns efeitos não-lineares em fibras ópticas monomodo visando comparação entre eles e possíveis aplicações. A análise é feita a partir de simulações numéricas utilizando o Simulador de Sistemas Fotônicos PcSimFo, desenvolvido pelo Laboratório de Tecnologias Fotônicas da FEEC/UNICAMP. O método numérico de Split-Step Fourier foi utilizado para resolver a Equação Não-Linear de Schrödinger, a qual descreve a propagação dos pulsos ópticos por uma fibra óptica monomodo. Os efeitos não-lineares estudados foram a Instabilidade Modulacional (MI) e a Mistura de Quatro Ondas (FWM). Dentre os resultados numéricos obtidos está a explicação do relacionamento entre a MI e a FWM em fibras ópticas monomodo de dispersão deslocada, como também proposta de um método para a inibição da MI através do gerenciamento de dispersão cromática da fibra óptica. Além disso, um método para se fazer amplificação óptica é apresentado. Comparando com os amplificadores a fibra dopada com érbio, este método apresenta a grande vantagem de não inserir ruído no sistema óptico. Os resultados obtidos podem apresentar relevância em aplicações como amplificação óptica e conversão de comprimento de onda.

**Palavras-Chave:** Efeitos Não-Lineares, Fibras Ópticas Monomodo, Redes Fotônicas, Sistemas WDM, Simulação Sistemática.

### **Publicações:**

M.L.F. Abbade, I.E. Fonseca e E. Moschim, “Influence of FWM Dynamics on Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers”, IMOC 2001.

I.E. Fonseca, M.L.F. Abbade, E. Moschim, “Instabilidade Modulacional em Fibras de Dispersão Deslocada: Influência da Dinâmica da FWM e da Compensação de Dispersão”, SBT 2001.

E. Moschim, M.L.F. Abbade, and I.E. Fonseca, “Competition Between FWM Dynamics and Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, N° 1, pp 36-38, January 2002.

## ABSTRACT

FONSÊCA, I. E., “*Contribuições ao Estudo de Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas Monomodo Utilizando Técnicas Numéricas*”, Campinas, São Paulo, Brasil, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2001, Dissertação de Mestrado.

This thesis aims at the study of some nonlinear effects in Monomode Optics Fibers seeking, comparison between them and possible applications. The analysis is made starting from numeric simulations using the PcSimFo Simulator of Photonics Systems, developed by the Laboratory of PhotonicTechnologys of the FEEC/UNICAMP. The Split-Step Fourier numeric method was used to solve the Non Linear Schrödinger Equation, which describes the propagation of the optical pulses in a Monomode Optical Fiber. The nonlinear effects Instabilidade Modulacional (*MI*) and Four Wave Mixing (*FWM*) were studied. Among the obtained numerical results, one finds the explanation of the relationship among *MI* and *FWM* in a Dispersion Shifted Fiber, as well as a proposal of a method for the inhibition of *MI* through the of chromatic dispersion management. Besides, a method to do optical amplification is presented. Comparing with Erbium Doped Fiber Amplifiers, this method presents the great advantage of not inserting noise in the optical system. The obtained results are relevant to applications such as optical amplification and wavelength conversion.

**Keywords:** Nonlinear Effects, Monomode Optics Fibers, Photonics Networks, WDM Systems, Systemic Simulation.

### Papers:

M.L.F. Abbade, I.E. Fonseca e E. Moschim, “Influence of FWM Dynamics on Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers”, IMOC 2001.

I.E. Fonseca, M.L.F. Abbade, E. Moschim, “Instabilidade Modulacional em Fibras de Dispersão Deslocada: Influência da Dinâmica da *FWM* e da Compensação de Dispersão”, SBT 2001.

E. Moschim, M.L.F. Abbade, and I.E. Fonseca, “Competition Between FWM Dynamics and Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers”, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, N° 1, pp 36-38, January 2002.

## Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Edson Mosquim por ter me acolhido no seu grupo de trabalho, contribuindo para edificar meu capacitamento profissional;

Ao amigo e companheiro Marcelo Abbade pelo apoio e ajuda neste projeto de pesquisa;

Aos pesquisadores Paradise e Sandro Rossi, ambos do CPQD, pelas informações imprescindíveis à elucidação das simulações;

Ao amigo Marinaldo Felipe que intermediou, juntamente com minha irmã, a minha vinda para à Unicamp;

Aos amigos Fabiano, José Carlos, José Patrocínio, Marcos, Maurício, Moisés e Vladimir pelos inesquecíveis e alegres momentos de descontração;

Aos colegas e funcionários do Departamento de Telemática/FEEC, onde, cada um, da sua forma contribuíram para a minha formação acadêmica;

À CAPES pelo apoio financeiro ;

Por fim, mas não menos importante, à UNICAMP, por ter-me aceito como parte do seu corpo discente.

## **A Deus**

Obrigado, senhor, pela luz que nos tem iluminado, pelo tanto que nos tem abrigado, pelas estrelas, pelo silêncio, pela graça e pela vida.

À minha mãe Francisca Leonice,  
Ao meu pai Adauto Daniel,  
Aos meus irmãos Alan Kardec, Daniel  
Antônio,

E principalmente à minha irmã Maria  
Gardênia que sempre prezou pelo meu futuro e  
intermediou minha vinda à UNICAMP;

À Paula Rubya, pelo carinho, apoio,  
compreensão nos momentos difíceis.

# CONTEÚDO

---

<b>RESUMO</b>	<b>i</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>ii</b>
<b>AGRADECIMENTOS</b>	<b>iii</b>
<b>CONTEÚDO</b>	<b>vi</b>
<b>ÍNDICE DE FIGURAS</b>	<b>vii</b>
<b>LISTA DE ACRÔNIMOS</b>	<b>ix</b>
<b>1. INTRODUÇÃO</b>	<b>01</b>
1.1 Introdução Histórica e Evolução Sistêmica	01
1.2 Proposta da Pesquisa	05
<b>CAPÍTULO 2 - Propagação de Pulsos por Fibras Ópticas Monomodo</b>	<b>09</b>
2.1 Equação Não-Linear de Schrödinger	09
2.2 Efeitos Não-Lineares	11
2.2.1 Propagação de um Único Canal	12
2.2.2 Propagação de Múltiplos Canais (Sistemas <i>WDM</i> )	19
<b>CAPÍTULO 3 - Estudo Numérico Sobre a Instabilidade Modulacional e a FWM</b>	<b>31</b>
3.1 Influência da Dinâmica da FWM sobre a MI	31
3.2 Compensando a MI através do Gerenciamento de Dispersão	35
3.2.1 Gerenciamento de Dispersão em Fibras Monomodo	36
3.2.2 O método proposto	39
3.3 Comentários Finais	43
<b>CAPÍTULO 4 - Amplificação Óptica Utilizando a Instabilidade Modulacional</b>	<b>46</b>
4.1 Princípios do método proposto para a amplificação	47
4.1.1 Ganho e Largura de Banda	48
4.2 Amplificação utilizando uma Fibra Monomodo de Dispersão Deslocada	52
4.3 Amplificação utilizando uma Fibra Monomodo de Dispersão Deslocada Altamente Não-Linear	57
4.4 Proposta de um dispositivo	63
4.5 Comentários Finais	65
<b>5. CONCLUSÃO</b>	<b>67</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>70</b>
<b>ANEXO 1 – PUBLICAÇÃO SBT 2001</b>	<b>73</b>
<b>ANEXO 2 – PUBLICAÇÃO IMOC 2001</b>	<b>79</b>
<b>ANEXO 3 – PUBLICAÇÃO PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS</b>	<b>84</b>

# ÍNDICE DE FIGURAS

---

<b>FIGURA 2.1</b>	Simulações para a propagação de pulsos gaussianos, sob regime de dispersão de primeira ordem	<b>15</b>
<b>FIGURA 2.2</b>	Simulações para a propagação de pulsos gaussianos, sob regimes de dispersão de primeira e segunda ordens	<b>16</b>
<b>FIGURA 3.1</b>	Potência dos canais principais e Anti-Stokes em função do espaçamento entre os canais, em $z = 100$ km	<b>33</b>
<b>FIGURA 3.2</b>	Evolução Espectral dos canais	<b>34</b>
<b>FIGURA 3.3</b>	Dependência da potência média dos canais com a distância	<b>34</b>
<b>FIGURA 3.4</b>	Ganho Espectral para a MI induzida pela XPM	<b>35</b>
<b>FIGURA 3.5</b>	Deslocamento do $D_{MI}$ para diferentes relações de potência entre os canais principal e de perturbação	<b>35</b>
<b>FIGURA 3.6</b>	Potência dos canais Principal e Anti-Stokes (gerado) em função do espaçamento entre os canais com compensação em $z = 10$ km e 100 km	<b>41</b>
<b>FIGURA 3.7</b>	Potência dos canais Principal e Anti-Stokes (gerado) em função do espaçamento entre os canais com compensação em $z = 10$ km	<b>42</b>
<b>FIGURA 3.8</b>	Potência dos canais principais e Anti-Stokes em função do espaçamento entre os canais, em $z = 100$ km com uma taxa de 10 Gbps	<b>43</b>
<b>FIGURA 3.9</b>	Potência dos canais Principal e Anti-Stokes (gerado) em função do espaçamento entre os canais com compensação em $z = 10$ km para taxa de 10 Gbps	<b>43</b>
<b>FIGURA 4.1</b>	Configuração para a amplificação de dois canais	<b>48</b>
<b>FIGURA 4.2</b>	Configuração para a amplificação de vários canais	<b>48</b>
<b>FIGURA 4.3</b>	Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo	<b>53</b>
<b>FIGURA 4.4</b>	Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra DSF	<b>53</b>
<b>FIGURA 4.5</b>	Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão normal	<b>54</b>



<b>FIGURA 4.6</b>	Potência dos canais de informação ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo	<b>54</b>
<b>FIGURA 4.7</b>	Ganho sofrido pelos canais devido a MI em uma fibra DSF	<b>54</b>
<b>FIGURA 4.8</b>	Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão normal	<b>55</b>
<b>FIGURA 4.9</b>	Curva ganho máximo em função da potência do canal de bombeio para a fibra DSF	<b>55</b>
<b>FIGURA 4.10</b>	Potência dos quatro canais de informação ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo	<b>56</b>
<b>FIGURA 4.11</b>	Ganho dos quatro canais de informação ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo	<b>56</b>
<b>FIGURA 4.12</b>	Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra HNL-DSF no regime de dispersão anômalo	<b>58</b>
<b>FIGURA 4.13</b>	Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra HNL-DSF para $P_B = 14$ dBm	<b>58</b>
<b>FIGURA 4.14</b>	Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra HNL-DSF no regime de dispersão anômalo com $P_B = 17$ dBm	<b>59</b>
<b>FIGURA 4.15</b>	Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra HNL-DSF para $P_B = 17$ dBm	<b>59</b>
<b>FIGURA 4.16</b>	Ganho sofrido pelos canais devido a MI em uma fibra HNL-DSF para $P_B = 9$ dBm	<b>60</b>
<b>FIGURA 4.17</b>	Curva ganho máximo em função da potência do canal de bombeio para a fibra HNL-DSF	<b>61</b>
<b>FIGURA 4.18</b>	Curva ganho máximo em função da potência do canal de bombeio. Comparação entre as fibras HNL-DSF e DSF	<b>61</b>
<b>FIGURA 4.19</b>	Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra HNL-DSF para $P_B = 8,5$ e $17$ mW	<b>62</b>
<b>FIGURA 4.20</b>	Ganho sofrido pelos canais devido a MI em uma fibra HNL-DSF para $P_B = 17$ mW	<b>62</b>
<b>FIGURA 4.21</b>	Potência dos canais de informação ao longo do enlace em uma fibra HNL-DSF no regime de dispersão normal	<b>63</b>
<b>FIGURA 4.22</b>	Dispositivo proposto para realização da amplificação de dois canais	<b>64</b>
<b>FIGURA 4.23</b>	Ganho em função da potência de bombeio (simulação do desempenho do dispositivo)	<b>65</b>

## **LISTA DE ACRÔNIMOS**

---

**AON- Rede Totalmente Óptica**

**Crosstalk-** Interferência de um canal sobre o outro

**DCF-** Fibra de Compensação de **D**ispersão

**DSF-** Fibras de **D**ispersão **D**eslocada

**EDFA's-** Amplificadores Ópticos de **F**ibra **D**opada a **E**rbio

**FWM-** Mistura de **Q**uatro **O**ndas

**HNL-DSF-** Fibra **A**ltamente **N**ão-**L**inear de **D**ispersão **D**eslocada

**MI-** Instabilidade **M**odulacional

**NLSE-** Equação **N**ão-**L**inear de **S**chrödinger

**NRZ-** Não **R**etorna para **Z**ero

**NZFD-** Fibras de **D**ispersão **N**ão-**N**ula

**PC-SimFO-** **S**imulador de **S**istema **F**otônico para **C**omputadores **P**essoais

**SOA-** Amplificadores Ópticos de **S**emicondutores

**SPM-** Auto-**M**odulação de **F**ase

**STDF-** Fibras **P**adrão

**TDM-** **M**ultiplexação no **D**omínio do **T**empo

**WDM-** **M**ultiplexação por **D**ivisão em **C**omprimento de **O**nda

**XPM-** **M**odulação de **F**ase **C**ruzada

# 1. Introdução

---

Nesse capítulo apresentamos uma introdução sobre alguns aspectos dos sistemas de comunicação óptica e sobre as limitações físicas impostas aos sinais que trafegam por esses sistemas, necessários para a compreensão de nosso trabalho.

A seguir, expomos os objetivos de nossa pesquisa e introduzimos os principais resultados obtidos nessa dissertação.

## 1.1 INTRODUÇÃO HISTÓRICA E EVOLUÇÃO SISTÊMICA

Apesar do princípio de reflexão interna total, responsável pelo guiamento da luz em fibras ópticas, ser conhecido desde o século XIX e das primeiras fibras serem produzidas desde a década de 1920, a área de fibras ópticas experimentou seus primeiros grandes avanços a partir dos anos 1950, quando se começou a utilizar uma camada como capa envolvendo o, agora chamado, núcleo das fibras.

Ao final dos anos 1960, as perdas proporcionadas por esse meio ainda eram relativamente altas, atingindo a casa dos 1000  $dB/km$ , e sendo comparáveis às perdas de outros materiais, como as do cabo coaxial e do par trançado, amplamente utilizados em redes de telecomunicações. No entanto, a partir dos anos 1970 o avanço no processo de fabricação das fibras reduziu sua atenuação para cerca de 20  $dB/km$  e, por volta de 1979, atingiu um valor de cerca de 0,25  $dB/km$ , para a janela de 1,55  $\mu m$ , muito próximo ao limite mínimo teórico imposto pelo espalhamento Rayleigh.

Essa baixíssima atenuação, estendendo-se por uma largura de banda de cerca de 25  $THz$ , é sem igual em outros materiais e fez com que as restrições impostas aos sistemas de transmissão por fibras ópticas tornassem-se determinadas por outros fenômenos, como dispersão e efeitos não-lineares.

As primeiras fibras a serem utilizadas em sistemas de telecomunicações foram as fibras multimodo. Nessas fibras, o campo eletromagnético se propaga com diferentes configurações (modos), cada uma tendo sua própria velocidade efetiva de propagação. Devido a essa diferença de velocidades, a dispersão intermodal torna-se bastante relevante e restringe a capacidade desses sistemas a alguns  $Mbps.km$ , antes que o sinal precise ser regenerado eletronicamente. Embora as fibras multimodo ainda sejam utilizadas, sobretudo

para conectar redes de computadores a baixos custos, em pequenas distâncias e a uma taxa de até algumas centenas de  $Mb/s$ , elas não serão abordadas nesse trabalho.

Desde o início dos anos 80 começou-se a utilizar as fibras monomodo, que possuem apenas uma configuração de campo, para cada polarização possível, nos sistemas de telecomunicações. Embora essas fibras não apresentem dispersão intermodal, a dispersão intramodal (ou cromática) em conjunto com os efeitos não-lineares são os fatores que restringem o alcance dos sistemas que as empregam, tipicamente, a algumas dezenas de quilômetros.

As primeiras fibras monomodo, conhecidas como Fibras Padrão (*STDF- Standard Fiber*) e atualmente descritas pela recomendação G. 652 do ITU-T, possuíam dispersão nula na janela de 1,3  $\mu m$  e ainda eram limitadas pela atenuação dessa janela. A fim de aumentar a distância entre regeneradores, no final dos anos 80 houve uma migração para a janela de baixas perdas, em 1,55  $\mu m$ .

Entretanto a crescente exigência pelo aumento da taxa de transmissão de bits fez com que a dispersão da janela de 1,3  $\mu m$ , cerca de 17  $ps/(nm.km)$ , começasse a comprometer o desempenho das Fibras Padrão. Apesar da introdução de fontes de largura espectral relativamente estreita, como os lasers *DFB*, a dispersão cromática da terceira janela motivou o desenvolvimento da Fibra de Dispersão Deslocada (*DSF- Dispersion Shifted Fiber*), que possui tanto dispersão nula como atenuação mínima na terceira janela e é normatizada pela recomendação G. 653 do ITU-T.

Antes de prosseguirmos descrevendo como a transmissão por sistemas de comunicação óptica é limitada pelos efeitos não-lineares durante a propagação de sinais, vale ressaltar que a geração dos sinais é feita de maneira eletrônica. No estado da arte atual, a geração de sinais eletrônicos, que serão posteriormente convertidos para o domínio óptico, está limitada a cerca de 40  $Gb/s$ , através de técnicas de Multiplexação no Domínio do Tempo (*TDM- Time Domain Multiplexing*).

Essas taxas de transmissão de bits estão muito aquém da largura de banda proporcionada pelas fibras. Assim, a fim de melhor aproveitar o meio fibra óptica, uma tecnologia que vem sendo amplamente utilizada é a Multiplexação por Divisão em Comprimentos de Onda (*WDM- Wavelength Division Multiplexing*).

Nessa tecnologia, cada canal é transmitido em um dado comprimento de onda, espaçado dos outros canais por um certo valor que, como veremos a seguir, influenciará criticamente o desempenho do sistema. Esta técnica de multiplexação só se tornou economicamente viável depois do desenvolvimento dos Amplificadores Ópticos de Fibra Dopada a Érbio (*EDFA- Erbium Doped Fiber Amplifiers*), ocorrido no final dos anos 80.

Esses dispositivos, que operam na janela de 1,55  $\mu\text{m}$ , substituíram os regeneradores eletrônicos, eliminando as conversões opto-eletrônicas e eletrônico-ópticas desnecessárias e movendo o gargalo eletrônico para a periferia das redes. Outras grandes vantagens dos *EDFAs* incluem a transparência ao tipo de modulação e à taxa de bits e, também, a capacidade de amplificar uma largura de banda de 30- 40  $\text{nm}$  (cerca de 4  $\text{THz}$ ). A restrição imposta pelos *EDFAs* ao alcance dos sistemas de fibras ópticas resulta do ruído introduzido em cada amplificador. Essa restrição pode se tornar o fator limitante do sistema, dependendo do número de amplificadores utilizados em cascata e dos níveis de potência utilizados.

Retornando aos efeitos não-lineares, eles também desempenham um papel importante na propagação de sinais por fibras ópticas. Esses efeitos advêm da resposta não-linear da sílica, ou de qualquer que seja o material do qual a fibra seja constituída, a um campo eletromagnético externamente aplicado. Fundamentalmente, a origem dessa resposta não-linear está relacionada com o movimento anarmônico dos elétrons ligados sob a influência do campo aplicado e é tanto mais relevante quanto maiores forem os níveis de potência utilizados ou quanto menor for o espaçamento, em frequência, entre canais.

Esses efeitos podem ser divididos em duas classes.

Primeiramente, temos os efeitos não-lineares que ocorrem devido à dependência existente entre o índice de refração e a potência óptica. Entre esses efeitos, podemos citar a Auto-Modulação de Fase (*SPM- Self Phase Modulation*), a Modulação Cruzada de Fase (*XPM- Cross Phase Modulation*), a Mistura de Quatro Ondas (*FWM- Four Wave Mixing*) e a Instabilidade Modulacional (*MI- Modulation Instability*).

O primeiro desses efeitos causa um desvio de fase induzido que é proporcional à intensidade óptica do sinal. Assim, diferentes partes de um mesmo pulso são submetidas a diferentes desvios de fase, ocasionando um chirp, que por sua vez gerará um alargamento espectral. Se esse alargamento atuar na mesma direção que o causado pela dispersão, a

*SPM* pode aumentar significativamente as penalidades causadas pela dispersão. Caso contrário, a automodulação de fase pode compensar os efeitos dispersivos e, sob condições especiais, gerar pulsos solitônicos.

No caso de sistemas transmitindo informações em diferentes comprimentos de onda, como os sistemas *WDM*, o desvio de fase induzido, citado no parágrafo anterior, em um dado canal também será proporcional à intensidade dos pulsos em outros canais. Essa dependência dá origem ao fenômeno conhecido por Modulação Cruzada de Fase e pode ser bastante relevante, principalmente, em sistemas *WDM* que operam com Fibras de Dispersão Deslocada, altas taxas de transmissão e espaçamento entre canais relativamente pequeno.

Também em sistemas *WDM*, a Mistura de Quatro Ondas dá origem a novos sinais em canais cuja frequência corresponde à frequência de batimento entre, até, 3 outros canais presentes no sistema. Ao contrário da Auto-Modulação de Fase e da Modulação Cruzada de Fase, esse fenômeno é independente da taxa de transmissão de bits e é criticamente dependente da dispersão da fibra e do espaçamento entre canais. Em particular, sistemas que adotam um espaçamento constante entre canais, como é o caso mais usual nos sistemas atuais, podem experimentar um *crosstalk* gerado pela *FWM*.

A Mistura de Quatro Ondas só é relevante em situações especiais, nas quais a condição de casamento de fase é, ao menos aproximadamente, obedecida. Como uma situação que isso pode ocorrer é quando a dispersão da fibra é aproximadamente nula, as Fibras de Dispersão Deslocada, projetadas para minimizar as penalidades devidas à atenuação e à dispersão, têm seu desempenho comprometido em sistemas *WDM*.

Essa limitação tem motivado, nos últimos anos, a fabricação de fibras com dispersão baixa, porém não-nula, na região de 1,55  $\mu\text{m}$ . Essas fibras são conhecidas como Fibras de Dispersão Não-Nula (*NZDF- Non Zero Dispersion Fiber*) e suas características geométricas e propriedades de transmissão estão descritas na recomendação G. 655 do ITU-T. Exemplos comerciais de fibras *NZDF*, que começam a ser instaladas atualmente, são a Fibra *LS*, da *Corning Corporation*, e a Fibra *True Wave*<sup>TM</sup>, da *Lucent Technologies*.

A outra classe de efeitos não-lineares compreende aqueles que correspondem a efeitos de espalhamento devidos à interação entre o campo eletromagnético e os fônons (vibrações moleculares) do meio que constitui a fibra. Nessa classe enquadram-se os fenômenos de Espalhamento Estimulado Brillouin (*SBS- Stimulated Brillouin Scattering*) e Espalhamento

Estimulado Raman (*SRS- Stimulated Raman Scattering*). Não vamos tecer comentários acerca destes efeitos não-lineares, por estes estarem fora do escopo deste trabalho de pesquisa.

Além dos problemas inerentes à propagação dos sinais, descritos até aqui, existem muitos outros que ainda precisam ser resolvidos. Entre eles, um problema que merece nosso destaque é a questão de conversão de comprimentos de onda em redes ópticas.

Redes *WDM* proporcionam uma melhor utilização da largura de banda da fibra óptica e oferecem flexibilidade de interconexão baseado em roteamento de comprimento de onda. Em redes *WDM* de alta quantidade de tráfego, bloqueios devido a contenção de comprimento de onda podem ser reduzidos pelo uso de conversão de comprimento de onda.

Contudo, cuidados devem ser tomados com a conversão, pois esta pode ser o primeiro obstáculo para a implementação de uma rede *WDM* transparente. Dessa forma, as tendências atuais de migração para uma rede totalmente óptica (*AON – All Optical Network*) podem ter como atributo necessário uma adequada técnica de conversão de comprimento de onda.

Essa conversão pode ser feita de diversas maneiras. Talvez, a mais simples seja através da conversão de um dos sinais para o domínio eletrônico seguida da modulação de uma nova portadora óptica. Essa estratégia tem, entretanto, a desvantagem de ser limitada do ponto de vista de transparência. Talvez uma boa candidata seja a técnica de conversão baseada na *FWM* ou *MI*, pois estas técnicas oferecem o mais alto grau de transparência dentre as técnicas conhecidas.

## 1.2 PROPOSTA DA PESQUISA

O trabalho apresentado nessa dissertação faz parte de um projeto do grupo do Laboratório de Tecnologia Fotônica que visa o desenvolvimento de um software, chamado PC-SimFO, capaz de simular os efeitos concernentes à geração, transmissão e recepção de sinais em redes fotônicas.

Os propósitos para o desenvolvimento desse software abrangem as possibilidades de se projetar, analisar e planejar o desempenho de redes fotônicas de comunicações, de forma relativamente barata, além de permitir a pesquisa de fenômenos físicos relacionados a essas áreas.

Outra potencialidade do PC-SimFO, que vem sendo satisfatoriamente explorada nos últimos anos, está relacionada com o ensino. A utilização de simulações para complementar as explicações teóricas, a cerca dos sistemas de comunicação óptica, dadas em aula tem apresentado grande êxito e boa repercussão entre alunos e outros profissionais da área.

Obviamente, todas estas possibilidades estão sujeitas às restrições inerentes a qualquer ambiente de simulação.

Em particular, o objetivo do autor dessa dissertação foi primeiramente o estudo e o auxílio na implementação de um método numérico eficiente para a simulação dos efeitos não-lineares em fibras ópticas. Por fim, em análises e aplicações de alguns efeitos não-lineares, especificamente a *FWM* e a *MI*. A importância desse estudo pode ser verificada ao notarmos que em grande parte das simulações de sistemas ópticos de interesse atuais, como os sistemas *WDM* citados acima, pelo menos 60% do tempo de simulação é despendida com os cálculos realizados na fibra óptica.

Como será detalhado na tese de doutoramento de M. L. F. Abbade, nós implementamos uma rotina numérica eficiente que resolve a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger, permitindo, dentro de certas aproximações, o estudo de todos os efeitos não-lineares acima citados, para pulsos com larguras temporais mínimas de 50 fs em fibras monomodo. O limite suportado por nosso modelo, equivalente a uma largura espectral de 20 THz, é suficiente para explicar os efeitos observados nos sistemas de comunicação óptica atuais e nos que devem ser utilizados nos próximos anos.

A rotina implementada para adição da fibra não-linear leva em consideração os parâmetros de maior relevância para cada situação e procura realizar um número mínimo de operações, de acordo com os dados de entrada fornecidos pelo usuário. O método numérico de split-step Fourier ou método de Fourier com passo ou degrau segmentado, escolhido para essa implementação, pode ser até duas ordens de grandeza mais rápido que outros métodos utilizados para simulações.

Uma crítica feita ao método de split-step Fourier está relacionada com a suposição, admitida pelo método, de que os efeitos lineares (dispersão cromática e atenuação) e não-lineares atuam separadamente no espaço. Embora essa suposição possa ser considerada uma boa aproximação se admitirmos que essa escala de separação espacial, chamada de



passo, é suficientemente pequena, ela cria um problema do ponto de vista de implementação.

Isso porque mesmo os usuários inexperientes precisam saber quanto é “suficientemente pequeno” e informar esse dado como entrada para a simulação. Se o valor informado for muito grande, o usuário poderá obter resultados muito imprecisos. Este problema é agravado pelo fato de que simulações diferentes podem requerer passos bastante diferentes.

Nós contornamos esse problema, desenvolvendo um método simples que permite avaliar os tamanhos máximo e mínimo de passo que seriam suportados pelo método. A partir desses valores, calculamos um passo médio e oferecemos a opção para que o usuário utilize esse passo.

O outro importante objetivo de nosso trabalho foi a utilização do ambiente PC-SimFO para estudo dos fenômenos não-lineares relevantes nas transmissões de sistemas *WDM*.

As simulações resultantes deste estudo nos levaram a sugerir abordagens de relacionamento entre efeitos não-lineares e algumas aplicações destes efeitos.

Primeiramente foi sugerido que a dinâmica da *FWM* pode interferir no processo da *MI*, quando a propagação dos canais se dá em uma fibra *DSF*. Além disso, outros resultados sugerem que o fenômeno da *MI* em fibras *DSF* pode ser compensado ou minimizado se uma correta política de gerenciamento de dispersão for implementada no enlace óptico.

No tocante às aplicações dos efeitos não-lineares, sugerimos a utilização da *MI* para se fazer a amplificação de sinais ópticos e apresentamos uma proposta de um dispositivo que pode viabilizar esta amplificação. Embora a amplificação óptica via *MI* possa ser feita utilizando uma fibra *DSF*, nesta aplicação, uma Fibra Altamente Não-Linear de Dispersão Deslocada (*HNL-DSF – High Nonlinearity-Dispersion Shifted Fiber*) foi utilizada como meio para se fazer a amplificação dos canais ópticos, na medida que o alto valor do coeficiente não-linear desta fibra (cerca de 5 vezes maior que o de uma fibra *DSF*), proporciona ganhos mais compatíveis com o dispositivo sugerido. Como sugestão para trabalhos futuros sugerimos a utilização da *MI*, conjuntamente com a *FWM*, para a realização de conversão de comprimento de onda no domínio totalmente óptico.

Organizamos os assuntos a serem abordados, nesse trabalho, da seguinte forma. No Capítulo 2, apresentaremos brevemente a equação não-linear de Schrödinger (*NLSE*) que, sob determinadas circunstâncias, descreve a propagação de pulsos ópticos por fibras.

Também faremos uma discussão sobre os principais fenômenos não-lineares relevantes para a compreensão dos resultados obtidos nessa dissertação.

Os Capítulos 3 e 4 tratam aplicações da ferramenta desenvolvida para a simulação dos efeitos não-lineares em fibras ópticas. No Capítulo 3 os resultados obtidos com relação à interação entre a *FWM* e a *MI* são apresentados, como também, propomos um método baseado no gerenciamento da dispersão cromática da fibra para se combater a *MI* em fibras *DSF*.

No Capítulo 4 faremos um estudo de casos onde abordaremos os aspectos teóricos referentes a amplificação óptica utilizando a *MI*. Apresentamos também os resultados das simulações numéricas realizadas com as fibras *DSF* e *HNL-DSF*.

Finalmente, no Capítulo 5 fazemos uma análise dos resultados que obtivemos em nosso trabalho. Apresentamos uma síntese e realizamos uma crítica sobre os principais pontos apresentados e levantamos algumas possibilidades para trabalhos futuros.

**Nota:** É importante lembrar que, assim como na grande maioria das áreas tecnológicas, há uma presença muito grande de termos estrangeiros, sobretudo em Inglês, no jargão da área de comunicações ópticas. No desenrolar de nosso texto, nós sempre optamos por utilizar a tradução desses termos, exceto nos casos em que o Português ainda não apresente um termo consagrado pelo uso. Entretanto, observamos que raramente os acrônimos dos termos em Português são adotados pelos pesquisadores de nosso país. Seguindo essa tendência, sempre que utilizarmos um acrônimo, consideraremos o termo original em Inglês. Como regra, além da lista de acrônimos, sempre que mencionarmos um termo, colocaremos entre parênteses seu acrônimo correspondente seguido de sua equivalência, ambos em Inglês.

# Capítulo 2

## Propagação de Pulsos por Fibras Ópticas Monomodo

---

Neste capítulo nós discutiremos alguns aspectos relevantes à propagação de pulsos por fibras ópticas monomodo.

Na seção 2.1, nós apresentamos a Equação Não-Linear de Schrödinger (*NLSE- Non Linear Schrödinger Equation*), que descreve dentro de certos limites, a propagação de pulsos por fibras.

Nós não abordaremos a dedução matemática dessas equações. Essas deduções podem ser facilmente encontradas na bibliografia indicada.

Nosso objetivo é apenas apresentar os principais pontos dos fenômenos não-lineares em fibras ópticas, relevantes para os sistemas de telecomunicações atuais e que devem ser considerados na implementação de nossas rotinas no ambiente PC-SimFO.

Na seção 2.2 enfatizaremos algumas conseqüências dos fenômenos não-lineares aos sistemas de Multiplexação por Divisão em Comprimento de Onda (*WDM- Wavelength Division Multiplexing*), amplamente utilizados nos dias de hoje.

### 2.1 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER

Dentro dos interesses das telecomunicações, a *NLSE* descreve, com boa precisão, o comportamento de pulsos quasi-monocromáticos, com largura temporal mínima de 1 ps, de amplitude lentamente variável no tempo, polarização linear e que se propagam por fibras monomodo não-birrefringentes. Além disso, é admitido ainda que a propagação se dá em comprimentos de onda nos quais o coeficiente  $\mathbf{b}_2$  (conhecido como dispersão de primeira ordem da fibra) é suficientemente grande e as não-linearidades são relativamente fracas. Essas considerações e suas conseqüentes restrições estão indicadas na Tabela 2.1.1. A *NLSE* é dada por [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \mathbf{b}_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\mathbf{a}}{2} A = i \mathbf{g} |A|^2 A, \quad (2.1.1)$$

na qual definimos o coeficiente não-linear  $\mathbf{g}$  da fibra como:

$$\mathbf{g} = \frac{n_2 \mathbf{w}_0}{c A_{eff}} = \frac{2 \mathbf{p} n_2}{\mathbf{I}_i A_{eff}} \quad (2.1.2)$$

$$\mathbf{b}_n = \left( \frac{d^n \mathbf{b}}{d \mathbf{w}^n} \right)_{\mathbf{w} = \mathbf{w}_i} \quad (2.1.3)$$

com  $v_g = \frac{1}{\mathbf{b}_1}$  sendo a velocidade de grupo do canal,  $\mathbf{b}_2$  é conhecido como dispersão de primeira ordem. O parâmetro  $\mathbf{a}$  é responsável pela atenuação na fibra óptica.  $A = A(t, z)$  é a amplitude do pulso óptico. Na equação (2.1.2)  $n_2$  e  $\mathbf{I}_i$  são, respectivamente, o coeficiente de índice não linear (dado em  $m^2/W$ ) e o comprimento de onda do canal. E a área efetiva pode ser aproximada por  $A_{eff} = \mathbf{p} w^2$ , onde  $w$  é parâmetro de largura de modo.

<b>Consideração</b>	<b>Restrição Imposta</b>
$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ perturbação a $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$	$n_2  E ^2 \ll n$
Polarização do Campo Óptico Mantida	Fibra Não-Birrefringente (ou de baixa birrefringência)
Campo Óptico Quasi-Monocromático	$\Delta f \ll f_i, \Delta t > 0,1 ps$
Envelope Lentamente Variável	$E(\vec{r}, t)$ é uma função lentamente variável no tempo, em relação ao período óptico
Resposta Não-Linear Instantânea	$\Delta t > 1 ps$
$\mathbf{w}$ é tal que $ \mathbf{b}_2(\mathbf{w})  \neq 0$	Expansão de $\mathbf{b}(\mathbf{w})$ até os termos em $(\mathbf{w} - \mathbf{w}_i)^2$

Tabela 2.1.1- Considerações feitas para a dedução da Equação Não-Linear de Schrödinger e suas respectivas restrições de validade.  $\Delta t$  é variação da largura do pulso.

Os parâmetros  $\mathbf{b}_1$  e  $\mathbf{b}_2$  são resultantes da expansão em Série de Taylor da constante de propagação  $\mathbf{b}(\mathbf{w})$  em torno da frequência  $\mathbf{w}_i$  do canal. Todavia podem existir situações em que a consideração da dispersão de segunda ordem  $\mathbf{b}_3$  seja necessária. Neste caso, incluímos facilmente este termo na equação (2.1.1) e obtemos uma equação mais geral que a NLSE, dada por [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \mathbf{b}_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \mathbf{b}_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\mathbf{a}}{2} A = i \mathbf{g} |A|^2 A \quad (2.1.4)$$

A inclusão do termo proporcional a  $\mathbf{b}_3$  alivia a consideração de que os pulsos se propagam em regiões nas quais  $|\mathbf{b}_2(\mathbf{w})| \neq 0$ , como mostrado na tabela 2.1.1.

Devido à sua menor magnitude, a dispersão de segunda ordem é usualmente mais relevante na região em que  $\mathbf{b}_2(\mathbf{w}) \cong 0$ , conhecida como região de comprimento de onda de dispersão nulo.

Entretanto, se os pulsos forem suficientemente rápidos, a dispersão de segunda ordem pode ser significativa mesmo fora da região de comprimento de onda de dispersão nulo.

De fato, a inclusão do termo proporcional a  $\mathbf{b}_3$  garante, quanto aos efeitos dispersivos, a descrição adequada para pulsos ultracurtos com durações inferiores a 100 fs. Essa inclusão relaxa a condição de que os pulsos sejam quasi-monocromáticos, permitindo que esses tenham largura espectral comparáveis à frequência da portadora,  $f_i$ .

Se necessário, os termos superiores à  $\mathbf{b}_3$  podem ser facilmente incluídos em (2.1.4).

## 2.2 EFEITOS NÃO-LINEARES

Nessa seção, apresentaremos, sucintamente, como cada um dos termos de (2.1.4) influencia nessa propagação.

Não é nosso interesse fazer uma análise profunda desse assunto. Nossa preocupação consiste em mostrar quais os fenômenos que podem ser simulados pela nossa implementação de modelos de fibra não-linear no PC-SimFO e, principalmente, apresentar os conceitos teóricos necessários para compreensão dos resultados que apresentaremos nesta dissertação. Por isso, daremos maior ênfase aos fenômenos de Mistura de Quatro Ondas e de Instabilidade Modulacional.

### 2.2.1 PROPAGAÇÃO DE UM ÚNICO CANAL

Nessa subseção, analisaremos o caso de apenas um canal óptico (uma única frequência portadora) se propagando pela fibra. Essa discussão será estendida para o caso de N canais, se propagando em sistemas *WDM*, na próxima subseção.

### a) Velocidade de Grupo

Observamos que (2.1.4) exibe quatro termos lineares no campo  $A(z, t)$ .

O primeiro deles, proporcional a  $\mathbf{b}_1$  está relacionado com a velocidade de propagação de grupo do canal,  $v_g$ . De fato, a velocidade de grupo é o inverso de  $\mathbf{b}_1$ :

$$v_g = \frac{1}{\mathbf{b}_1} \quad (2.2.1)$$

e podemos utilizar a transformação de variáveis:

$$T = t - \mathbf{b}_1 z \quad (2.2.2)$$

para re-escrevermos (2.1.4) na forma [1]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \mathbf{b}_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\mathbf{a}}{2} A = i \mathbf{g} |A|^2 A \quad (2.2.3)$$

Desprezando as pequenas variações da velocidade de grupo dentro de um mesmo canal, a equação (2.2.3) é totalmente equivalente à (2.1.4). A única alteração é que, através de (2.2.3), adotamos um referencial que se move com a mesma velocidade que a velocidade de grupo da onda descrita por  $A(z, t)$ .

### b) Efeitos Dispersivos

O termo proporcional a  $\mathbf{b}_2$  descreve a dispersão de primeira ordem, ou seja, a variação da velocidade de grupo de cada componente espectral da onda durante sua propagação pela fibra.

Isso pode ser observado anulando-se todos os outros termos de (2.2.3):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (2.2.4)$$

que tem como soluções, no domínio da frequência e do tempo, respectivamente:

$$A(z, \mathbf{w}) = \tilde{A}(0, \mathbf{w}) \exp\left(\frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \mathbf{w}^2 z\right) \quad (2.2.5a)$$

$$A(z, T) = \frac{1}{2\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \mathbf{w}) \exp\left(\frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \mathbf{w}^2 z - i \mathbf{w} T\right) d\mathbf{w}, \quad (2.2.5b)$$

na qual  $\tilde{A}(0, \mathbf{w})$  é a forma do pulso de entrada expressa no domínio da frequência e é relacionada com sua forma temporal através de:

$$A(0, T) = \frac{1}{2\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \mathbf{w}) \exp(-i\mathbf{w}T) d\mathbf{w}, \quad (2.2.5c)$$

A partir de (2.2.5a), verificamos que a intensidade do espectro dos pulsos não se altera durante sua propagação pela fibra,  $|A(z, \mathbf{w})|^2 = |\tilde{A}(0, \mathbf{w})|^2$ . Essa é uma característica importante de pulsos que se propagam, exclusivamente, sob o regime de dispersão.

A equação (2.2.5b) depende da forma do pulso incidente na fibra, através de (2.2.5c). Para exemplificarmos seu efeito, se a potência de pico desse pulso for  $P_0$  e ele possuir um perfil gaussiano[1]:

$$A(0, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (2.2.6)$$

a equação (2.2.5b) indica que após se propagar por uma distância  $z$ , ele terá a forma

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \frac{T_0}{\sqrt{T_0^2 - i\mathbf{b}_2 z}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\mathbf{b}_2 z)}\right) \quad (2.2.7)$$

Comparando (2.2.6) e (2.2.7) podemos verificar que à medida que o pulso se propaga, exclusivamente sob o regime de dispersão de primeira ordem, ele sofrerá um alargamento temporal e uma diminuição em sua amplitude.

Podemos analisar o efeito do termo de dispersão de segunda ordem, proporcional a  $\mathbf{b}_3$ , incluindo-o em (2.2.4).

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{6} \mathbf{b}_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3}. \quad (2.2.8)$$

As soluções dessa equação, nos domínios da frequência e do tempo, são análogas à (2.2.5):

$$A(z, \mathbf{w}) = \tilde{A}(0, \mathbf{w}) \exp\left(\frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \mathbf{w}^2 z + \frac{i}{6} \mathbf{b}_3 \mathbf{w}^3 z\right) \quad (2.2.9a)$$

$$A(z, T) = \frac{1}{2\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \mathbf{w}) \exp\left(\frac{i}{2} \mathbf{b}_2 \mathbf{w}^2 z + \frac{i}{6} \mathbf{b}_3 \mathbf{w}^3 z - i\mathbf{w}T\right) d\mathbf{w} \quad (2.2.9b)$$

$$A(0, T) = \frac{1}{2\mathbf{p}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \mathbf{w}) \exp(-i\mathbf{w}T) d\mathbf{w}, \quad (2.2.9c)$$

Novamente, verificamos que a intensidade do espectro do pulso é inalterado pela ação dos efeitos de dispersão.

No domínio do tempo, o principal resultado da dispersão de segunda ordem é distorcer a forma do pulso, de tal modo que ele se torna assimétrico com uma estrutura oscilatória em uma de suas extremidades. Entretanto, para que isso aconteça a magnitude de  $\mathbf{b}_3\omega^3$  deve ser comparável à de  $\mathbf{b}_2\omega^2$ .

Em Fibras Padrão,  $\mathbf{b}_2$  varia de  $\sim 0$  ps<sup>2</sup>/km, na segunda janela, a cerca de  $-20$  ps<sup>2</sup>/km, na terceira janela. Por outro lado,  $\mathbf{b}_3$  varia de  $0,13$  ps<sup>3</sup>/km a  $0,08$  ps<sup>3</sup>/km, nessas mesmas regiões espectrais.

Por outro lado, Fibras DSF,  $\mathbf{b}_2$  varia, aproximadamente, de  $1$  a  $-1$  ps<sup>2</sup>/km, e  $\mathbf{b}_3$  se mantém aproximadamente constante em  $0,075$  ps<sup>3</sup>/km, entre  $1540$  e  $1560$  nm.

A dispersão de segunda ordem será mais importante, qualquer que seja o tipo de fibra, nas regiões em que o comprimento de onda está próximo ao comprimento de onda de dispersão nula, ou nas situações em que a largura temporal dos pulsos é inferior a  $\sim 100$  fs.

Uma maneira usual para verificar a relevância da dispersão de segunda ordem é através da introdução de duas figuras de mérito [1]:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\mathbf{b}_2|} \text{ e} \quad (2.2.10a)$$

$$L_{D'} = \frac{T_0^3}{|\mathbf{b}_3|}, \quad (2.2.10b)$$

nas quais  $T_0$  é a meia-largura do pulso no ponto em que sua intensidade decai a  $1/e$  do valor máximo e  $L_D$  e  $L_{D'}$  são chamados, respectivamente, de comprimento de dispersão de primeira ordem e comprimento de dispersão de segunda ordem.

Quanto maior a razão  $\frac{L_D}{L_{D'}}$ , mais significativa a ação dos efeitos de dispersão de segunda ordem.

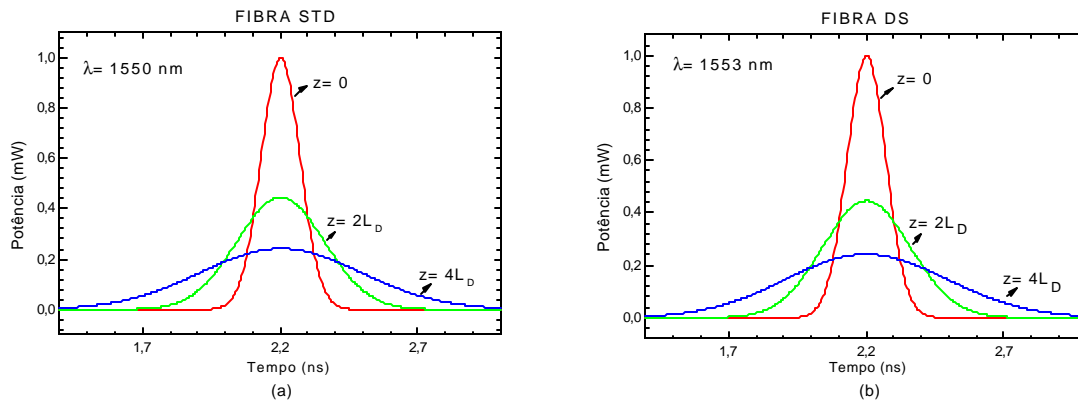
Do ponto de vista físico, os efeitos de dispersão linear, qualquer que seja a sua ordem, provêm da dependência entre o índice de refração da fibra e a frequência de oscilação do



campo eletromagnético que nela se propaga. Isso é decorrência da resposta, dependente da frequência, oferecida pelos elétrons ligados do material dielétrico que constitui a fibra, ao campo externo.

Como exemplo do efeito da dispersão sobre os pulsos ópticos, na Figura 2.1, apresentamos a propagação de um pulso gaussiano (em campo) por fibras ópticas *STDF* e *DSF*, sob influência exclusiva da dispersão de primeira ordem.

Em ambos casos,  $T_0 = 100 \text{ ps}$  na entrada da fibra e o perfil do pulso é ilustrado para as distâncias  $z = 0$ ,  $z = 2L_D$  e  $z = 4L_D$ . As dispersões utilizadas foram  $D(1312 \text{ nm}) = 0 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  e  $D(1550 \text{ nm}) = 17 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ , para a fibra *STDF*, e  $D(1550 \text{ nm}) = 0 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  e  $D(1553 \text{ nm}) = 0.2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ , para a fibra *DSF*. O comprimento de onda da portadora foi  $\lambda_c = 1550 \text{ nm}$  e  $\lambda_c = 1553 \text{ nm}$ , respectivamente, para as simulações na fibra *DSF* e *STDF*.

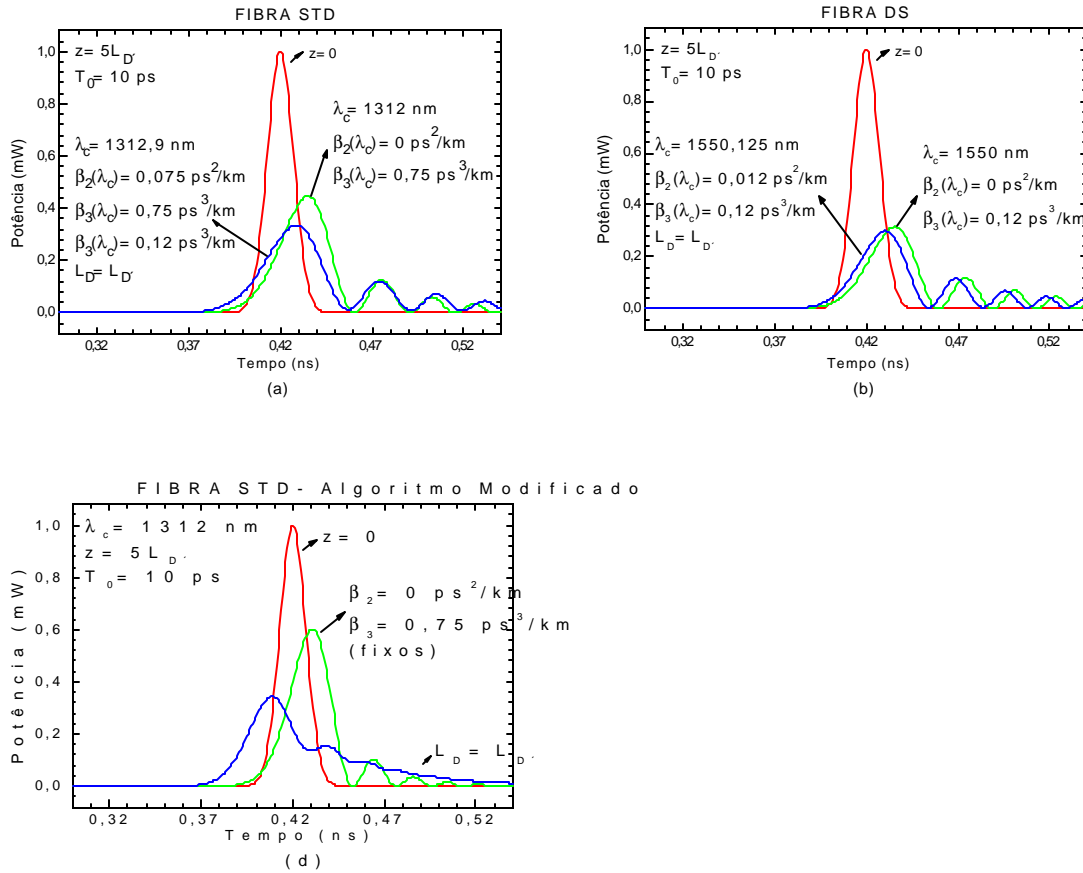


**Figura 2.1** Simulações para a propagação de pulsos gaussianos, sob regime de dispersão de primeira ordem. As distâncias de propagação são  $z = 2L_D$  e  $z = 4L_D$  e  $T_0 = 100 \text{ ps}$ ,  $\alpha = 0 \text{ dB/km}$  e  $g = 0 \text{ (W.km)}^{-1}$ . (a) Fibra *STDF*:  $\lambda_c = 1550 \text{ nm}$ ,  $D(1312 \text{ nm}) = 0 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  e  $D(1550 \text{ nm}) = 17 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ . (b) Fibra *DSF*:  $\lambda_c = 1553 \text{ nm}$ ,  $D(1550 \text{ nm}) = 0 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  e  $D(1553 \text{ nm}) = 0,2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ .

Os resultados obtidos para as propagações nas fibras *STDF* e *DSF* são bastante similares. Isso é razoável, uma vez que as simulações consideraram a mesma distância de propagação em relação ao comprimento de dispersão de primeira ordem,  $L_D$ .

Em  $z = 2L_D$  e  $z = 4L_D$  as potências de pico caem para, respectivamente, ~44 % e ~24 % da potência de pico do sinal de entrada na fibra. Esses resultados estão em excelente concordância com o apresentado no Capítulo 3 de [1].

Outra observação importante é que a área sob cada uma das curvas da Figura 2.1 tem sempre o mesmo valor. Isso está em concordância com a ausência de atenuação.



**Figura 2.2** Simulações para a propagação de pulsos gaussianos, sob regimes de dispersão de primeira e segunda ordens. A distância de propagação é  $z = 5L_D$  e  $T_0 = 10$  ps,  $\alpha = 0$  dB/km e  $g = 0$  (W.km)<sup>-1</sup>. O comprimento de onda da portadora é escolhido para que  $b_2(\lambda_c) = 0$  ou que  $|b_3(\lambda_c)| = T_0 |b_2(\lambda_c)|$ . (a) Fibra STDF:  $D(1312$  nm) = 0 ps/(nm.km) e  $D(1550$  nm) = 17 ps/(nm.km). (b) Fibra DSF:  $D(1550$  nm) = 0 ps/(nm.km) e  $D(1553$  nm) = 0,2 ps/(nm.km). (c) Parâmetros normalizados, obtidos de [Agrawal, 1995]. (d) Fibra STDF com algoritmo modificado para tornar  $b_2$  e  $b_3$  independentes do comprimento de onda.

Na Figura 2.2, consideramos a propagação de um pulso gaussiano por uma distância  $z = 5L_D$ . Em um primeiro caso, a fim de verificarmos o efeito da dispersão de segunda ordem, anulamos a dispersão de primeira ordem no comprimento de onda da portadora,

$\mathbf{b}_2(\mathbf{I}_c) = 0$ . Essa situação é equivalente a operarmos em  $\mathbf{I}_c = \mathbf{I}_0$  e está ilustrada nas curvas em verde da figura acima. Em um segundo caso, analisamos o efeito da dispersão de primeira ordem na situação em que ela é não-nula, em  $\mathbf{I}_c$ , mas é pequena em relação à dispersão de segunda ordem. Para isso, escolhemos  $Z_D = L_D$ , de maneira que  $|\mathbf{b}_3(\mathbf{I}_c)| = T_0 |\mathbf{b}_2(\mathbf{I}_c)|$ . Essa situação, pode ser obtida se o comprimento de onda da portadora for ligeiramente diferente do comprimento de onda de dispersão nula e está ilustrada nas curvas em azul da figura acima.

A simulação apresentada na Figura 2.2a mostra a evolução do pulso gaussiano em uma fibra *STDF*. A partir dela observamos que a dispersão de segunda ordem tende a distorcer o pulso, tornando-o assimétrico e criando uma estrutura oscilatória em uma de suas extremidades (curva verde). Embora essa figura apresente apenas uma ampliação da região de interesse, a oscilação observada continua sendo perceptível até  $t \sim 0,7$  ns.

Observamos um comportamento semelhante na situação em que a dispersão de primeira ordem tem contribuição não-nula em  $\mathbf{I}_c$  (curva azul). As principais diferenças são uma ligeira redução na amplitude das oscilações e um recuo no desvio sofrido na posição de pico do pulso.

As simulações da Figura 2.2b mostram um comportamento semelhante para a propagação na fibra *DSF*. A redução na amplitude dos pulsos é explicada pelo fato de o valor de  $\mathbf{b}_3(\mathbf{I}_c)$  utilizado na simulação da fibra *DSF* ser menor que o valor utilizado na simulação da fibra *STDF*.

Entretanto, os resultados exibidos nas Figuras 2.2a e 2.2b são consideravelmente distintos dos apresentados em [1]. Segundo as simulações deste autor, ilustradas na Figura 2.2c, a dispersão de primeira ordem minimiza bastante a amplitude das oscilações causadas pela dispersão de segunda ordem. Além disso, o recuo experimentado pelo pico do pulso é consideravelmente mais acentuado e, contrastando com às nossas simulações, ele se encontra em um instante anterior ao do pico do pulso gaussiano que incide na fibra.

Na verdade, a aparente discrepância entre esses resultados é devida ao fato do modelo implementado no PC-SimFO admitir que  $\mathbf{b}_2$  e  $\mathbf{b}_3$  são dependentes do comprimento de onda,  $\mathbf{I}$ . Para comprovarmos esta afirmação, realizamos um teste no qual o algoritmo

implementado no PC-SimFO foi alterado, deixando os valores de  $\mathbf{b}_2$  e  $\mathbf{b}_3$  fixos para todos comprimentos de onda. Os resultados desse teste estão apresentados na Figura 2.2d e mostram excelente concordância com os exibidos na Figura 2.2c.

Essas simulações mostram que a importância relativa dos efeitos de dispersão de segunda ordem aumenta ao considerarmos, em um modelo um pouco mais realista, a dependência da dispersão com o comprimento de onda. Elas também ilustram como diferentes implementações de um mesmo método podem levar a resultados quantitativa e qualitativamente distintos.

### c) Atenuação

O último termo que descreve efeitos lineares em (2.2.3) é o termo proporcional a  $\mathbf{a}$ . Esse termo é responsável pela atenuação da fibra e, para verificarmos sua ação, reescrevemos (2.2.3) anulando as contribuições dos outros efeitos:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\frac{\mathbf{a}}{2} A(z, T) \quad (2.2.11)$$

A solução dessa equação é bastante simples

$$A(z, T) = A(0, T) \exp\left(-\frac{\mathbf{a}z}{2}\right) \text{ ou} \quad (2.2.12a)$$

$$P(z, T) = P(0, T) \exp(-\mathbf{a}z)$$

e mostra que a potência  $P(z, T)$ ,  $P(z, T) = |A(z, T)|^2$ , de um pulso que se propaga por uma fibra decairá exponencialmente com o aumento da distância.

Embora, nos sistemas de telecomunicações procure-se trabalhar em regiões espectrais nas quais o coeficiente de atenuação  $\mathbf{a}$  é aproximadamente constante, em geral, ele é função do comprimento de onda,  $\mathbf{a} = \mathbf{a}(\lambda)$ .

O espalhamento Rayleigh é causado por variações de natureza aleatória na densidade do material da fibra, que ocorrem em distâncias muito pequenas quando comparadas a  $\lambda$ . Uma vez que essas variações resultam de flutuações inevitáveis na composição do material da fibra e de defeitos e não-homogeneidades estruturais causadas incontrolavelmente durante o processo de fabricação da fibra, o espalhamento Rayleigh proporciona um limite mínimo fundamental para a atenuação em vidros. Seu efeito é proporcional a  $\lambda^{-4}$ .

Outro fenômeno importante que contribui para a atenuação, é o espalhamento de Mie. Ele é causado pela existência de não-homogeneidades de dimensões comparáveis à  $\lambda$ , sendo essas resultantes de imperfeições na estrutura cilíndrica da fibra.

Além desses dois espalhamentos, vários outros mecanismos podem contribuir para atenuação das fibras. Dentre eles, citamos as absorções intrínseca e extrínseca, as curvaturas e o projeto de guias de ondas. Informações mais detalhadas sobre esses mecanismos podem ser obtidas, por exemplo, em [2] e suas referências.

### 2.2.2 PROPAGAÇÃO DE MÚLTIPLOS CANAIS (SISTEMAS WDM)

Como a geração de sinais eletrônicos está atualmente limitada a uma taxa de  $\sim 40$  Gb/s, uma alternativa para melhor se aproveitar a largura de banda oferecida pela fibra é a utilização de várias portadoras ópticas, cada uma transportando um dado sinal. Esses sistemas atuais, bastante utilizados comercialmente, recebem o nome de sistemas de Multiplexação por Divisão em Comprimento de Onda (*WDM- Wavelength Division Multiplexing*), ou simplesmente, sistemas *WDM*. Eles são análogos aos sistemas *FDM* utilizados, a mais de um século, para transmissões de rádio.

Quando duas ou mais ondas se propagam pela fibra, em frequências ópticas diferentes, os efeitos não-lineares medeiam interações entre elas. Essas interações podem causar o acoplamento entre essas ondas, o aparecimento de ondas em novas frequências ópticas e, também, a perda de energia óptica dessas ondas.

Nessa subseção apresentaremos uma discussão sobre alguns desses efeitos, de interesse para o nosso trabalho. Primeiramente discutiremos a Modulação Cruzada de Fase, responsável pelo acoplamento entre ondas em frequências ópticas distintas. A seguir, faremos uma breve introdução sobre o efeito de Instabilidade Modulacional, que foi um dos efeitos estudados para a validação de nosso modelo para simular a propagação de pulsos por fibras ópticas. Depois, apresentaremos Mistura de Quatro Ondas, que é de extrema importância, juntamente com a Instabilidade Modulacional, para as aplicações sugeridas nesta dissertação.

Ressaltamos que as interações não-lineares entre ondas distintas não ocorrem apenas quando as ondas estão em diferentes frequências ópticas. Elas também podem ocorrer quando as ondas estão na mesma frequência, ou não, e possuem polarizações diferentes.

Este assunto é bastante explorado pela literatura atual e é deixado como referência. Nesta dissertação, tratamos apenas do caso em que a polarização é linear e mantida ao longo da propagação.

### a) Velocidade de Grupo

Na seção anterior trabalhamos com a equivalência entre as equações (2.1.4) e (2.2.3), na qual se adota um referencial com a mesma velocidade de grupo que a da onda propagante. Enfatizamos que essa adoção pode não ser totalmente adequada no caso de termos várias ondas propagando-se pela fibra, em diferentes frequências ópticas.

Esta afirmação decorre da dependência entre o índice de refração e a frequência óptica que, conseqüentemente, implica que cada onda se propague com uma velocidade de grupo própria.

Uma importante figura de mérito relacionada a essa diferença é o comprimento de ultrapassagem (walkoff length),  $L_w$ . Se considerarmos dois pulsos de mesma duração,  $T_0$ , propagando se por canais (frequências ópticas) diferentes, esse comprimento equivale à distância percorrida para que um dos pulsos se desloque, em relação ao outro, pelo intervalo de tempo de seu crescimento ou decaimento (o que for maior). Ele é dado por [3], [4]:

$$L_w = \frac{T_0}{|\mathbf{b}_1(\mathbf{I}_1) - \mathbf{b}_1(\mathbf{I}_2)|} \cong \frac{T_0}{D \Delta \mathbf{I}}, \quad (2.2.13)$$

na qual  $\Delta \mathbf{I}$  é o espaçamento, em comprimento de onda, entre canais e  $D$  é o parâmetro de dispersão de primeira ordem, relacionado em dado comprimento de onda,  $\mathbf{I}$ , com  $\mathbf{b}_2$  através de

$$D(\mathbf{I}) = -\frac{2\mathbf{p}}{\mathbf{I}^2} \mathbf{b}_2(\mathbf{I}) \quad (2.2.14)$$

Assim, se  $L_w$  for consideravelmente pequeno, a escolha de um referencial fixo, que acompanhe uma única onda, pode não ser adequada. Nesse caso, a dependência entre a velocidade de grupo e a frequência deve ser considerada.

Tipicamente, uma Fibra *STDF*, que propague pulsos a 10 Gbits/s espaçados de 0,8 nm na terceira janela, terá  $L_w \approx 7$  km. Uma Fibra *DSF*, que propague pulsos com essas mesmas características, terá  $L_w \approx 600$  km.

### b) Modulação Cruzada de Fase

O estudo da propagação de ondas em diferentes portadoras pode ser feito a partir da análise de equações similares à *NLSE*, (2.1.1). Entretanto, devemos levar em consideração que o campo elétrico  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  e as polarizações, linear  $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$  e não-linear  $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$ , devem conter termos relativos a todas as frequências ópticas. Se considerarmos apenas duas ondas, as equações de  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{P}_L(\vec{r}, t)$  e  $\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t)$  podem ser escritas sob a forma [1]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E_1 \exp(-i\mathbf{w}_1 t) + E_2 \exp(-i\mathbf{w}_2 t)] + c.c. \quad (2.2.15a)$$

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{L1} \exp(-i\mathbf{w}_1 t) + P_{L2} \exp(-i\mathbf{w}_2 t)] + c.c. \quad (2.2.15b)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{3}{8} \mathbf{c}^{(3)} \hat{x} \left\{ \begin{array}{l} [|E_1|^2 + 2|E_2|^2] E_1 \exp(-i\mathbf{w}_1 t) \\ + [|E_2|^2 + 2|E_1|^2] E_2 \exp(-i\mathbf{w}_2 t) \\ + E_1^2 E_2^* \exp[-i(2\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2)t] \\ + E_2^2 E_1^* \exp[-i(2\mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_1)t] \end{array} \right\} + c.c., \quad (2.2.15c)$$

nas quais  $E_i$ ,  $\mathbf{w}_i$  e  $P_{Li}$  são, respectivamente, a amplitude do campo elétrico, a frequência angular da portadora óptica e a componente linear da polarização da  $i$ -ésima onda ( $i= 1, 2$ ). *c.c.* significa o complexo conjugado do termo anterior.

Os terceiro e quarto termos do membro direito de (2.2.15c) só serão consideráveis se os argumentos das exponenciais forem aproximadamente nulos. Como discutiremos adiante, esses termos são responsáveis pelo fenômeno de Mistura de Quatro Ondas. Por enquanto, como essa condição só deve acontecer em determinados casos particulares, nós desprezaremos esses dois termos.

Com essa consideração e utilizando um procedimento parecido ao da dedução da Equação Não-Linear de Schrödinger, é possível mostrar que a propagação dos pulsos será descrita pelo seguinte par de equações acopladas [1]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \mathbf{b}_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \mathbf{b}_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\mathbf{a}_1}{2} A_1 = i \mathbf{g}_1 \left[ |A_1|^2 + 2|A_2|^2 \right] A_1 \quad (2.2.16a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \mathbf{b}_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \mathbf{b}_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\mathbf{a}_2}{2} A_2 = i \mathbf{g}_2 \left[ |A_2|^2 + 2|A_1|^2 \right] A_2, \quad (2.2.16b)$$

nas quais  $A_i$ ,  $\mathbf{b}_{1i}$ ,  $\mathbf{b}_{2i}$ ,  $\mathbf{a}_i$  e  $\mathbf{g}_i$  têm o mesmo significado que na Seção 2.1, porém são aplicados para a  $i$ -ésima onda ( $i=1, 2$ ).

Quanto a esses parâmetros, podemos dizer que, nos casos de maior interesse atual em telecomunicações, os coeficientes de atenuação e não-linear têm pequena dependência com a frequência e podem ser aproximados por constantes,  $\mathbf{a}_i = \mathbf{a}$  e  $\mathbf{g}_i = \mathbf{g}$ . Se os  $\mathbf{b}_{1i}(\mathbf{l})$  forem suficientemente próximos, poderemos adotar um referencial que se mova com velocidade  $\frac{1}{\mathbf{b}_{1i}}$  simplificando as equações (2.2.16), em acordo com o discutido no início desta subseção. Entretanto, para a maioria das fibras utilizadas atualmente,  $\mathbf{b}_{2i}(\mathbf{l})$  só será, aproximadamente constante se os comprimentos de onda de operação estiverem suficientemente distantes do comprimento de onda de dispersão nula. Em particular, sempre devemos considerar a dependência entre a dispersão de primeira ordem e a frequência para fibras *DSF*, *NZDF* e *HNL-DSF* operando na terceira janela.

É válido ressaltar que as equações (2.2.16) só são válidas se as distribuições modais nas duas frequências,  $\mathbf{w}_1$  e  $\mathbf{w}_2$ , forem aproximadamente as mesmas. Essa consideração é verificada no caso de fibras monomodo.

A equação (2.2.16a), que descreve a evolução de  $A_1$ , é muito parecida com a *NLSE*, (2.1.1). A diferença está no último termo do lado direito da igualdade,  $i2\mathbf{g}|A_2|^2 A_1$ . Esse termo tem seu correspondente na equação (2.2.16b) e é responsável pelo acoplamento entre essas duas equações.

De fato, ele é análogo ao termo responsável pela Auto-Modulação de Fase, discutida na seção anterior, porém envolve o dobro da potência da onda copropagante. Por isso, o fenômeno descrito por ele é conhecido por Modulação Cruzada de Fase (*XPM*).

Assim, na *XPM*, a fase óptica de um canal torna-se modulada pela potência do outro canal e a dispersão cromática converte essas flutuações de fase em variações de potência, gerando o que é chamado de *crosstalk* (interferência de um canal sobre outro).



O mesmo fenômeno ocorre se houverem mais de dois canais, como em sistemas *WDM* típicos. Neste caso, a potência média dos outros canais é que será responsável pela modulação da fase óptica de um dado canal.

As penalidades geradas pelo *crosstalk* podem limitar o alcance de sistemas *WDM* e vêm sendo extensivamente relatadas na literatura [3],[5]-[12].

Uma última importante observação quanto a *XPM* é que ela sempre ocorre em conjunto com a *SPM*. Isso pode ser facilmente verificado a partir de (2.2.16).

### c) **Instabilidade Modulacional**

Em dadas circunstâncias de propagação de múltiplos canais pela fibra, nas quais o espaçamento entre canais e o regime de dispersão são adequados, o número de onda de um desses canais torna-se imaginário. Quando isso ocorre, esse canal experimenta um ganho proporcional à potência dos canais que estão próximos a ele. Esse fenômeno é conhecido por Instabilidade Modulacional e tem se tornado importante, principalmente em sistemas fotônicos de longa distância com múltiplos *EDFA's* (*Erbium-Doped Fiber amplifiers*) [1], [13],[14]. Quando a fibra opera no regime anômalo, o ruído *ASE* (*Amplified Spontaneous Emission*) pode ser enriquecido pela *MI*, degradando o espectro do sinal e, conseqüentemente, limitando a performance do sistema.

Um ponto de fundamental importância com a Instabilidade Modulacional é que o fenômeno ocorre devido a interação entre a dispersão e a não-linearidade da fibra. Este ponto é explorado no capítulo 3, onde nós sugerimos um método baseado no gerenciamento de dispersão cromática para compensar ou minimizar o efeito da *MI* em fibras *DSF* e é uma das principais contribuições do nosso trabalho.

No contexto de fibras ópticas, a *MI* foi primeiramente estudada em 1966 [15] e seus princípios físicos, sua formulação matemática, sua análise teórica e experimental, como também algumas aplicações estão apresentados em [16]-[23].

Fisicamente, podemos encarar a *MI* como o enriquecimento dos sinais em torno dos canais propagantes. A *MI* pode acontecer nas seguintes situações: (i) interação entre dois ou mais canais que se propagam pela fibra, neste caso diz-se que a *MI* foi induzida pela Modulação Cruzada de Fase(*XPM*); (ii) interação entre um canal *cw* e uma perturbação, neste caso diz-se que a *MI* foi induzida pela Auto Modulação de Fase (*SPM*); (iii) interação

entre os modos polarizados de uma fibra monomodo. Apenas os casos (i) e (ii) serão abordados nesta dissertação.

De fato, para o caso (i), se considerarmos dois canais  $cw$  se propagando pela fibra, as curvas de ganho correspondentes podem ser descritas a partir da análise da estabilidade do campo  $A_i$  na presença de uma perturbação  $a_i$  :

$$A_i = \left( \sqrt{P_i} + a_i \right) \exp(i\mathbf{F}_i), \quad (2.2.17)$$

na qual  $i=1, 2$  representa cada um dos canais.

Substituindo (2.2.17) nas equações (2.2.16), é possível mostrar que se um dos canais estiver espaçado do outro por uma frequência  $\Omega$  que satisfaça:

$$\left[ \frac{\Omega^2}{\Omega_{c1}^2} + \text{sgn}(\mathbf{b}_{21}) \right] \left[ \frac{\Omega^2}{\Omega_{c2}^2} + \text{sgn}(\mathbf{b}_{22}) \right] < 4 \quad (2.2.18a)$$

experimentará um ganho,  $g(\Omega)$ , dado por [12]:

$$g(\Omega) = \sqrt{\sqrt{\left( \frac{f_1 - f_2}{2} \right)^2 + C_{XPM}} - \frac{f_1 + f_2}{2}} \quad (2.2.18b)$$

Nas expressões acima, a função  $\text{sgn}(\cdot)$  é +1 quando seu argumento for positivo e -1 quando seu argumento for negativo e  $\Omega_{ci}$ ,  $F_i$  e o fator de acoplamento,  $C_{XPM}$ , são dados, respectivamente, por [12]:

$$\Omega_{ci} = \sqrt{\frac{4\mathbf{g}_i}{\mathbf{b}_{2i}}}, \quad (2.2.18c)$$

$$F_i = \frac{1}{2} \mathbf{b}_{2i} \Omega^2 \left( \frac{1}{2} \mathbf{b}_{2i} \Omega^2 + 2\mathbf{g}_i \right) e \quad (2.2.18d)$$

$$C_{XPM} = 4 \mathbf{b}_{21} \mathbf{b}_{22} \mathbf{g}_1 \mathbf{g}_2 P_1 P_2 \Omega^4 \quad (2.2.18e)$$

A perturbação  $a_i$  advém da contribuição de potência do canal copropagante. Esse fenômeno pode ser limitante para sistemas  $WDM$  com potências relativamente altas ou com

potências moderadas em sistemas que utilizem as novas fibras altamente não-lineares, *HNL-DSF*.

No caso de a potência de um dos canais ser suficientemente pequena, de tal forma que ele possa ser considerado uma perturbação a um canal principal, o fator de acoplamento  $C_{XPM}$  será muito pequeno. A condição (2.2.24a) e o ganho  $g(\Omega)$  poderão ser expressos por:

$$\Omega < \frac{4\mathbf{g}P}{|\mathbf{b}_2|} = \Omega_c \text{ e} \quad (2.2.19a)$$

$$g(\Omega) = |\mathbf{b}_2\Omega| \sqrt{\Omega_c^2 - \Omega^2}, \quad (2.2.19b)$$

nas quais  $\mathbf{b}_2$ ,  $\mathbf{g}$  e  $P$  são, respectivamente, a dispersão de primeira ordem, o coeficiente não-linear e a potência do canal principal.

Como consideramos que há apenas um canal de potência apreciável propagando-se pela fibra, é usual dizer que, nesse caso, a *MI* foi induzida pela *SPM*.

Sistemas *WDM*, geralmente, operam com a mesma potência por canal. Mesmo assim, a *MI* induzida pela *SPM* pode ser bastante relevante quando esses sistemas utilizarem amplificadores ópticos. Como cada amplificador introduz um certo ruído (ruído *ASE*, no caso de *EDFA*) em uma dada largura de banda, esse ruído pode servir de semente para o processo de *MI* induzida pela *SPM*. Além do mais, a utilização de amplificadores em cascata pode acentuar as penalidades induzidas por esse fenômeno.

Uma das diferenças mais marcantes entre os processos de *MI* induzidos pela *XPM* e pela *SPM* é que o último só pode ocorrer no regime de dispersão anômala. A *MI* induzida pela *XPM* pode ocorrer nos dois regimes, mas será mais intensa no regime de dispersão anômala.

As equações da *MI* que foram dadas até aqui são válidas para canais *cw*, contudo elas podem ser aplicadas se os canais não forem *cw*. Além disso, não levam em conta a atenuação na fibra. Se a atenuação da fibra for considerada, devemos multiplicar a frequência de corte por  $\exp(-\alpha/2)$ .

Em [24] e [25], nós discutimos como a *MI* pode ser afetada pelo fenômeno de Mistura de Quatro Ondas e pela razão entre potências de dois canais que copropagam pela fibra. No Capítulo 3 os resultados obtidos com relação à interação entre a *FWM* e a *MI* são apresentados, como também, propomos um método baseado no gerenciamento da dispersão cromática da fibra para se combater a *MI* em fibras *DSF*.

No Capítulo 4 faremos um estudo de casos onde abordaremos os aspectos teóricos referentes à amplificação óptica utilizando a *MI*.

#### d) Mistura de Quatro Ondas

Uma situação de extrema importância para os sistemas de telecomunicações atuais pode ser analisada se considerarmos a propagação simultânea de quatro canais pela fibra.

Neste caso as equações (2.2.15) podem ser reescritas sob a forma [1]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{i=1}^4 [E_i \exp(k_i z - i\mathbf{w}_i t)] + c.c. \quad (2.2.20a)$$

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{i=1}^4 [P_{Li} \exp(k_i z - i\mathbf{w}_i t)] + c.c. \quad (2.2.20b)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{i=1}^4 [P_{NLi} \exp(k_i z - i\mathbf{w}_i t)] + c.c. \quad (2.2.20c)$$

nas quais:

$$k_i = \frac{n_i \mathbf{w}_i}{c}. \quad (2.2.20d)$$

As componentes não-lineares dessa polarização conterão um número elevado de termos, envolvendo o produto entre três campos elétricos e a exponencial da fase entre esses campos e a polarização induzida no material. Escolhendo, por exemplo, a quarta onda, obtemos:

$$P_{NL_4} = \frac{3\epsilon_0}{4} \mathbf{c}_{xxxx}^3 \cdot \left[ \begin{aligned} & \left[ |E_4|^2 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2)E_4 \right] + \\ & 2E_1E_2E_3 \exp[i(k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - i(\mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2 + \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1^*E_2^*E_3 \exp[i(-k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - i(-\mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2 + \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1E_2^*E_3 \exp[i(k_1 - k_2 + k_3 - k_4)z - i(\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2 + \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1E_2E_3^* \exp[i(k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - i(\mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1^*E_2^*E_3 \exp[i(-k_1 - k_2 + k_3 - k_4)z - i(-\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2 + \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1^*E_2E_3^* \exp[i(-k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - i(-\mathbf{w}_1 + \mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1E_2^*E_3^* \exp[i(k_1 - k_2 - k_3 - k_4)z - i(\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] + \\ & 2E_1^*E_2^*E_3^* \exp[i(-k_1 - k_2 - k_3 - k_4)z - i(-\mathbf{w}_1 - \mathbf{w}_2 - \mathbf{w}_3 - \mathbf{w}_4)t] \end{aligned} \right] \quad (2.2.21)$$

Nesta equação, o primeiro termo entre colchetes, proporcional a  $E_4$ , é responsável pelos fenômenos de auto-modulação de fase e modulação cruzada de fase, já discutidos nessa subseção. Os outros oito termos são responsáveis pelo fenômeno chamado de Mistura de Quatro Ondas (*FWM- Four Wave Mixing*).

Fisicamente, a *FWM* é caracterizada pela geração de novas frequências a partir da interação entre as frequências (canais) que estão se propagando pela fibra. Estes canais, mediados pelas propriedades não lineares da fibra, fornecem parte de sua energia para a geração de sinais em novas frequências[1].

Cada um deles só será apreciável quando a sua respectiva fase for, aproximadamente, nula para quaisquer  $z$  e  $t$ . Essa condição é conhecida como condição de casamento de fase e expressa, no caso da onda considerada, por:

$$\begin{aligned} \Delta k &= (-1)^p k_1 + (-1)^q k_2 + (-1)^r k_3 - k_4 \\ &= (-1)^p \frac{n_1 \mathbf{w}_1}{c} + (-1)^q \frac{n_2 \mathbf{w}_2}{c} + (-1)^r \frac{n_3 \mathbf{w}_3}{c} - \frac{n_4 \mathbf{w}_4}{c} \cong 0 \end{aligned} \quad (2.2.22a)$$

na qual  $p$ ,  $q$  e  $r$  são inteiros que podem assumir os valores 0 ou 1. No caso em que as ondas estão suficientemente próximas em frequência, de tal forma que a variação do índice de refração possa ser desprezada, essa condição pode ser aproximada pela relação:

$$\mathbf{w}_4 = (-1)^p \mathbf{w}_1 + (-1)^q \mathbf{w}_2 + (-1)^r \mathbf{w}_3 \quad (2.2.22b)$$

Em (2.2.21) podemos observar a existência de três classes de termos responsáveis pela geração dos efeitos de *FWM*. A primeira dessas, corresponde aos quatro termos que possuem três frequências precedidas pelo mesmo sinal e uma outra com sinal oposto. Esses termos são responsáveis, por exemplo, pelo fenômeno de geração de terceiro harmônico [1],[26]. Entretanto, a condição de casamento de fase para esses termos dificilmente é verificada e, a não ser em situações muito especiais, seus efeitos não são muito significantes para os casos de interesse em telecomunicações [1].

A segunda classe corresponde ao termo que possui todas as frequências  $\omega_i$  precedidas pelo sinal negativo. A contribuição deste termo será muito pequena, uma vez que a condição (2.2.22) nunca será satisfeita.

A última dessas classes, e de maior interesse para nosso trabalho, é composta pelos três termos que possuem duas frequências  $\omega_i$  precedidas pelo sinal negativo e as outras duas pelo sinal positivo. Se, além de  $\omega_4$ , a outra frequência precedida por sinal negativo for  $\omega_3$ , a condição de casamento de fase será satisfeita para:

$$\omega_4 + \omega_3 = \omega_1 + \omega_2. \quad (2.2.23)$$

Essa condição implica que dois fótons de frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$  serão aniquilados e dois fótons de frequências  $\omega_3$  e  $\omega_4$  serão gerados pelo fenômeno de Mistura de Quatro Ondas. Obviamente, durante esse processo, a energia e o *momentum* dos fótons envolvidos devem se conservar.

A equação (2.2.23) prevê que a potência de dois canais possa ser transferida para frequências que já transmitem seus próprios sinais, originando *crosstalk*. De fato, o *crosstalk* gerado pela *FWM* é uma das principais fontes de limitação do alcance dos sistemas atuais que empregam fibras de baixa dispersão [27]-[30].

Hill *et al.* [31] desenvolveram uma fórmula para estimar a potência gerada pela *FWM*. Essa fórmula, posteriormente modificada por Shibata *et al.* [32] e, mais recentemente, por Song *et al.* [33], vem sendo bastante utilizada para avaliar o *crosstalk* induzido pela *FWM*. Segundo ela, a potência gerada em  $\omega_4$ , é dada por:

$$P_{ijk}(L) = \frac{h}{9} \mathbf{d}^2 \mathbf{g}^2 P_i P_j P_k \exp(-\alpha L) L_{eff}^2, \quad (2.2.24a)$$

na qual  $P_i$ ,  $P_j$  e  $P_k$  são as potências, respectivamente, dos canais de frequências  $\omega_i$ ,  $\omega_j$  e  $\omega_k$ ,  $\mathbf{d}$  é o fator de degenerescência, igual a 3 para 2 canais ou igual a 6 para 3 canais e a eficiência  $\mathbf{h}$  é dada por:

$$\mathbf{h} = \frac{\mathbf{a}^2}{\mathbf{a}^2 + \Delta k'} \left\{ 1 + \frac{4 \exp(-\mathbf{aL}) \sin^2(\Delta k' L / 2)}{[1 - \exp(-\mathbf{aL})]^2} \right\}, \quad (2.2.24b)$$

com

$$\Delta k' = \frac{2\mathbf{p}l_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \left[ D_C + \frac{\mathbf{I}_k^2}{2c} (\Delta f_{ik} + \Delta f_{jk}) S(\mathbf{I}_k) \right] - \mathbf{g}(P_i + P_j - P_k) \left[ \frac{1 - \exp(-\mathbf{aL}_{eff})}{\mathbf{aL}_{eff}} \right]. \quad (2.2.24c)$$

Na última expressão,  $\mathbf{I}_k$  representa o comprimento de onda correspondente à frequência  $\omega_k$  na qual um dos fótons é gerado,  $\Delta f_{mn} = |f_m - f_n|$ , para  $m, n = (i, j, k)$  e

$S(\mathbf{I}_k) = \left. \frac{d}{d\mathbf{I}} D(\mathbf{I}) \right|_{\mathbf{I}=\mathbf{I}_k}$  é a inclinação da dispersão em  $\mathbf{I}_k$ .

A eficiência da *FWM* é incrementada com a condição de casamento de fase dos canais propagantes [34]. As possibilidades para se obter um casamento de fase são [1]: (i) operar próximo do comprimento de onda de dispersão nula; (ii) operar no regime de dispersão anômalo (iii) utilizar espaçamento entre canais pequeno e baixos níveis de potência para os canais.

Outra consequência da *FWM* é a geração de sinais em novas frequências. Se, inicialmente, tivermos  $N_C$  canais propagando-se pela fibra, o número de canais gerados pela *FWM* será, [35]:

$$M_{FWM} = \frac{(N_C^3 - N_C^2)}{2} \quad (2.2.25)$$

Observamos que essa equação leva em consideração apenas a interação entre os canais que foram inicialmente introduzidos na fibra. Na verdade, a *FWM* também proporciona a interação entre os canais gerados e os incidentes na fibra. Isso leva a um processo contínuo de geração de canais cuja eficiência diminui com a ordem das interações [24], [25], [31].

Assim, apesar de a Mistura de Quatro Ondas seja prejudicial à transmissão de canais em sistemas *WDM*, nos últimos anos, ela pode ser utilizada em dispositivos conversores de frequência. Esses dispositivos além de serem bastante atrativos para as redes ópticas comercialmente em uso, constituem uma peça chave para a implementação de Redes Totalmente Ópticas (*AON- All Optical Networks*) e das Redes Ópticas de Segunda Geração.

Embora, os conversores de frequência possam utilizar outros materiais não-lineares, como os Amplificadores Ópticos de Semicondutores (*SOA- Semiconductor Optical Amplifiers*) [36], [37], trabalhos recentes têm mostrado a eficiência das fibras ópticas nesses processos. Em particular, destacamos o trabalho de Aso *et al.*, no qual uma Fibra Altamente Não-Linear (*HNL-DSF*), com 100 m de comprimento, foi utilizada para converter comprimentos de onda em uma largura de banda de 91.3 nm [38]. Em [39], um experimento utiliza a *MI* em uma fibra altamente não-linear para realizar conversão de comprimento de onda.



# Capítulo 3

## Estudo Numérico Sobre a Instabilidade Modulacional e a *FWM*

---

Neste capítulo damos início à apresentação dos resultados obtidos com as simulações no PC-SimFO. Procuramos fazer um estudo dos efeitos não-lineares. Especificamente abordamos o relacionamento entre efeitos não-lineares importantes para a transmissão da informação pela fibra óptica, como a Mistura de Quatro Ondas (*FWM*) e a Instabilidade Modulacional (*MI*).

Na seção 3.1 nós analisamos o relacionamento entre a *FWM* e a *MI* em fibras de dispersão deslocada. Como colocamos em [24] e [25] e veremos adiante, as simulações sugerem que a dinâmica da *FWM* interfere no processo da *MI*.

Na seção 3.2 nós propomos um método para compensar ou minimizar o efeito da *MI*. Como está apresentado em [25], a nossa abordagem é baseada no gerenciamento de dispersão cromática ao longo do enlace, visando a quebra da interação entre a dispersão cromática e a não-linearidade da fibra.

Finalizando o capítulo, na seção 3.3 apresentamos os comentários finais com relação aos efeitos observados.

### 3.1 INFLUÊNCIA DA DINÂMICA DA *FWM* SOBRE A *MI*

Nestes últimos anos, o crescente aumento de tráfego nas fibras ópticas monomodo atualmente instaladas, juntamente com o uso do esquema de multiplexagem *WDM* nas agora chamados de sistemas *WDM*, tem dado relevante importância aos limites impostos pelos efeitos não-lineares. Em particular, a *FWM* é um dos efeitos mais severos à transmissão da informação pela fibra em sistemas multiplexados em comprimento de onda (*WDM*) [27], limitando o espaçamento entre canais para uma dada taxa de erro. A *MI* [42], a qual tem sido encarada como um processo de *FWM* [1], é outro importante efeito não linear. Em geral, a *MI* e a *FWM* se originam do mesmo princípio físico, mas a literatura recente [33] enfatiza que algumas diferenças entre elas devem ser levadas em conta.

Nesta seção analisamos o relacionamento entre a *FWM* e a *MI*, usando simulações numéricas. Nós consideramos dois canais se propagando por uma fibra óptica monomodo com dispersão deslocada. No capítulo 5, nós utilizaremos este relacionamento em uma fibra

altamente não-linear com dispersão deslocada para se fazer a conversão de comprimento de onda. Veremos que uma das vantagens de se utilizar uma fibra altamente não-linear é a diminuição dos níveis de potência empregados.

Nesta análise, considera-se a propagação de dois canais em uma fibra monomodo com dispersão deslocada. Os resultados numéricos foram obtidos utilizando-se o simulador de sistemas fotônicos, PC-SimFo, desenvolvido no Laboratório de Tecnologia Fotônica DT/FEEC/UNICAMP. Este *software* usa o método de Split-Step Fourier para resolver a Equação Não Linear de Schrödinger, a qual descreve a propagação dos pulsos ópticos pela fibra.

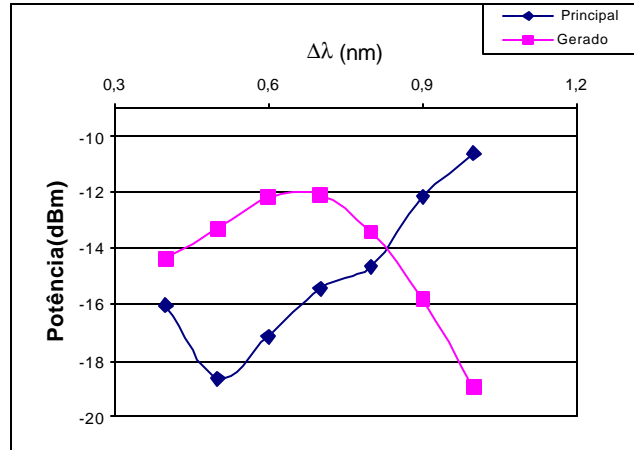
Cada canal carrega uma seqüência de 32 bits com formato de pulso NRZ (*Non-Return to Zero*). Apesar de ter sido utilizada modulação direta, a conversão eletro-óptica foi assumida ideal e nenhum *chirp* foi induzido nesta conversão.

A potência do canal principal ( $\sim 17$  dBm) foi aproximadamente dez vezes maior que a do segundo canal. Portanto, numa primeira aproximação, pode-se considerar o segundo canal como uma perturbação do principal. O comprimento de onda do canal principal foi ajustado em  $\lambda_1 = 1553$  nm e do canal de perturbação em  $\lambda_2 = (1553 + \Delta\lambda)$  nm, onde o  $\Delta\lambda$  é o espaçamento entre os canais e foi variado na simulação.

Os parâmetros da fibra são: comprimento do enlace  $L = 100$  km, coeficiente não linear  $\gamma = 2.3$  (km.w)<sup>-1</sup>, atenuação  $\alpha = 0.22$  dB/km, comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1550$  nm, dispersão cromática  $D = 0.2$  ps/nm.km em  $\lambda = 1553$  nm, resultando numa inclinação da curva da dispersão cromática de 0.667 ps/nm<sup>2</sup>.

De acordo com estes parâmetros e usando a equação 2.2.19a (levando-se em conta a atenuação da fibra), tanto o casamento de fase quanto o ganho máximo da MI induzida pela SPM, deveriam acontecer em  $DI = 0,7$  nm.

A Fig. 3.1, mostra a dependência entre a potência dos canais no final da fibra e o espaçamento entre eles. Como teoricamente esperado, foi observado que o canal *Anti-Stokes*, gerado pela FWM, exibe sua potência máxima para  $DI = 0,7$  nm. Entretanto o mínimo da potência do canal principal foi deslocado para  $DI = 0,5$  nm.

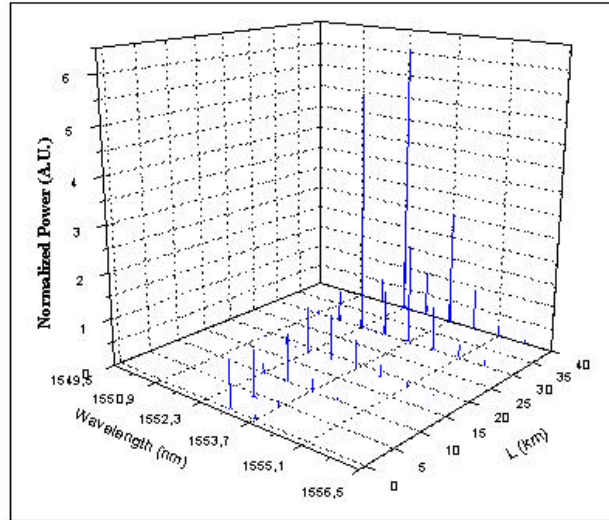


**Figura 3.1:** Potência dos canais principais e *Anti-Stokes* em função do espaçamento entre os canais, em  $z = 100 \text{ km}$

Para explicar esta discrepância, devemos considerar a dinâmica da *FWM* através da propagação dos pulsos ao longo da fibra. As Figs. 3.2 e 3.3 mostram, respectivamente, a evolução espectral dos canais inicialmente lançados na fibra e dos canais gerados pela *FWM* para  $DI = 0,7 \text{ nm}$  e a potência média dos canais em função da distância de propagação. Na Fig. 3.2, as potências são normalizadas com relação à potência do canal principal na entrada da fibra.

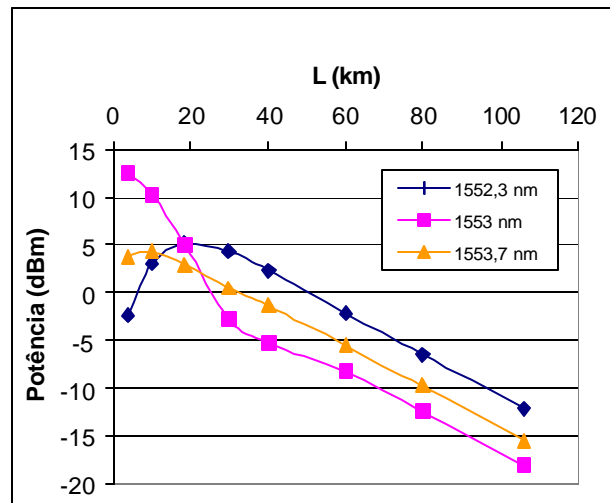
Estas figuras sugerem que depois de uma certa distância de propagação (por volta do comprimento efetivo,  $L_{eff}$ ): (i) a interação da *FWM* cessa [42] e (ii) que a potência dos canais em  $(1553 \pm DI) \text{ nm}$  se tornam maior que a potência do canal principal. As origens deste fenômeno estão, provavelmente, relacionadas com a assimetria do ganho da *MI*, como previsto pela equação 2.2.18b e com a alta eficiência da *FWM*.

Observamos também que em  $z = 10 \text{ km}$  a *FWM* já havia gerado canais com potência relativamente alta. Além disso, a perturbação também começa a ter uma potência comparável com a potência do canal principal. Com isto, a *MI* induzida pela *SPM*, que necessita apenas de uma semente para se desenvolver, perde sua caracterização. O canal de *Anti-Stokes* gerado em  $(1553 - DI)$  pela *FWM* também exibe uma intensidade da mesma ordem da dos canais lançados inicialmente na fibra. Este fato sugere que, pelo menos, de  $10 \text{ km}$  em diante a *MI* deveria ser induzida pela *XPM*.



**Figura 3.2:** Evolução Espectral dos canais

Levando isto em conta e considerando a potência do canal principal em  $z=10$  km, nós plotamos a curva de ganho através da equação 2.2.18b, na Fig. 3.4. Seu máximo está por volta de  $0.5$  nm, o que está em concordância com os resultados obtidos na simulação que estão mostrados na Fig. 3.1.



**Figura 3.3:** Dependência da potência média dos canais com a distância

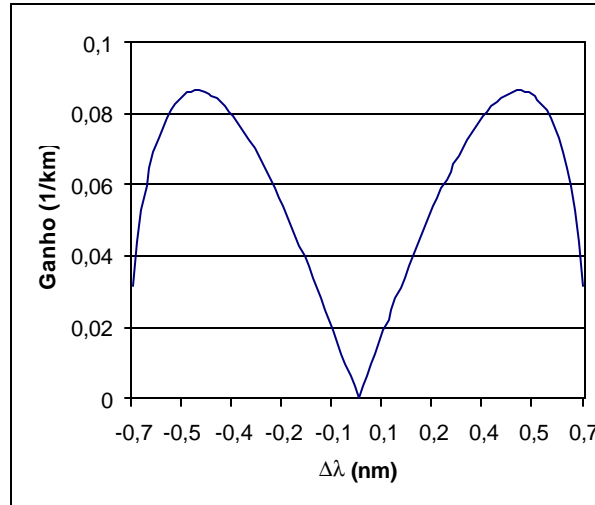


Figura 3.4: Ganho Espectral para a MI induzida pela XPM

Para tentar avaliar a distinção entre o processo da MI induzida pela SPM e pela XPM, a relação entre as potências do canal principal,  $P_1$ , e do canal de perturbação,  $P_2$ , foi incrementada, mas mantendo-se a potência média na fibra constante. Os resultados das simulações estão mostrados na Fig. 3.5. Foi observado que quando a relação  $P_1/P_2$  é incrementada, o ganho máximo da MI se desloca para  $\Delta\lambda_{MI} = 0.7$  nm. Isto está em concordância com o ganho máximo esperado para a MI induzida pela SPM e sugere que a dinâmica da FWM perde sua importância se apenas uma semente está presente.

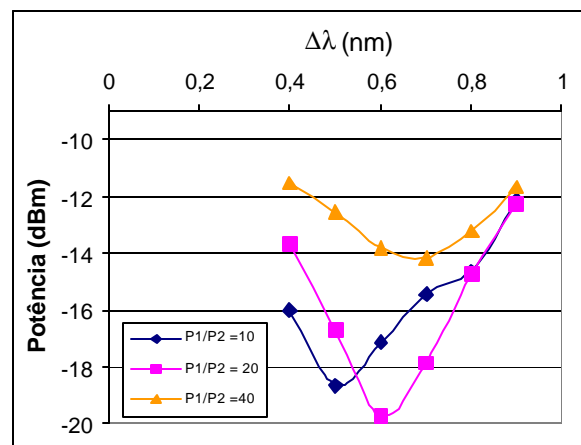


Figura 3.5: Deslocamento do  $\Delta\lambda_{MI}$  para diferentes relações de potência entre os canais principal e de perturbação.

### 3.2 COMPENSANDO A MI ATRAVÉS DO GERENCIAMENTO DE DISPERSÃO

Como foi dito anteriormente, a MI é um fenômeno que ocorre em meios não lineares e dispersivos. Portanto, em fibras ópticas monomodo, a dispersão cromática é um

parâmetro fundamental para o processo da *MI*. Nesta seção é proposta uma estratégia para inibir ou minimizar o efeito da *MI*. A estratégia utilizada é o gerenciamento da dispersão cromática ao longo do enlace óptico. Isto está embasado no fato que a *MI* depende diretamente da dispersão cromática para se desenvolver. Portanto, uma correta política de gerenciamento ao longo do enlace pode compensar a dispersão cromática e conseqüentemente inibir o efeito da *MI*.

### 3.2.1 GERENCIAMENTO DE DISPERSÃO EM FIBRAS MONOMODO

Os sistemas fotônicos atuais são, em sua maior parte, baseados em sistemas *WDM*. A separação entre canais, a potência de entrada de cada canal e a largura de banda total são parâmetros importantes no projeto destes sistemas. Um outro parâmetro importante é a sua taxa total de transmissão ou a capacidade do sistema. Tratando especificamente deste ponto, a capacidade do sistema pode ser incrementada de três formas [43]:

- Aumentar a taxa de transmissão de cada canal;
- Aumentar o número de canais no sistema *WDM* diminuindo a distância entre eles;
- Expandir a largura de banda do sistema, assegurando ainda uma razoável distância entre os canais.

Infelizmente estas alternativas ainda possuem suas limitações práticas.

A última é limitada por causa da largura de banda oferecida pelos *EDFA*'s que está por volta de 35 *nm* [44]. A segunda alternativa encontra a sua limitação nos efeitos não-lineares impostos pela fibra óptica. Por fim, a primeira opção possui limites devido à dispersão cromática e de modo polarizado, além disso, exige tecnologia eletrônica de alta velocidade.

O problema da dispersão cromática pode ser minimizado se técnicas de gerenciamento de dispersão cromática são utilizadas [45].

Várias técnicas de gerenciamento de dispersão têm sido propostas na literatura. Dentre elas destacamos: fibras de compensação de dispersão (*DCF*) [45]-[48]; dispositivos baseados em grades de Bragg e dispositivos de compensação de modo de alta ordem [45]. Destas diferentes técnicas as *DCF*'s é a tecnologia que está sendo mais empregada [45].

Vamos tratar aqui apenas da técnica *DCF*. O uso de *DCF*'s foi primeiramente proposta no início dos anos 80, mas somente foram utilizadas nos sistemas ópticos na metade da década de 90.

Nesta técnica, gerenciamento de dispersão significa compensar a dispersão e/ou a inclinação da curva de dispersão em um enlace óptico através de uma fibra com dispersão de sinal contrário chamada de Fibra de Compensação de Dispersão (*DCF*). Dessa forma, os canais que se propagam pela fibra experimentarão dispersão total aproximadamente nula ou dentro de um limite aceitável no final do enlace[46].

O gerenciamento de dispersão com *DCF* pode ser classificado em:

**a) De acordo com a posição da DCF no enlace**

- i) ***Pré-Compensação***: Se a *DCF* é seguida pela fibra de transmissão que quero compensar a dispersão;
- ii) ***Pós-Compensação***: Se a fibra que quero compensar a dispersão é seguida pela *DCF*.

**b) De acordo com a potência de entrada na DCF**

- i) ***Gerenciamento não linear***
- ii) ***Gerenciamento linear***

**c) De acordo com o valor da dispersão total da DCF**

- i) ***Compensação Total***: a dispersão do enlace é totalmente compensada;
- ii) ***Sub-Compensação***: o comprimento da *DCF* não é suficiente, existindo portanto uma dispersão residual no final do enlace de mesmo sinal que a dispersão da fibra do enlace;
- iii) ***Sobre-Compensação***: o comprimento da *DCF* é maior que o suficiente, existindo portanto uma dispersão residual no final do enlace de mesmo sinal que a dispersão da *DCF*;

As fibras de compensação de dispersão podem ser projetadas para compensar apenas a dispersão do enlace. Neste caso estas fibra são chamadas de fibras de compensação de dispersão convencionais *cDCF* (*Conventional Dispersion Compensation Fiber*). Estas fibras fornecem uma dispersão aproximadamente constante na faixa de 1530 a 1565 nm, isto implica que podemos ter canais num sistema WDM que serão sub-compensados ou e outros que serão sobre-compensados. Portanto, os efeitos da dispersão

cromática podem ser neutralizados num específico comprimento de onda e agravados em outro. Para resolver este problema, foram projetadas fibras *DCF* que compensam tanto a dispersão quanto a inclinação da curva de dispersão. Nestas fibras podemos definir uma nova quantidade denominada de fator *KAPPA* que é dada por:

$$\mathbf{k} = \frac{\text{Dispersão}}{\text{Inclinação da dispersão}} = \frac{D}{S_0} \quad (3.2.1)$$

Com isso um dispositivo compensador pode ser projetado com um apropriado fator *k* de forma a compensar dispersão e inclinação da dispersão.

Tipicamente a dispersão da fibra *DCF* está entre  $D_c \approx -60$  à  $-100$  ps/nm.km, o que implica em comprimentos entre 10 e 15 km para compensar certa de 80 km de um enlace com fibra *STDF*. Este comprimento utilizado para a *DCF* é considerado alto, pois a atenuação destas fibras está entre  $a_c \approx 0,5$  à  $1,0$  dB/km. Um outro fator, chamado de Figura de Mérito *M*, em ps/nm.dB, foi definido para estas fibras e é dado por [49]:

$$M = \frac{D_c}{a_c} \quad (3.2.2)$$

É desejável que tanto o fator *k* quanto a Figura de Mérito *M* tenham altos valores. Para os dois casos o objetivo é diminuir o máximo possível o comprimento da fibra *DCF*.

Além do preço pago em termos de atenuação adicional colocada no enlace pela fibra de compensação, o valor do seu coeficiente não-linear *g* é considerado elevado (cerca de duas ou três vezes maior) quando comparado com o das fibras *DSF* [45]. Isto implica que as *DCF*'s são pouco tolerantes a altos níveis de potência, pois tendem a excitar efeitos não-lineares.

Apesar dos empecilhos colocados pela *DCF* no tocante a atenuação e coeficiente não-linear, elas têm sido bastante utilizadas em estratégias que visam a melhora do desempenho do sistemas ópticos [50]-[59]. Tradicionalmente as *DCF* são utilizadas em enlaces com *STDF*, todavia elas podem ser utilizadas também para compensar a dispersão em enlaces com fibras *DSF* e, recentemente, novas fibras especiais têm sido projetadas para compensar a dispersão em fibras *NDSF* [60].

O modelo utilizado para se fazer o cálculo do comprimento da fibra *DCF* necessário para se fazer a compensação da dispersão no enlace é bastante simples. Se uma fibra *STDF* está operando no regime linear, utilizamos o seguinte modelo [61]:



$$\mathbf{b}_2^{dcf} L^{dcf} + \mathbf{b}_2^{st} L^{st} = 0 \quad (3.2.3a)$$

e

$$\mathbf{b}_2^{dcf} L^{dcf} + \mathbf{b}_2^{st} L^{st} = 0 \quad (3.2.3b)$$

onde:

$L^{stdf}$  : é o comprimento da fibra *STDF*

$L^{dcf}$  : é o comprimento da fibra *DCF*

Para uma fibra *DSF* as equações são análogas.

Se uma fibra *STDF* ou *DSF* estiver operando no regime não-linear, a compensação dadas pelas equações (3.2.3a e b) não será eficiente [43].

O valor da dispersão foi calculado de acordo com a equação [45]:

$$D(\mathbf{I}) = \left( \frac{S_0}{4} \right) \left[ \mathbf{I} - \frac{\mathbf{I}_0^*}{\mathbf{I}^*} \right] \quad (3.2.4)$$

### 3.2.2 O MÉTODO PROPOSTO

Fibras *DCF* têm sido utilizados também para se combater efeitos não-lineares, como por exemplo *FWM* e *MI* [40],[41],[57]. A nossa proposta para inibir a *MI* é baseada também em fibras *DCF*, todavia a idéia que nos motivou é diferente da idéia apresentada na literatura [40],[41]. Além disso, pretendemos também propor a inclusão de mais um item na classificação do gerenciamento de dispersão de acordo com a posição da *DCF* no enlace.

O método apresentado em [40], [41] é baseado na mudança periódica da dispersão cromática usando pós-compensação. A idéia é fornecer grandes variações da dispersão através da inclusão de fibras com dispersão contrária ao do enlace. Estas variações são responsáveis pela eliminação do efeito da *MI*.

Na estratégia que utilizamos, procuramos compensar a dispersão nem por pós-compensação nem por pré-compensação. Compensamos a dispersão acumulada nos primeiros 10 *km* de fibra e ao final dos 90 *km* restantes no enlace. Fizemos simulações também compensando apenas os 10 primeiros quilômetros. Em ambos os casos a *MI* foi inibida.

Antes de continuarmos na descrição da estratégia empregada, sugerimos a inclusão da classificação do gerenciamento de dispersão de acordo com a posição da *DCF*. O item sugerido é a Compensação de Linha. A classificação então ficaria:

De acordo com a posição da DCF no enlace:

- i) **Pré-Compensação:** Se a DCF é seguida pela fibra que quero compensar a dispersão;
- ii) **Compensação de Linha:** Se a DCF está depois do início e antes do final da fibra que quero compensar, ou seja, está ao longo do enlace;
- iii) **Pós-Compensação:** Se a fibra que quero compensar a dispersão é seguida pela DCF.

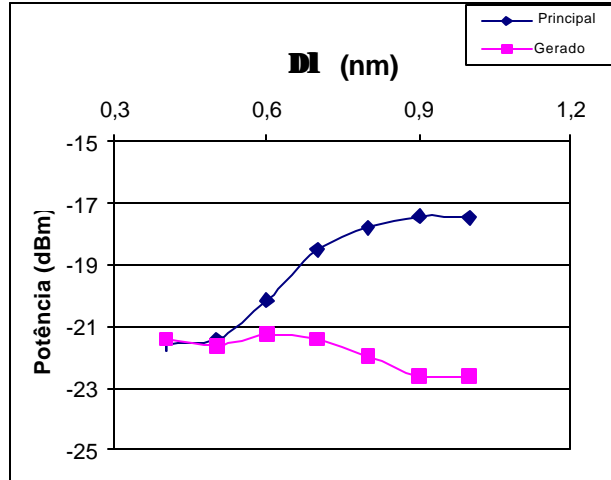
A estratégia utilizada para compensar a MI está embasada no fato que a MI é um fenômeno resultante da interação entre os efeitos não-lineares e a dispersão cromática da fibra óptica. Portanto, se de alguma forma esta interação for quebrada, espera-se que a MI seja inibida. Sendo assim, uma apropriada política de gerenciamento ao longo do enlace pode compensar a dispersão e conseqüentemente inibir a MI.

O ponto do enlace escolhido para se inserir a DCF foi apontado pela não-linearidade da fibra. Como os efeitos não-lineares são mais intensos até o comprimento efetivo ( $l_{eff}$ ) da fibra, escolhemos compensar a dispersão acumulada em um  $L < l_{eff}$ .

O sistema utilizado na simulação foi o mesmo da seção 3.1, com a inclusão da fibra DCF. Os parâmetros da fibra DCF foram: coeficiente não-linear  $\gamma = 5 (km \cdot w)^{-1}$ , comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1312 nm$ , dispersão cromática  $D = -73.37 ps/nm \cdot km$  em  $\lambda = 1553 nm$ , dispersão de primeira ordem  $\hat{\alpha}_2 = 93,9 ps^2/km$ , atenuação  $\alpha = 0.55 dB/km$ ,  $S_0 = 0,093 ps/nm^2 km$  [29]. Não houve preocupação com a dispersão de segunda ordem ( $b_3$ ) para o cálculo do comprimento da fibra DCF  $L^{dcf}$ , já que o  $b_3$  não influencia no ganho da MI [1].

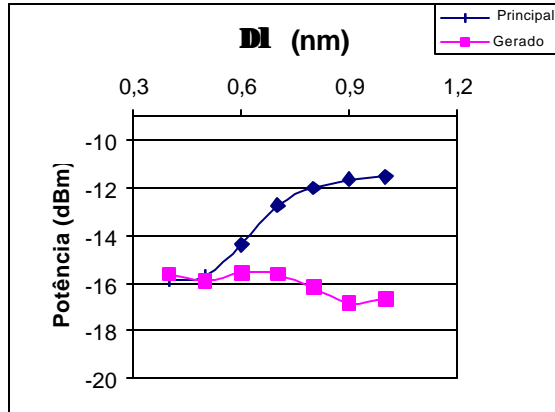
Na simulação adotamos duas estratégias. Primeiro fizemos a compensação de linha nos primeiros 10 km (aproximadamente metade do comprimento efetivo da fibra DFS) e nos 90 km restante do enlace. Depois, para mostrar que basta compensar somente a dispersão antes do comprimento efetivo, fizemos a simulação compensando a dispersão apenas dos 10 primeiros quilômetros. Os resultados mostram que em ambos os casos a MI é inibida.

A Fig. 3.6 mostra a curva para a simulação com em 10 *km* e nos 90 quilômetros restantes da fibra *DSF*. Comparando com a Fig. 3.1, vemos que o canal principal deixa de apresentar o ponto de mínimo em  $\Delta\lambda = 0,5 \text{ nm}$ . Isto indica que a *MI* foi inibida.



**Figura 3.6:** Potência dos canais Principal e Anti-Stokes (gerado) em função do espaçamento entre os canais com compensação em  $z = 10 \text{ km}$  e  $100 \text{ km}$

A Fig. 3.7 mostra a mesma curva da Fig. 3.6, mas agora para a compensação somente nos 10 primeiros quilômetros da fibra *DSF*. Perceba que para este caso acontece o mesmo que no caso da Fig. 3.6. Ou seja, o canal principal deixa de apresentar o ponto de mínimo em  $\Delta\lambda = 0,5 \text{ nm}$ , indicando que a *MI* foi inibida. Com isso concluímos que para a estratégia sugerida, basta compensar a dispersão acumulada nos primeiros 10 *km* de fibra *DSF*. A Fig. 3.7 também coloca um ponto a favor do nosso método, ou seja, mostra que para inibir a *MI* basta compensar a dispersão acumulada em uma distância menor que o comprimento efetivo da fibra *DSF*, pois é neste comprimento que os efeitos não-lineares são mais intensos.



**Figura 3.7:** Potência dos canais Principal e Anti-Stokes (gerado) em função do espaçamento entre os canais com compensação em  $z = 10$  km

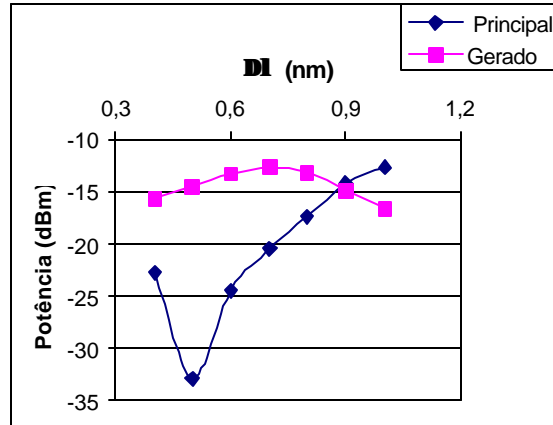
Comparando com o método apresentado em [40],[41], uma vantagem do nosso método é a utilização de uma *DCF* de pequeno comprimento (no máximo  $0,3$  km). Isto é importante porque como vimos no item 3.2.1, as fibras *DCF*'s tendem a excitar efeitos não-lineares. Felizmente, como as *DCF*'s utilizadas na simulação possuem pequenos comprimentos, a eficiência destes efeitos é diminuída. Outra vantagem trazida pelo pequeno comprimento é que a atenuação dada pela fibra *DCF* é pequena.

Um desvantagem do nosso método é que a compensação da dispersão é feita no meio do enlace. Isto dificulta a colocação da fibra *DCF* nas fibras já instaladas, todavia se um novo enlace está sendo instalado, esta dificuldade se torna bem menor.

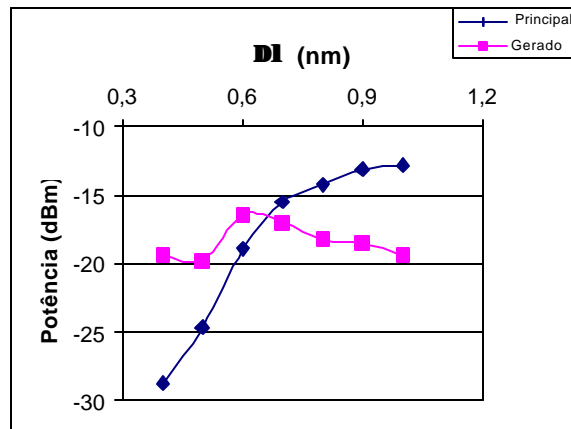
Utilizando a eq. (3.2.3a), encontramos que o comprimento  $L^{def}$  é de aproximadamente  $0,027$  km para  $10$  km e de aproximadamente  $0,25$  km para  $90$  km.

Espera-se que este método não seja muito eficiente para compensar a dispersão, pois a fibra está operando no regime não linear [45], todavia nossas simulações mostraram que este procedimento apresenta bons resultados para inibir a *MI*.

Repetimos as simulações para com mesmo sistema, mas agora operando com uma taxa de transmissão de bit de  $10$  Gbps. As Figs. 3.8 (equivalente a Fig. 3.1) e 3.9 (equivalente a Fig. 3.7) mostram que os resultados obtidos estão em concordância com os anteriores.



**Figura 3.8:** Potência dos canais principais e *Anti-Stokes* em função do espaçamento entre os canais, em  $z = 100 \text{ km}$  com uma taxa de  $10 \text{ Gbps}$



**Figura 3.9:** Potência dos canais Principal e *Anti-Stokes* (gerado) em função do espaçamento entre os canais com compensação em  $z = 10 \text{ km}$  para taxa de  $10 \text{ Gbps}$

### 3.3 COMENTÁRIOS FINAIS

Neste capítulo apresentamos uma discussão, baseada em simulações numéricas, da competição entre a *MI* e a *FWM* e uma técnica de gerenciamento de dispersão que pode compensar a *MI*.

Embora os mecanismos físicos sejam os mesmos para a *MI* e *FWM*, existem alguns pontos que devem ser observados. Primeiro, quando a atenuação da fibra é nula, de (3) segue que a potência dos canais gerados pela *FWM* cresce linearmente com a distância, enquanto que a potência da perturbação ou da semente da *MI* cresce exponencialmente com a distância [1], [33]. Segundo, para o caso de termos um canal principal e uma perturbação, a *MI* necessita do regime de dispersão anômala para acontecer, ao passo que a *FWM* pode

acontecer nos dois regimes de dispersão. Além disso, parece fisicamente razoável considerar a *FWM* um processo “quase contínuo” ao longo da distância da fibra. Isto é, os canais gerados na primeira interação podem interagir novamente entre si e com os canais principais, gerando novos canais., fazendo a *FWM* ocorrer em várias etapas.

Os resultados obtidos mostram que a dinâmica da *FWM* interfere na *MI*, quando os novos canais gerados têm seus níveis de potência incrementados para níveis comparáveis com os dos canais principais. Nesta situação, a *MI* induzida pela *SPM* pode não explicar a propagação dos sinais. Todavia, mostramos que se levarmos em conta uma certa distância na qual a *FWM* já tem suficientemente depletado o canal principal, de tal maneira que a perturbação possa ser considerada como um canal de potência relativa alta, a *MI* induzida pela *XPM* se torna mais apropriada para descrever a propagação dos sinais.

Na seção 3.2 apresentamos um método baseado em uma política de gerenciamento de dispersão para inibir o efeito da *MI* em fibras *DSF*. O método proposto tem sua essência na quebra da interação entre a dispersão cromática e a não linearidade da fibra, através da compensação da dispersão acumulada num trecho de fibra menor que o comprimento efetivo. O método apresenta a vantagem de utilizar uma fibra *DCF* de pequeno comprimento, o que minimiza os efeitos de atenuação e das não-lineares inseridos devido a sua presença no enlace.

Nossos resultados mostraram que se compensamos a dispersão cromática acumulada num comprimento menor que o comprimento efetivo, a relação entre a não-linearidade e a dispersão cromática da fibra é quebrada, fazendo com que o processo da *MI* não se desenvolva mais.

O método proposto apresenta a vantagem de utilizar uma fibra *DCF* de pequeno comprimento, o que minimiza os efeitos de atenuação e das não-lineares inseridos devido a presença da *DCF* no enlace.

Esta técnica pode ter relevante aplicação em sistemas que operam no regime de dispersão anômalo da fibra, na medida que a *MI* pode enriquecer o ruído presente no sistema, por exemplo o ruído *ASE* (*Amplified Spontaneous Emission*), causando a degradação do espectro do sinal e limitando a performance do sistema.

Embora os resultados das simulações numéricas tenham sido obtidos em fibras de dispersão deslocada e façam uso de níveis de potência relativamente altos, eles podem ser bastante relevantes se a propagação for feita em fibras de dispersão deslocada altamente não-lineares. Estas fibras, as quais podem ser utilizadas para conversão de comprimento de onda [38], têm valor do coeficiente não-linear  $\sim 6$  vezes maior que o que foi usado na simulação numérica. Como o comprimento não linear é inversamente proporcional a este parâmetro e a potência média lançada na fibra, isto significa que, desprezando diferenças nas atenuações das fibras, os resultados deste trabalho podem ser estendidos para níveis de potência por volta de 5.7 dBm em fibras altamente não linear.

# Capítulo 4

## Amplificação Óptica Utilizando a Instabilidade Modulacional

---

Um dos parâmetros mais importantes para a transmissão de sinais em sistemas fotônicos é a atenuação dada pela fibra óptica monomodo. Para a terceira janela de transmissão (em torno de  $1550\text{ nm}$ ), a atenuação dada pela fibra monomodo está entre  $0,2$  e  $0,25\text{ dB/km}$ . Aparentemente este valor é pequeno e pode ser desprezado se fibras de curtas distâncias (em torno de  $1\text{ km}$ ) são utilizadas. Todavia para sistemas de comunicações ópticas de longa distância, onde as transmissões ocorrem em fibras em torno de  $100\text{ km}$ , atenuação se torna um fator limitante para o alcance do sistema. Sendo assim torna-se necessária a compensação da atenuação dada pela fibra.

Neste contexto, amplificadores ópticos são utilizados para desempenhar a função de compensação das perdas ao longo dos enlaces ópticos. A amplificação de sinais ópticos teve seu grande avanço, de ponto de vista de implementação sistêmica em larga escala, com o advento dos Amplificadores Ópticos a Fibra Dopada com Érbio (*EDFA - Erbium Doped Fiber Amplifiers*) no início da década de 90 [44]. Além disso, com os *EDFA's* os sistemas *WDM* se tornaram economicamente viáveis.

Na década de 80 vários tipos de amplificadores foram estudados e desenvolvidos. Amplificadores a Lasers Semicondutores (*SOA - Semiconductor Laser Amplifiers*), Amplificadores utilizando o efeito Raman, Amplificadores utilizando o efeito de Brillouin e Amplificadores a Fibra Dopada com Érbio são alguns exemplos. Temos ainda os amplificadores paramétricos [1],[62]-[64].

Neste capítulo propomos um método para realizar a Amplificação Óptica utilizando os princípios da Instabilidade Modulacional. A principal vantagem deste método é a não inserção de ruído ao sinal durante o processo de amplificação. Como veremos adiante, um ponto negativo é a baixa largura de banda de amplificação oferecida. Entretanto, este problema pode ser contornado utilizando-se vários canais de bombeio na fibra que serve como meio para a realização da amplificação.



A fibra utilizada no dispositivo que vamos propor é a Fibra Altamente Não-Linear de Dispersão Deslocada (*HNL-DSF – High Nonlinearity-Dispersion Shifted Fiber*), a qual, devido a sua característica de alta não-linearidade, proporciona um ganho bem maior do a Fibra de Dispersão Deslocada (*DSF- Dispersion Shifted Fiber*). Esta discussão será mais detalhada adiante.

Este capítulo está distribuído da seguinte maneira: na seção 4.1 abordamos os princípios da *MI* utilizados na amplificação. Na seção 4.2 apresentamos os resultados das simulações numéricas com a fibra *DSF*. Na seção 4.3 mostramos os resultados da amplificação com a fibra *HNL-DSF* e fazemos uma comparação com os obtidos com a fibra *DSF*. Nesta seção definimos uma equação que estabelece o valor mínimo da potência do canal de bombeio que vai despertar o processo de amplificação via *MI*. Na seção 4.4 colocamos a proposta de um dispositivo que utilize os princípios da *MI* para realizar a amplificação. Resultados de simulações com o dispositivo em enlaces são apresentados. Finalmente, na seção 4.5 exibimos nossos comentários finais.

#### 4.1 PRINCÍPIOS DO MÉTODO PROPOSTO PARA A AMPLIFICAÇÃO

A idéia herdada da Instabilidade Modulacional para se fazer a Amplificação Óptica é a possibilidade de se proporcionar um ganho a uma perturbação quando se propaga sob determinadas condições em uma fibra óptica monomodo.

Podemos resumir as condições para ocorrência do ganho em duas principais:

- i) A fibra óptica monomodo deve estar operando no regime anômalo, ou seja, os canais de bombeio e de informação devem ter comprimento de onda maior que o comprimento de dispersão nula. Com isso a dispersão de primeira ordem  $b_2$  é menor do que zero, caracterizando o regime anômalo;
- ii) Os canais de informação devem ser considerados perturbações quando comparados com o canal de bombeio.

A primeira condição é facilmente atendida, mas possui o inconveniente de restringir a amplificação a canais de informação com comprimento de onda maior que o comprimento de onda de dispersão nula. A segunda condição também é facilmente atendida, já que os canais a serem amplificados podem, por exemplo, possuir potência em

torno de  $-20$  a  $-25$  dBm, pois já sofreram a atenuação imposta pelo enlace pelo qual se propagaram.

A figura 4.1 mostra a configuração proposta. O canal de bombeio com comprimento de onda  $I_B$ , será perturbado pelos canais 1 e 2 com comprimento de onda dados por  $I_1$  e  $I_2$ , respectivamente. A interação entre eles dará origem a uma curva de ganho em torno das canais 1 e 2, em virtude do efeito da MI. Como apresentaremos na seções a seguir, nossas simulações mostram que consideráveis ganhos podem ser obtidos com esta configuração.

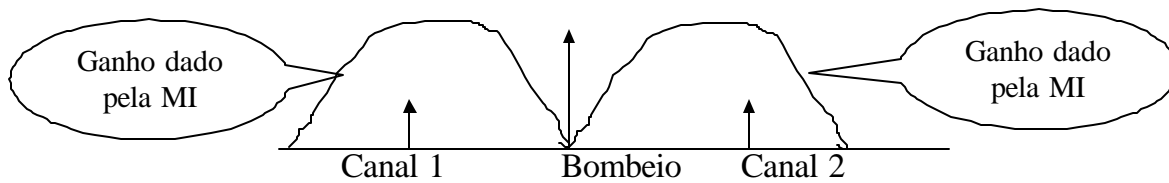


Figura 4.1: Configuração para a amplificação de dois canais

Se quisermos amplificar mais canais, utilizamos múltiplos bombeios. Todavia sempre obedecendo ao critério de dois canais de informação para um de bombeio. A figura 4.2 ilustra este caso.

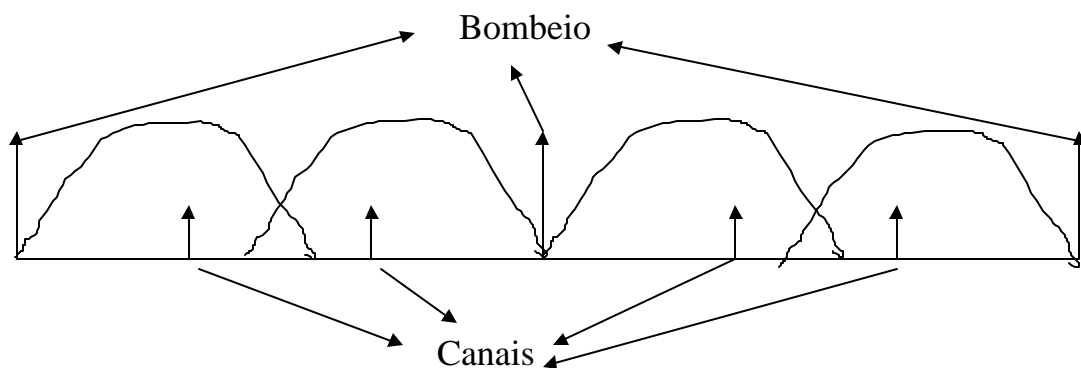


Figura 4.2: Configuração para a amplificação de vários canais

#### 4.1.1 GANHO E LARGURA DE BANDA

A diferença em frequência ou a diferença em comprimento de onda entre os canais de informação e o canal de bombeio é um importante parâmetro no ganho dado pelo efeito da MI.

Para o caso de nosso interesse, o ganho dado pela MI é [1]:

$$g(\Delta f) = 4\mathbf{p}^2(\mathbf{b}_2\Delta f)(f_c^2 - \Delta f^2)^{1/2} \quad (4.1.1.1)$$

na qual:

$\Delta f \rightarrow$  é o espaçamento entre os canais em Hz

$g(\Delta f) \rightarrow$  é o ganho experimentado pelo canal localizado na frequência  $f = f_B + \Delta f$ .

Com  $f_B$  sendo a frequência do canal de bombeio.

$\mathbf{b}_2 \rightarrow$  é a dispersão de primeira ordem

$f_c \rightarrow$  é a frequência de corte da curva de ganho

O ganho é simétrico com relação ao deslocamento  $\Delta f = 0$ , ou seja, é simétrico com relação à frequência do canal de bombeio.

Um importante característica é que o ganho apresenta valor máximo nas seguintes frequências:

$$f_{max} = \pm \frac{2\mathbf{p}f_c}{\sqrt{2}} = \pm \left( \frac{2\mathbf{g}_B}{|\mathbf{b}_2|} \right)^2, \quad (4.1.1.2)$$

na qual utilizamos a equação 2.2.19a.

O valor máximo do ganho é dado por:

$$g_{max} = g(f_{max}) = \frac{1}{2} |\mathbf{b}_2| (2\mathbf{p}f_c)^2 = 2\mathbf{g}_B \quad (4.1.1.3)$$

na qual:

$\mathbf{g} \rightarrow$  é o coeficiente não-linear da fibra óptica monomodo

$P_B \rightarrow$  é a potência do canal de bombeio

Na última equação deveríamos colocar a potência média na fibra no lugar da potência do bombeio, todavia para a nossa aplicação podemos considerar a potência média na fibra igual à potência do bombeio.

Para uma fibra *DSF* com  $\mathbf{a} = 0,22 \text{ dB/km}$  e comprimento de  $80 \text{ km}$ , a perda de potência devido somente à atenuação é de  $17,6 \text{ dB}$ . Se um dispositivo a base de uma fibra *DSF* com  $1 \text{ km}$  de comprimento e coeficiente não-linear  $\mathbf{g} = 2,35 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$  for utilizada para se fazer a amplificação óptica, a potência do bombeio deveria ser no mínimo, utilizando a equação (4.1.1.3), cerca de  $P_b = 3,74 \text{ W}$ .

Como isso, para se utilizar menores valores de potência para o canal de bombeio, devemos aumentar o comprimento da fibra utilizada no dispositivo.

Neste ponto é importante colocar que as equações vistas até aqui são somente válidas para fibras com pequenos comprimentos (por volta de  $1 \text{ km}$ ). Se utilizarmos fibras de comprimento maior, devemos considerar o efeito da atenuação. É intuitivo pensar que a atenuação da fibra irá diminuir o ganho proporcionado pela *MI*. De fato, o ganho irá diminuir por um fator de  $e^{-\mathbf{a}L}$ , onde  $L$  é o comprimento da fibra em  $\text{km}$  e  $\mathbf{a}$  é a atenuação da fibra em  $(\text{km})^{-1}$ . Utilizamos a relação a seguir para fazermos a conversão de  $\text{dB/km}$  para  $(\text{km})^{-1}$ :

$$\mathbf{a}(\text{dB/km}) = 4,343 \cdot \mathbf{a}((\text{km})^{-1}) \quad (4.1.1.4)$$

A atenuação da fibra é o parâmetro mais prejudicial a realização da amplificação óptica utilizando a *MI*, já que ela limita a ocorrência dos efeitos não-lineares na fibra até o comprimento efetivo, denotado por  $L_{\text{eff}}$ , além disso a atenuação diminui o valor do ganho e da largura de banda de amplificação. O comprimento efetivo é dado por:

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\mathbf{a}L}}{\mathbf{a}} \quad (4.1.1.5)$$

o qual para comprimentos grandes de fibra pode ser aproximado para o comprimento de perda dado por:

$$L_{\text{perda}} = \frac{1}{\mathbf{a}} \quad (4.1.1.6)$$

A largura de banda de amplificação, denotada por  $\Delta B$ , é igual ao dobro da frequência de corte  $f_c$  dada por:

$$f_c = \frac{1}{2P} \sqrt{\frac{4g_B P}{|b_2|}} \cdot e^{-\frac{aL_{eff}}{2}} \quad (4.1.1.7)$$

o que nos dá:

$$\Delta B = \frac{1}{P} \sqrt{\frac{4g_B P}{|b_2|}} \cdot e^{-\frac{aL_{eff}}{2}} \quad (4.1.1.7)$$

Pela última expressão podemos encontrar que numa fibra *DSF* a largura de banda de amplificação possui um pequeno valor. Com isso, a amplificação poderá ocorrer somente para dois canais de informação, para cada sinal de bombeio. Por exemplo, para  $P_B = 50 \text{ mW}$  ou cerca de  $17 \text{ dBm}$ ,  $\Delta B \cong 0,272 \text{ THz}$  ou em torno de  $2,2 \text{ nm}$ . Isto justifica a utilização de um bombeio para cada dois canais de informação e se traduz numa desvantagem do nosso método.

É importante perceber que como a *MI* ocorre até comprimentos por volta do comprimento efetivo, o amplificador só dará ganho até este limite. Além disso, uma vantagem desta abordagem é que não ocorre geração de ruído durante o processo de amplificação. Entretanto, um canal pode experimentar um ganho maior do que um outro canal localizado num comprimento de onda diferente. Podemos explicar este ganho diferenciado pelo fato do ganho dado pela *MI* depender da dispersão de primeira ordem  $b_2$ , como mostrado na equação 4.1.1.1. Sendo assim, equalizadores, com funcionalidade semelhante aos utilizados em enlaces com *EDFA's*, podem ser necessários num enlace com um amplificador a *MI*. Uma alternativa para contornar este problema é sintonizar a frequência dos canais de informação de forma a que eles tenham como ganho o ganho máximo dado pela equação (4.1.1.3), já que o  $g_{max}$  depende apenas da não-linearidade e da atenuação da fibra e da potência do bombeio.

## 4.2 AMPLIFICAÇÃO UTILIZANDO UMA FIBRA MONOMODO DE DISPERSÃO DESLOCADA

Como apresentado no capítulo anterior a Fibra Monomodo de Dispersão Deslocada mostrou-se uma boa candidata para ser utilizada como meio de propagação dos canais visando a sua amplificação pelo método proposto, pois a *MI* se desenvolveu sem muita dificuldade nesta fibra.

Neste sentido partimos para a simulação de um enlace composto por dois canais *cw* com potência de cerca de  $-14$  *dBm* localizados em  $1552,2$  *nm* e  $1553,8$  *nm* e um canal de bombeio com potência de aproximadamente  $17$  *dBm* em  $1553$  *nm*.

Os parâmetros da fibra *DSF* são: coeficiente não linear  $\gamma = 2,3$  (*km.w*)<sup>-1</sup>, atenuação  $\alpha = 0,22$  *dB/km*, comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1550$  *nm*, dispersão cromática  $D = 0,2$  *ps/nm.km* em  $\lambda = 1553$  *nm*, resultando numa inclinação da curva da dispersão cromática de  $0,667$  *ps/nm*<sup>2</sup>. O comprimento do enlace foi o parâmetro variado na simulação.

Inicialmente fizemos a simulação variando o comprimento da fibra para medir o ganho que os canais de informação receberam. Como foi dito anteriormente, esperamos que o ganho seja máximo próximo do comprimento efetivo da fibra. A figura 4.3 mostra a curva obtida na simulação. Perceba que a maior potência do canal de informação ocorre próximo de  $20$  *km*, o qual é aproximadamente o comprimento de perda da fibra. Neste gráfico, também plotamos uma estimativa da potência que deveriam chegar no final da fibra. No cálculo desta estimativa levamos em conta perdas devido somente a atenuação e de acoplamento. Podemos perceber que por volta de  $30$  *km* em diante, a diferença entre a potência dos canais e suas respectivas estimativas se tornam praticamente constante. Ou seja, a partir de  $30$  *km* a *MI* não proporciona mais ganho aos canais. Podemos então concluir que o comprimento ideal da fibra para o dispositivo amplificação está entre  $20$  e  $30$  *km*.

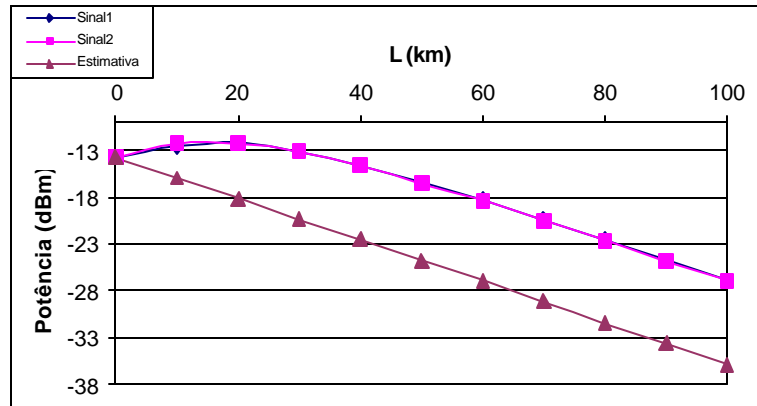


Figura 4.3: Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo

A curva a seguir mostra o ganho que cada canal sofreu em função do comprimento da fibra. Note que o ganho se torna aproximadamente constante e atinge seu valor máximo a partir de 30 km. Perceba ainda que existe uma simetria do ganho dado aos canais. Isto está em concordância com o esperado, já que a curva de ganho da *MI* é simétrica com relação ao bombeio.

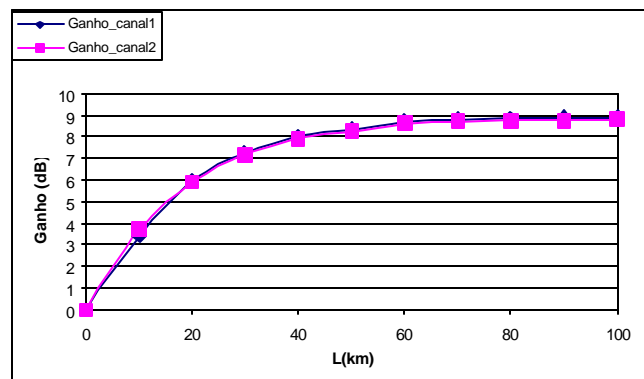


Figura 4.4: Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra DSF

Como foi dito na seção anterior, uma das condições para que a *MI* induzida pela *SPM* se desenvolva em uma fibra óptica monomodo é que o regime de dispersão anômala seja obedecida. Sendo assim, esperamos que se mudarmos o regime de dispersão de anômalo para o normal, a *MI* não ocorra mais e, conseqüentemente, os canais de informação não recebam mais o ganho. A figura 4.5 mostra os resultados obtidos com a simulação do sistema anterior mudando somente o regime de dispersão do anômalo para o normal. Como já era esperado, o ganho foi inibido.

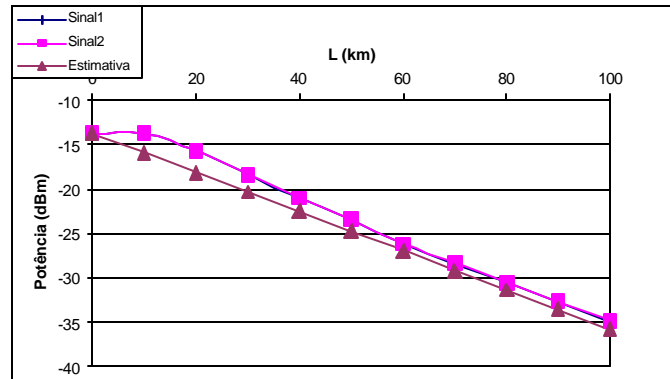


Figura 4.5: Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão normal

Nestas simulações os canais de bombeio e de informação são cw. Repetimos os testes para canais de informação com seqüências de 32 bits com duração de bit de 100 ps e formato de pulso NRZ. Os resultados são mostrados das figuras 4.6 a 4.8

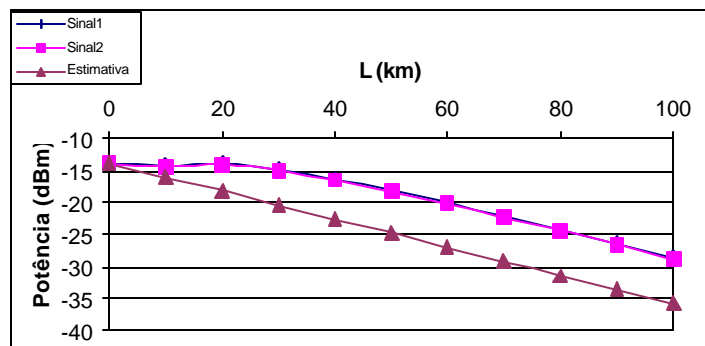


Figura 4.6: Potência dos canais de informação ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo

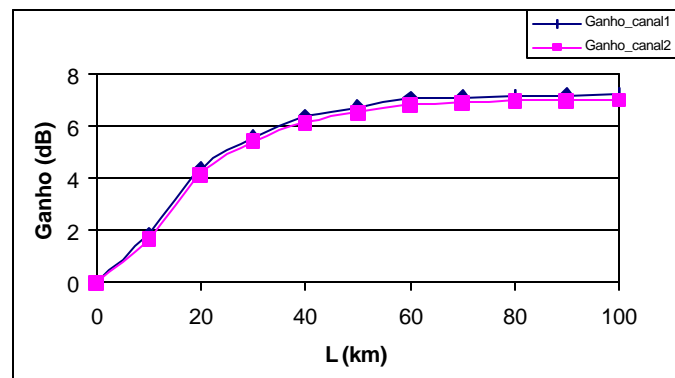


Figura 4.7: Ganho sofrido pelos canais devido a MI em uma fibra DSF



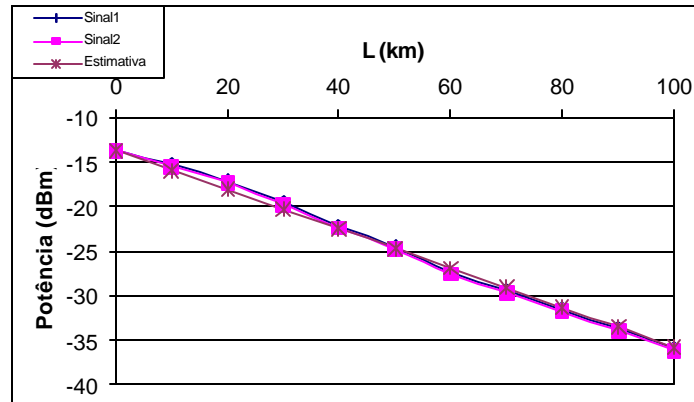


Figura 4.8: Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão normal

Como dissemos anteriormente, o espaçamento entre o canal de bombeio e de informação é um parâmetro muito importante para o esquema de amplificação em questão. Isto porque o ganho dado pela  $MI$  é máximo na frequência máxima  $f_{max}$  dada pela equação 4.1.1.2, assim se o canal de informação estiver exatamente a uma distância em frequência igual a  $f_{max}$  do canal de bombeio ele sofrerá o ganho máximo. Este  $g_{max}$ , que é dado pela equação 4.1.1.3, tem uma relação linear com a potência de bombeio. Na nossa simulação nós plotamos a curva ganho máximo em função da potência do canal de Bombeio, a qual está mostrada na figura 4.9.

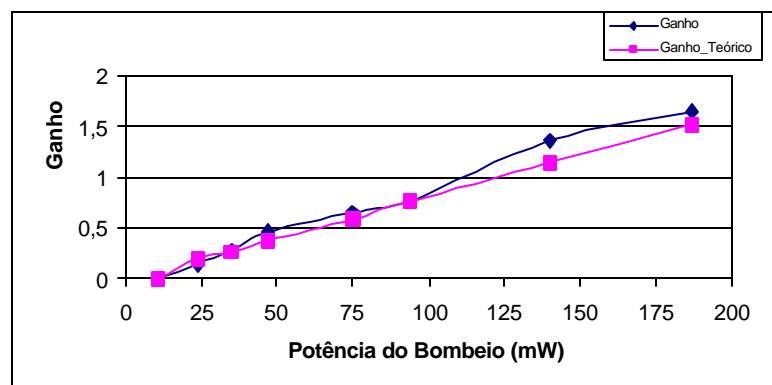


Figura 4.9: Curva ganho máximo em função da potência do canal de bombeio para a fibra DSF

Com os resultados apresentados até este ponto, nós podemos sugerir que amplificação óptica pode ser feita utilizando o princípio da  $MI$ . Todavia alguns pontos ainda precisam ser estudados minuciosamente. Por exemplo, no caso de amplificar um

sistema *WDM* com 8 canais precisamos utilizar quatro canais de bombeio. Segundo a *ITU* o espaçamento entre os canais em um sistema *WDM* deve ser de  $0,8 \text{ nm}$ , assim os canais de bombeio para o nosso sistema devem estar  $1,6 \text{ nm}$  um do outro. Esta proximidade entre os canais de bombeio fatalmente irá despertar o processo de *FWM*, interferindo consequentemente no desempenho do esquema de amplificação em questão. Felizmente nós encontramos uma alternativa para contornar esta dificuldade. Na seção 4.3 iremos descreve-la. Nós fizemos a simulação de um enlace com quatro canais de informação, com potência de  $-14 \text{ dBm}$  cada um, e dois de bombeio, com potência de  $17 \text{ dBm}$ , visando evidenciar a interferência da *FWM*. O espaçamento entre os canais de bombeio foi de  $2,4 \text{ nm}$ . As figuras 4.10 e 4.11 mostram as curvas obtidas. Perceba que os canais 1 e 2 praticamente não sofreram ganho. O que não está em concordância com as curvas das figuras 4.6 e 4.7. Contudo, os canais 3 e 4 sofreram ganho, como mostrado na figura 4.11.

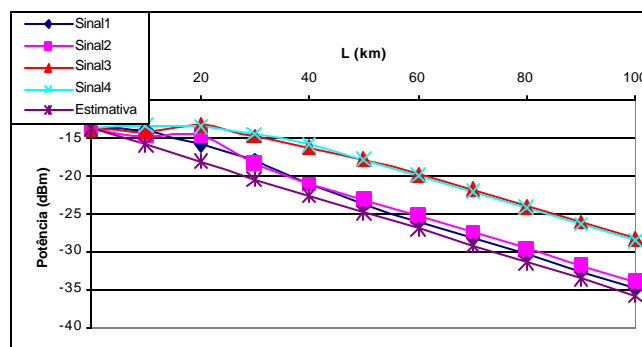


Figura 4.10: Potência dos quatro canais de informação ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo

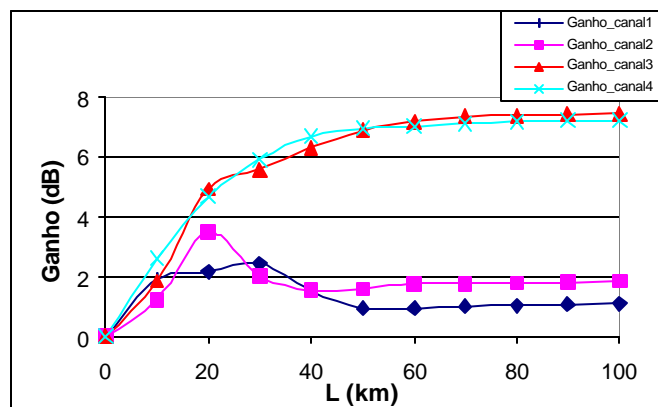


Figura 4.11: Ganho dos quatro canais de informação ao longo do enlace em uma fibra DSF no regime de dispersão anômalo

Os resultados mostrados nesta seção habilitam a *MI* a ser utilizada para realizar amplificação óptica. Mas apesar da facilidade em atender as condições para que a *MI* se desenvolva, o ganho dado em fibras *DSF* é ainda limitado a cerca de 10 dB para uma potência do canal de bombeio de 17 dBm. Como veremos na seção 4.4, este ganho ainda não é suficiente para a implementação do dispositivo que iremos propor. Para solucionar este problema temos que aumentar o ganho. De acordo com as equações 4.1.1.1 e 4.1.1.3, existem duas alternativas: ou aumentamos a potência de bombeio ou utilizamos uma fibra com coeficiente não-linear de valor mais alto. A primeira alternativa parece não muito viável na medida que a potência de bombeio também tem seu limite de incremento. A segunda alternativa parece a mais viável, pois felizmente as fibras altamente não-linear de dispersão deslocada, *HNL-DSF*, possuem alto valor do coeficiente não-linear.

### 4.3 AMPLIFICAÇÃO UTILIZANDO UMA FIBRA MONOMODO DE DISPERSÃO DESLOCADA ALTAMENTE NÃO-LINEAR

As *HNL-DSF's* são caracterizadas por terem um alto valor do coeficiente não-linear, em torno de 5 vezes maior do que o das fibras *DSF*, e comprimento de onda de dispersão nula por volta de 1665 nm [38]. Elas são utilizadas em dispositivos conversores de comprimento de onda, onde as características do efeito não-linear de *FWM* são empregadas para se realizar a conversão totalmente óptica.

Para o nosso caso utilizaremos o alto valor do coeficiente não-linear para aumentarmos o ganho dado pela *MI* e ao mesmo tempo diminuir a potência de bombeio requerida para a amplificação.

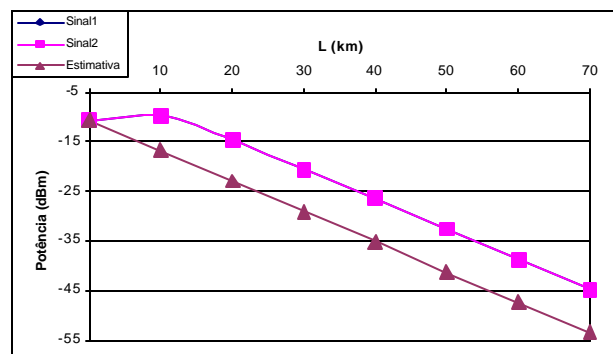
Como discutiremos adiante, uma desvantagem da fibra apresentada em [38] é que possui uma atenuação que pode ser considerada alta para a nossa aplicação. Esta atenuação é cerca de três vezes maior que a das fibras *DSF* e será responsável por limitar a ocorrência da *MI* nestas fibras.

Inicialmente simulamos um enlace composto por dois canais *cw* com potência de cerca de -11 dBm localizados em 1565.2 nm e 1566.8 nm e um canal de bombeio com potência de aproximadamente 14 dBm em 1566 nm.

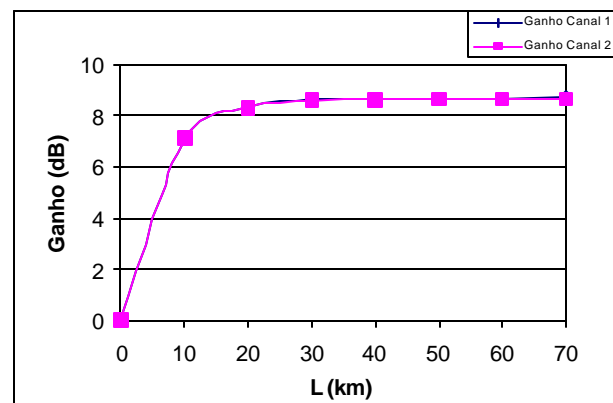
Os parâmetros da fibra *HNL-DSF* são: coeficiente não linear  $\gamma = 13,8 (km.w)^{-1}$ , atenuação  $\alpha = 0,61 dB/km$ , comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1564,5 nm$ ,

dispersão cromática  $D = 0,165 \text{ ps/nm.km}$  em  $\lambda = 1570 \text{ nm}$ , resultando numa inclinação da curva da dispersão cromática de  $0.03 \text{ ps/nm}^2$ . O comprimento do enlace foi o parâmetro variado na simulação.

Seguimos um procedimento de simulação análogo ao da seção anterior para que uma comparação entre os dois casos possa ser feita. Os resultados desta primeira simulação são mostrados na figura 4.12. Para este caso o ganho sofrido pelo canal foi praticamente igual ao caso da fibra *DSF* (ver figura 4.4), mas com metade da potência de bombeio utilizada na fibra *DSF*.



*Figura 4.12: Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra HNL-DSF no regime de dispersão anômalo*



*Figura 4.13: Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra HNL-DSF para  $P_B = 14 \text{ dBm}$*

O passo seguinte foi aumentar a potência de bombeio para  $17 \text{ dBm}$ . Comparando com o caso da figura 4.4, o incremento no ganho foi da ordem de  $6 \text{ dB}$ . Note que este

aumento de ganho foi devido somente ao fato que o coeficiente não-linear da fibra *HNL-DSF* é cerca de 5,8 vezes maior que o da fibra *DSF*, já que a mesma potência de bombeio foi utilizada nos dois casos. As figuras 4.14 e 4.15 mostram estas curvas.

Apesar de para este caso os canais de informação terem recebido ganho da ordem de 15 dB, ele foi consideravelmente decrescido por causa da atenuação de 0,61 dB/km. Na verdade, o efeito da *MI* foi influenciado pela atenuação diminuindo o ganho dado aos canais. As equações 4.1.1.1, 4.1.1.3 e 4.1.1.7 mostram esta dependência. Além disso, a atenuação da fibra coloca um limite teórico para o valor da potência de bombeio. Nós

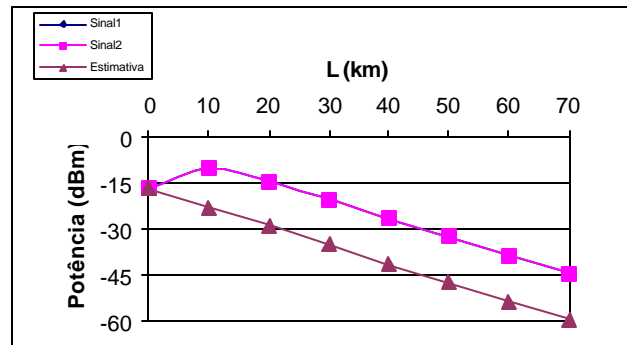


Figura 4.14: Potência dos canais de informação cw ao longo do enlace em uma fibra HNL-DSF no regime de dispersão anômalo com  $P_B = 17$  dBm

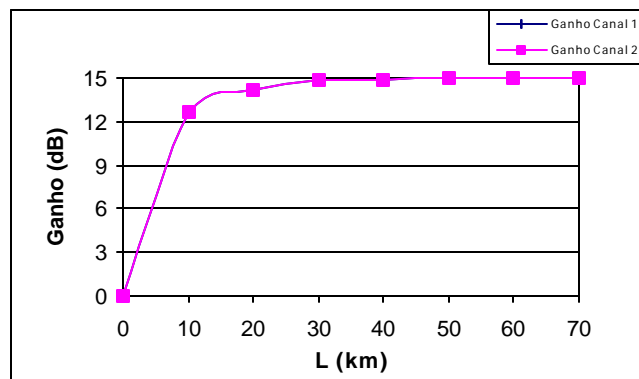


Figura 4.15: Ganho sofrido pelos canais cw devido a MI em uma fibra HNL-DSF para  $P_B = 17$  dBm

determinamos este limite baseado no fato que quando levamos a atenuação em conta, a *MI* somente se desenvolve se [1]:

$$L_{NL} \leq L_{Perda} \quad (4.3.1)$$

Utilizando as equações (4.1.1.6) e  $L_{NL} = \frac{1}{gP_B}$ , encontramos que:

$$P_B \geq \frac{a}{g} \quad (4.3.2)$$

Ou seja, a potência do canal de bombeio não pode ser menor do que a relação entre a atenuação e o coeficiente não-linear da fibra óptica monomodo.

Fizemos uma simulação para a fibra *HNL-DSF* para mostrar esta característica. Utilizando  $a = 0,61 \text{ dB/km}$  e  $g = 13,8 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ , obtemos pela equação 4.3.2 que  $P_B \geq 10,18 \text{ mW}$ . Na simulação utilizamos  $P_B = 8 \text{ mW}$  e dois canais de informação com potência de entrada na fibra de  $-26 \text{ dBm}$ . O espaçamento entre o canal de bombeio e os de informação foi de  $0,4 \text{ nm}$ .

De acordo com o que esperamos, o ganho deve ser igual a zero, pois a condição para a potência de bombeio não está sendo respeitada. Repetimos o teste para o regime de dispersão normal, obtemos ganho nulo, como também já era esperado. A figura 4.16 mostra a curva de ganho em função da distância da fibra, para o regime de dispersão anômalo (simbolizado por A) e normal (simbolizado por N). De fato, o ganho obtido em ambas as situações são aproximadamente nulo.

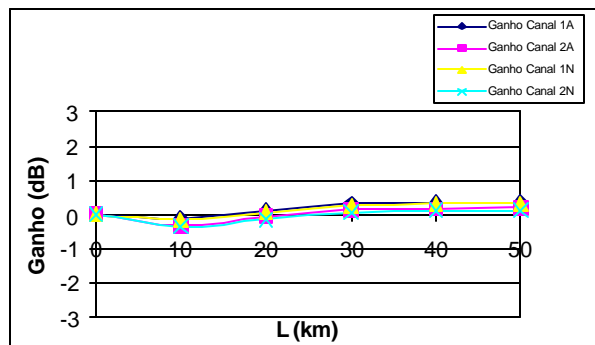
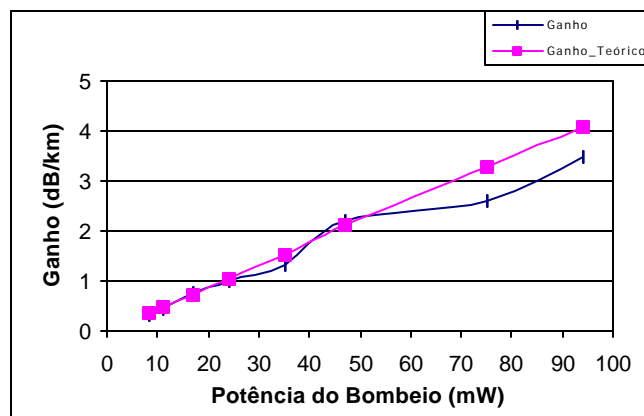


Figura 4.16: Ganho sofrido pelos canais devido a MI em uma fibra *HNL-DSF* para  $P_B = 9 \text{ dBm}$

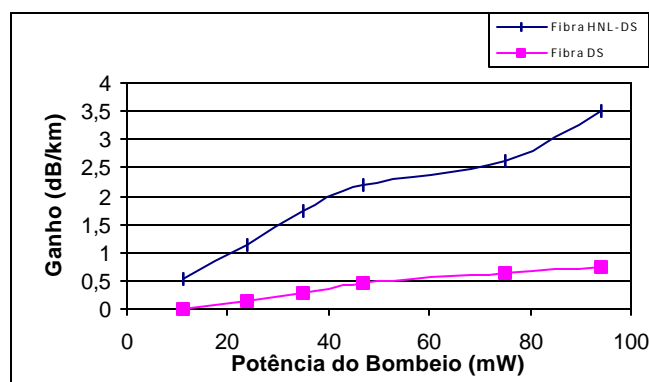
Para a fibra *DSF* o valor limite de  $P_B$  é da ordem de  $21,5 \text{ mW}$ . A figura 4.9 mostra que o valor do ganho é nulo para  $P_B = 11 \text{ mW}$ , o que está de acordo com o esperado.

Podemos então concluir que o desempenho do esquema de amplificação pode ser melhorado se a atenuação da fibra *HNL-DSF* for menor. Simulamos a amplificação criando uma fibra resultante da união entre os parâmetros considerados bons das fibras *HNL-DSF* e *DSF*. Sendo assim, utilizamos uma fibra com os mesmos parâmetros da fibra *HNL-DSF* descrita nesta seção, com exceção da atenuação de  $0,22 \text{ dB/km}$  que foi herdada da fibra *DSF* abordada na seção anterior. Para esta fibra o valor limite de  $P_B$  é cerca de  $4 \text{ mW}$ .

As curvas a seguir nos mostram a curva do ganho máximo em função da potência do canal de bombeio para a fibra *HNL-DSF* e uma comparação entre as fibras *DSF* e a *HNL-DSF* com atenuação de  $0,22 \text{ dB/km}$ .



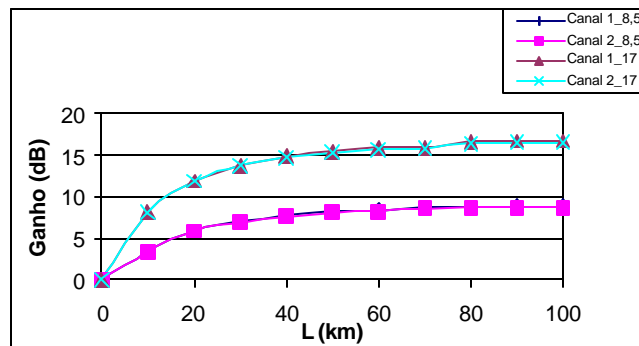
*Figura 4.17: Curva ganho máximo em função da potência do canal de bombeio para a fibra HNL-DSF*



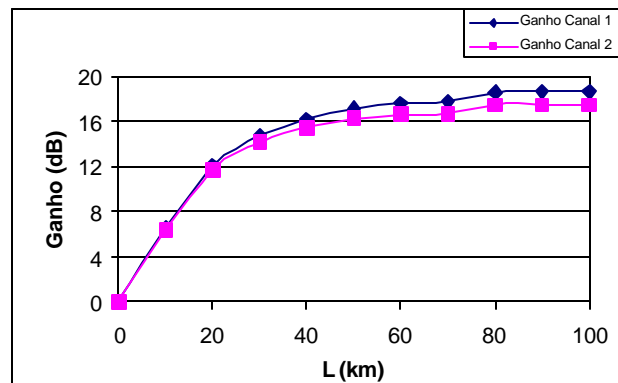
*Figura 4.18: Curva ganho máximo em função da potência do canal de bombeio. Comparação entre as fibras HNL-DSF e DSF*

A figura 4.18 apresenta as curvas do ganho ao longo do comprimento de fibra. Fizemos os testes para a *HNL-DSF* com atenuação de  $0,22 \text{ dB/km}$  e para  $P_B = 8,5$  e  $17 \text{ mW}$ . Utilizamos canais de informação *cw* com  $0,8 \text{ nm}$  de distância do canal de bombeio.

Comparando com as curvas da figura 4.15 percebemos que a diminuição da atenuação de  $0,61$  para  $0,22 \text{ dB/km}$  resulta em uma diminuição da potência do canal de bombeio de  $17 \text{ dBm}$  (ou  $50 \text{ mW}$ ) para  $12,3 \text{ dBm}$  (ou  $17 \text{ mW}$ ), mas com preservação do ganho de cerca de  $16 \text{ dB}$ . Repetimos a mesma simulação, mas para somente  $P_B = 17 \text{ mW}$ , canais de informação com seqüências de 32 bits com  $100 \text{ ps}$  de tempo de bit e regime de dispersão anômalo e normal. As figuras 4.19 e 4.20 mostram estas curvas. Perceba que o perfil da curva de ganho é mantido e que no regime de dispersão normal os canais não sofrem ganho.



**Figura 4.19:** Ganho sofrido pelos canais *cw* devido a MI em uma fibra *HNL-DSF* para  $P_B = 8,5$  e  $17 \text{ mW}$



**Figura 4.20:** Ganho sofrido pelos canais devido a MI em uma fibra *HNL-DSF* para  $P_B = 17 \text{ mW}$



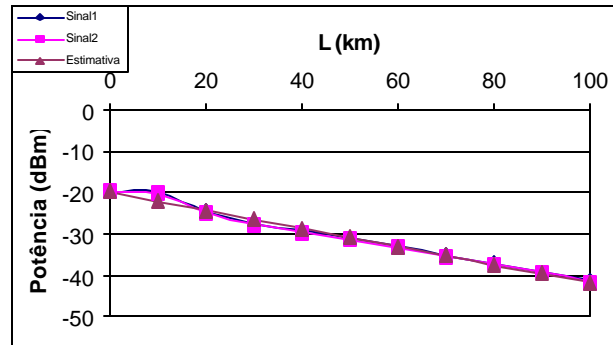


Figura 4.21: Potência dos canais de informação ao longo do enlace em uma fibra HNL-DSF no regime de dispersão normal

O objetivo das seções 4.1, 4.2 e 4.3 foi mostrar que a *MI* pode ser utilizada para se fazer amplificação óptica. Procuramos apresentar, baseado em simulações numéricas, quais são os princípios e as limitações que a *MI* coloca à implementação do esquema de amplificação. Na próxima seção uma proposta de um dispositivo para realizar a amplificação é apresentada.

#### 4.4 PROPOSTA DE UM DISPOSITIVO

Como foi visto nas seções anteriores, a fibra *HNL-DSF* teve melhor desempenho para a realização da amplificação óptica através da *MI*. Dessa forma, vamos adotá-la para a implementação do dispositivo.

Para a viabilização do dispositivo temos, a primeira vista, dois pontos chaves que devem ser levados em conta. Primeiro é que a colocação de dois bombeios em uma única fibra não é possível por causa do processo de *FWM* que ocorre e prejudica o desempenho do sistema. Segundo é que para aplicações em sistemas *WDM*, o canal de bombeio deve ficar a uma distância de  $0,4 \text{ nm}$  dos canais de informação, os quais têm separação entre um e outro de  $0,8 \text{ nm}$ .

Para construir o dispositivo trabalhamos com estas duas condições em mente. O resultado está mostrado na figura 4.21. Para cada dois canais de informação, um elemento igual ao mostrado nesta figura é necessário. Por exemplo, se estamos trabalhando em um sistema *WDM* com oito canais, precisamos de 4 elementos como o mostrado abaixo para

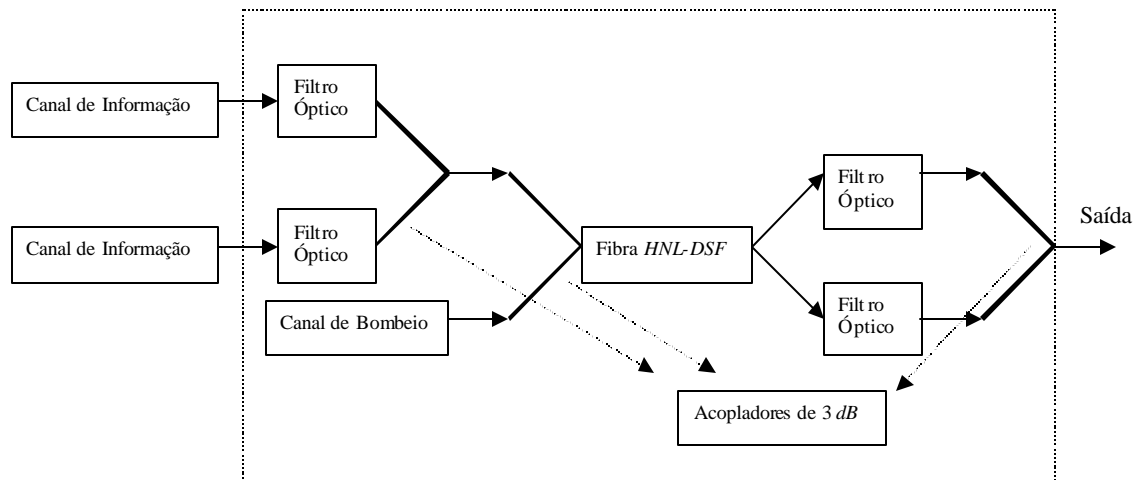


Fig 4.22: Dispositivo proposto para realização da amplificação de dois canais

realizar a amplificação.

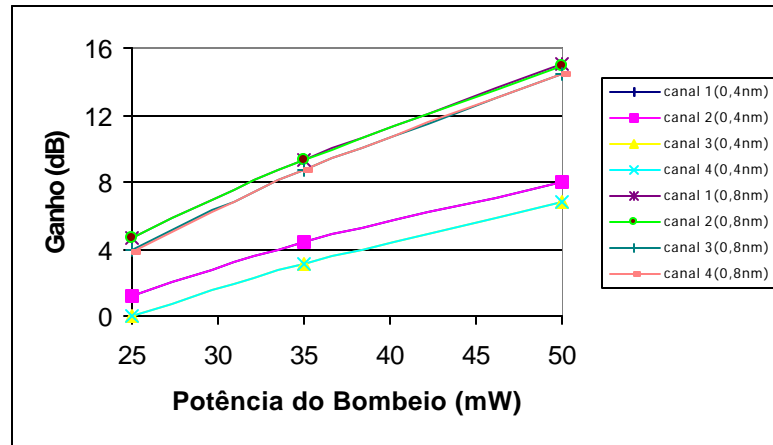
A idéia é separar os canais de informação dois a dois para que apenas um canal de bombeio passe pela fibra *HNL-DSF* e desperte a *MI* para a realização da amplificação. Com isso, como podemos perceber na figura 4.21, três acopladores de 3 *dB* se fazem necessário e, conseqüentemente, o ganho dado aos canais de informação tem que ser suficiente para compensar a perda de acoplamento de 9 *dB*.

Fizemos a simulação de um sistema *WDM* com 4 canais de informação, cada um com seqüências de 32 bits, sendo o tempo de bit igual a 100 *ps*. Os canais de 0 *dBm* de potência de entrada, se propagaram por um enlace de 80 *km* em uma fibra *DSF* com os seguintes parâmetros: coeficiente não linear  $\gamma = 2.3 (km \cdot W)^{-1}$ , atenuação  $\alpha = 0.22 \text{ dB/km}$ , comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ , dispersão cromática  $D = 0.2 \text{ ps/nm.km}$  em  $\lambda = 1553 \text{ nm}$ , resultando numa inclinação da curva da dispersão cromática de  $0.667 \text{ ps/nm}^2$ .

Ao final do enlace, devido as perdas de acoplamento e de atenuação da fibra, os canais chegaram com aproximadamente  $-21 \text{ dBm}$  de potência. Estes canais foram então passados pelo dispositivo em discussão. Os parâmetros da fibra *HNL-DSF* utilizada foram os mesmos dos mostrados na seção 4.3, mas  $\alpha = 0,22 \text{ dB/km}$  da fibra *DSF*. A justificativa para a utilização deste valor de atenuação foi discutida na já citada seção. O comprimento

da fibra *HNL-DSF* foi de 20 km, pois de acordo com as simulações exibidas na seção anterior, este comprimento se mostrou razoável para a amplificação.

A figura 4.22 mostra a curva do ganho obtido para cada canal em função da potência do canal de bombeio. Os resultados foram encontrados para espaçamento de 0,4 e 0,8 nm entre os canais de bombeio e de informação.



*Figura 4.23: Ganho em função da potência de bombeio (simulação do desempenho do dispositivo)*

É importante colocar que o ganho mostrado na figura 4.21 e o ganho já descontadas as perdas por atenuação e acoplamento.

Perceba que para um bombeio de 25 mW, quando os canais estão separados por 0,4 nm, o ganho dado pelo dispositivo é suficiente somente para compensar as perdas devido ao acoplamento e atenuação da fibra. Todavia, para 50 mW, este ganho chega a cerca de 8 dB. Resultados mais expressivos, foram obtidos para a situação onde os canais distam 0,8 nm um do outro. Neste caso, para uma potência de bombeio de 50 mW, os canais tiveram ganho de incríveis 15 dB. Ou seja, um canal que na entrada do dispositivo tinha -21 dBm de potência, na sua saída apresentou -6 dBm.

#### 4.5 COMENTÁRIOS FINAIS

Neste capítulo apresentamos uma proposta para realização da amplificação através do uso da Instabilidade Modulacional. Os princípios da *MI* nos mostram que o ganho dado pelo processo de amplificação é pequeno para pequenos comprimentos de fibra utilizada para propagação do canal bombeio. Sendo assim, comprimentos maiores, da ordem do comprimento efetivo, de fibras precisaram ser utilizados para a obtenção de um ganho

maior. Com comprimentos desta ordem, a atenuação da fibra passou a ser parâmetro importantíssimo no desenvolvimento da *MI* pela fibra.

Neste contexto, a inequação 4.3.2 foi sugerida como limite mínimo para a potência do bombeio. Ou seja, a amplificação via *MI* somente ocorre se a potência do canal de bombeio for maior ou igual a relação entre a atenuação e o coeficiente não-linear da fibra.

Para contornar a diminuição da eficiência da *MI* por causa da atenuação da fibra, uma fibra altamente não-linear modificada foi utilizada. De acordo com o estudo numérico que foi feito, a fibra *HNL-DSF* apresentou considerável desempenho comparado com a fibra *DSF*, apresentando ganhos da ordem de 16 *dB* para uma potência de bombeio de 17 *mW*.

Um dos pontos mais positivos do método em questão é a não inserção de ruído ao sistema durante o processo de amplificação.

Como pontos negativos podemos citar a limitação imposta pela *FWM*, fazendo com que só seja possível propagar um canal de bombeio por fibra. Outro ponto é a utilização de um bombeio para cada dois canais.

Um dispositivo para a realização da amplificação via *MI* foi sugerido. Como o comprimento de onda da fibra *HNL-DSF* utilizada é da ordem de 1565 *nm*, este dispositivo só pode ser aplicado em sistemas com canais com comprimentos de onda maiores de 1565 *nm*, como por exemplo, em aplicações na banda *L* (1570-1620 *nm*). Isto é um ponto de relevante importância, pois os sistemas *WDM* tendem a migrar para esta faixa do espectro. O dispositivo pode ser utilizado para aplicações na banda *C* (1530-1564 *nm*) se a fibra *HNL-DSF* é trocada por uma fibra *DSF*. Contudo, como mostrado na seção 4.2, o ganho fornecido pelo amplificador é menor.

É importante colocar que os resultados obtidos são preliminares e estudos mais minuciosos precisam ser feitos. Entretanto, as nossas simulações numéricas nos fazem concluir que o método de amplificação óptica é perfeitamente viável.

## 5. CONCLUSÃO

---

O trabalho apresentado nessa dissertação fez parte de um projeto do grupo do Laboratório de Tecnologia Fotônica objetivando o desenvolvimento de um software, chamado PC-SimFO, capaz de simular os efeitos concernentes à geração, transmissão e recepção de sinais em redes fotônicas.

Os propósitos para o desenvolvimento desse software abrangem as possibilidades de se projetar, analisar e planejar o desempenho de redes fotônicas de comunicações, de forma relativamente barata, além de permitir a pesquisa de fenômenos físicos relacionados a essas áreas. Outra potencialidade do PC-SimFO, que vem sendo satisfatoriamente explorada nos últimos anos, está relacionada com o ensino. A utilização de simulações para complementar as explicações teóricas, acerca dos sistemas de comunicação óptica, dadas em aula tem apresentado grande êxito e boa repercussão entre alunos e outros profissionais da área.

Em particular, o objetivo do autor dessa dissertação foi primeiramente o estudo e o auxílio na implementação de um método numérico eficiente para a simulação dos efeitos não-lineares em fibras ópticas. A importância desse estudo pode ser verificada ao notarmos que em grande parte das simulações de sistemas ópticos de interesse atuais, como os sistemas *WDM* citados acima, pelo menos 60% do tempo de simulação é despendida com os cálculos realizados na fibra óptica. Este considerável tempo se deve ao fato que em sistemas *WDM* os efeitos não-lineares na fibra óptica precisam ser levados em conta na simulação.

O outro importante objetivo de nosso trabalho foi a utilização do ambiente PC-SimFO para estudo dos fenômenos não-lineares relevantes nas transmissões de sistemas *WDM*, especificamente a *FWM* e a *MI*.

No capítulo 3 analisamos o relacionamento entre a *MI* e *FWM* e também sugerimos um método para o combate da *MI* em fibras *DSF*'s.

Com relação à relação entre a *MI* e a *FWM*, os resultados obtidos mostram que a dinâmica da *FWM* interfere na *MI*, quando os novos canais gerados têm seus níveis de potência incrementados para níveis comparáveis com os dos canais principais. Nesta situação, a *MI* induzida pela *SPM* pode não explicar a propagação dos sinais. Todavia,

mostramos que se levarmos em conta uma certa distância na qual a *FWM* já tem suficientemente degradado o canal principal, de tal maneira que a perturbação possa ser considerada como um canal de potência relativa alta, a *MI* induzida pela *XPM* se torna mais apropriada para descrever a propagação dos sinais.

No tocante ao combate da *MI*, os resultados nos dizem que se compensamos a dispersão cromática acumulada num comprimento menor que o comprimento efetivo, a relação entre a não-linearidade e a dispersão cromática da fibra é quebrada, fazendo com que o processo da *MI* não se desenvolva mais. O método proposto apresenta a vantagem de utilizar uma fibra *DCF* de pequeno comprimento, o que minimiza os efeitos de atenuação e das não-lineares inseridos devido a presença da *DCF* no enlace. Esta técnica pode ter relevante aplicação em sistemas que operam no regime de dispersão anômalo da fibra, na medida que a *MI* pode enriquecer o ruído presente no sistema, por exemplo o ruído *ASE* (*Amplified Spontaneous Emission*), causando a degradação do espectro do sinal e limitando a performance do sistema.

No Capítulo 4 um estudo de casos foi feito e abordamos os aspectos teóricos referentes a amplificação óptica utilizando a *MI*. Um dispositivo para a realização da amplificação via *MI* foi sugerido. Como o comprimento de onda da fibra *HNL-DSF* utilizada é da ordem de  $1565\text{ nm}$ , este dispositivo só pode ser aplicado em sistemas com canais com comprimentos de onda maiores de  $1565\text{ nm}$ , como por exemplo, em aplicações na banda *L* ( $1570\text{-}1620\text{ nm}$ ). Isto é um ponto de relevante importância, pois os sistemas *WDM* tendem a migrar para esta faixa de frequência do espectro. O dispositivo pode ser utilizado para aplicações na banda *C* ( $1530\text{-}1564\text{ nm}$ ) se a fibra *HNL-DSF* é trocada por uma fibra *DSF*. Contudo, como mostrado na seção 4.2, o ganho fornecido pelo amplificador é menor. Um dos pontos mais positivos do método em questão é a não inserção de ruído ao sistema durante o processo de amplificação.

É importante colocar que os resultados obtidos na amplificação óptica via *MI* são preliminares e estudos mais minuciosos precisam ser feitos. Entretanto, as nossas simulações numéricas nos fazem concluir que o método de amplificação óptica é perfeitamente factível. Como sugestões para trabalhos futuros, fica o aprofundamento do estudo da amplificação óptica via *MI*, com a realização não só de simulações numéricas, mas também de um experimento físico.

Um outro tema que sugerimos é a conversão de comprimentos de onda em redes ópticas. Redes *WDM* proporciona uma melhor utilização da largura de banda da fibra óptica e oferece flexibilidade de interconexão baseado em roteamento de comprimento de onda. Em redes *WDM* de alta quantidade de tráfego, bloqueios devido a contenção de comprimento de onda podem ser reduzidos pelo uso de conversão de comprimento de onda.

Contudo, cuidados devem ser tomados com a conversão, pois esta pode ser o primeiro obstáculo para a implementação de uma rede *WDM* transparente. Dessa forma, as tendências atuais de migração para uma rede totalmente óptica (*AON – All Optical Network*) podem ter como atributo necessário uma adequada técnica de conversão de comprimento de onda. Essa conversão pode ser feita de diversas maneiras. Talvez, a mais simples seja através da conversão de um dos sinais para o domínio eletrônico seguida da modulação de uma nova portadora óptica. Essa estratégia tem, entretanto, a desvantagem de ser limitada do ponto de vista de transparência. Uma boa candidata pode ser a técnica de conversão baseada na *FWM* ou *MI*, pois estas técnicas oferecem o mais alto grau de transparência dentre as técnicas conhecidas. Além disso, podemos pensar num processo de conversão e amplificação óptica ao mesmo tempo, numa implementação que utilize os princípios físicos da *FWM* e da *MI*.

Podemos identificar pelo menos três contribuições deste trabalho de pesquisa ao estudo dos efeitos não-lineares em fibras ópticas monomodo. Inicialmente, colocamos mais um ponto a favor da discussão já colocada na literatura recente[33] de que, embora a *MI* e a *FWM* se originem do mesmo princípio físico, algumas diferenças entre elas devem ser levadas em conta. Uma outra contribuição do nosso trabalho é a sugestão de um método, baseado no gerenciamento da dispersão cromática, para se combater a *MI* em fibras *DSF*. A terceira contribuição é que sugerimos, através de simulações numéricas, que é possível se fazer amplificação óptica utilizando o *MI* em fibras *DSF* e em fibras *HNL-DSF*.

Por fim, esperamos que o nosso trabalho de pesquisa tenha cumprido o seu papel não só para o estudo dos efeitos não-lineares, mas também para o auxílio no desenvolvimento do PC-SimFO, o qual é de relevante importância para o ensino no curso de Engenharia Elétrica da FEEC/UNICAMP, como também para a pesquisa no grupo do Laboratório de Tecnologia Fotônica.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic*, 2nd ed. New York Academic, 1995.
- [2] W.F. Giozza, E. Conforti e H.Waldman, *Fibras Ópticas Tecnologia e Projeto de Sistemas*, Makron Books e McGraw-Hill, 1991.
- [3] M. Shtaif, M. Eiselt, "Analysis Of Intensity Interference Caused By Cross-Phase Modulation In Dispersive Optical Fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no 7, pp. 979-981, Jul. 1998.
- [4] A. Mecozzi, C.B. Clausen, M. Shtaif, "Analysis Of Intrachannel Nonlinear Effects In Highly Dispersed Optical Pulse Transmission," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no 4, pp. 392-394, Apr. 2000.
- [5] S. Bigo, G. Bellotti, M.W. Chbat, "Investigation Of Cross-Phase Modulation Limitation Over Various Types Of Fiber Infrastructures," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 5, pp. 605-607, May. 1999.
- [6] V. Mikhailov, R.I. Killey, J. Prat, P. Bayvel, "Limitation To WDM Transmission Distance Due To Cross-Phase Modulation Induced Spectral Broadening In Dispersion Compensated Standar Fiber Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 8, pp. 994-996, Aug. 1999.
- [7] L.E. Nelson, R.M. Jopson, A.H. Gnauck, A.R. Chraplyvy, "Resonances In Cross-Phase Modulation Impairment In Wavelength-Division-Multiplexed Lightwave Transmission," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 7, pp. 907-909, Jul. 1999.
- [8] R.A. Saunders, A. Robinson, D. Garthe, R. Hui, M. O'Sullivan, "Compensation Of Cross-Phase Modulation In 10-Gbit/S WDM Systems By Interfering Channel Prechirp," *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 390-392, 1998.
- [9] M. Shtaif, M. Eiselt, "Analysis Of Intensity Interference Caused By Cross-Phase Modulation In Dispersive Optical Fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no 7, pp. 979-981, Jul. 1998.
- [10] M. Shtaif, M. Eiselt, R.W. Tkach, R.H. Stolen, A.H. Gnauck, "Crosstalk In WDM Systems Caused By Cross-Phase Modulation In Erbium-Doped Fiber Amplifiers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no 12, pp. 1796-1798, Dec. 1998.
- [11] M. Shtaif, M. Eiselt, L.D. Garret, "Cross-Phase Modulation Measurements In Multispan WDM Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no 1, pp. 88-90, Aug. 1999.
- [12] G. P. Agrawal, "Modulation Instability Induced by Cross-Phase Modulation", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 880-883, August 1987.
- [13] M. Murakami and S. Saito, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, pp. 1269, 1992.
- [14] K. kikuchi, *IEEE Photonics Technology Letters* vol. 5, pp. 221, 1993.
- [15] V. I. Bespalov and V. I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids", *JETP Lett.*, vol. 3, pp. 307-310, 1966.
- [16] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. Anomalous Dispersion", *Appl. Phys. Lett*, vol. 23, pp. 142-144, 1973.
- [17] L. F. Mollenaver, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pp. 1095-1098, 1980.
- [18] A. Hasegawa and W. F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability", *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-16, pp. 694-697, 1980.
- [19] D. Anderson and M. Lisak, "Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals", *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 468-470, 1984.
- [20] M. Karlsson, "Modulational Instability in lossy optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B/* vol. 12, pp. 2071-2077, November 1995.
- [21] F. Kh. Abdullaev, S. A. Darmanyan, S. Birchooff, P. L. Christiansen M. P. Sorensen, "Modulational instability in optical fibers near the zero dispersion point", *Optics Communications*, vol. 108, pp. 60-64, 1994.
- [22] D. F. Grosz, C. Mazzali, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, "Modulation Instability Induced Resonant Four-Wave-Mixing in WDM Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 379-381, March 1999.
- [23] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observations of modulation instability in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 135-138, 1986.
- [24] M.L.F. Abbade, I.E. Fonseca, and E. Moschim, "Influence of FWM dynamics on Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers", IMOC 2001.
- [25] I.E. Fonseca, M.L.F. Abbade e E. Moschim, "Instabilidade Modulacional em Fibras de Dispersão Deslocada: Influência da Dinâmica da FWM e da Compensação de Dispersão", SBT 2001.



- [26] R. Ramaswami, K.N. Sivarajan, *Optical Networks: A practical Perspective*, Morgan Kaufmann Publishers, Inc., San Francisco, California, U.S.A., 1998.
- [27] F. Matera, M. Settembre, M. Tamburrini, M. Zitelli, S. Turitsyn, "Reduction of the four wave mixing in optically amplified links by reducing pulse overlapping", *Optics Communications*, vol. 181, pp. 407-411, July 2000.
- [28] E.A. Golovchenko, V.J. Mazurczyk, D.G. Duff, S.M. Abbot, "Four-Wave Mixing Penalties In Long-Haul WDM Transmission Links," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 7, pp. 821-826, Jul. 1999.
- [29] M. Jinno, M. Fukui, T. Sakamoto, S. Aisawa, J. Kani, "WDM Transmission Technologies For Dispersion-Shifted Fibers," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, no 8, pp. 1264-1275, Aug. 1998.
- [30] R.W. Tkach, A.R. Chrpilvy, F. Forghieri, A.H. Gnauck, R.M. Derosier, "Four-Photon Mixing And High-Speed WDM Systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no 5, pp. 841-849, May. 1995.
- [31] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers", *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 5098-5106, October 1978.
- [32] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-23, pp. 1205-1210, July 1987.
- [33] S. Song, C. T. Allen, K. R. Demarest, R. Hui, "Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on Four-Wave Mixing in Optical Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, pp. 2285-2290, November 1999.
- [34] T. Yamamoto and M. Nakazawa, "Highly Efficient Four-Wave Mixing in an Optical Fiber with Intensity Dependent Phase Matching", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, pp. 327-329, March 1997.
- [35] R.W. Tkach, A.R. Chrpilvy, F. Forghieri, A.H. Gnauck, R.M. Derosier, "Four-Photon Mixing And High-Speed WDM Systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no 5, pp. 841-849, May. 1995.
- [36] M.F.C. Stephens, R.V. Penty, I.H. White, "All-Optical Regeneration And Wavelength Conversion In An Integrated Semiconductor Optical Amplifier/ Distributed- Feedback Lase," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 8, pp. 979-981, Aug. 1999.
- [37] I. Tomkos, I. Zacharopoulos, E. Roditi, D. Syvridis, A. Uskov, "Mechanisms Of Wave Mixing And Polarisation Sensitivity Of The Wavelength Conversion In Semiconductor Optica Amplifiers Using Two Parallel Polarised Pumps," *Opt. Commun.*, vol. 163, pp. 49-54, May. 1999.
- [38] O. Aso, SI. Arai, T. Yagi, M. Tadakuma, Y. Suzuki, S. Namiki, "Efficient Fwm Based Broadband Wavelength Conversion Using A Short High-Nonlinearity Fiber ", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E83-C, pp. 816-822, Jun. 2000.
- [39] G.A. Nowak, Y.H. Kao, T.J. Xia, M.N. Islam, D. Nolan, "Low-Power, High-Efficiency Wavelength Conversion Based On Modulation Instability In High Nonlinearity Optical Fiber," *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 373-374, 1998.
- [40] K. Shiraki, T.Omae, T. Horiguchi, "Sideband instability in long-distance transmission systems with dispersion management", *OFC '98*, Friday Morning FC7, 1998.
- [41] N. J. Smith and N. J. Doran, "Modulational instabilities in fibers with periodic dispersion management", *Optics Letters*, vol. 21, pp. 570-572, April 1996.
- [42] D. F. Grosz, J. M. Chávez Boggio, and H. L. Fragnito, "Modulation instability effects on three-channel optically multiplexed communication systems", *Optics Communications*, vol. 171, pp. 53-60, November 1999.
- [43] Y. Danziger, D. Askegard, "High-Order-Mode fiber an innovative approach to chromatic dispersion management that enables optical networking in long-haul high-speed transmission systems", *Optical Networks Magazine*, pp. 40-50, Janaury/February 2001.
- [44] E. Desurvire, "*Erbium-Doped fiber amplifiers – Principles and Applications*", J. Wiley, New York, 1994.
- [45] M. R. C. Caputo, M. E. Gouvea, "Dispersion slope effects of the compensation dispersion fiber for broadband dispersion compensation in the presence of self-phase modulation", *Optics Communications*, vol. 178, pp 323-331, May 2000.
- [46] Y. Danziger, D. Askegard, "High-Order-Mode fiber an innovative approach to chromatic dispersion management that enables optical networking in long-haul high-speed transmission systems", *Optical Networks Magazine*, pp. 40-50, Janaury/February 2001.
- [47] Y. Suzuki, K. Mukasa, R. Sugizaki, K. Kokura, "Dispersion Managed Optical Transmission Lines and Fibers", *IEICE TRANS. Electron*, vol. E83-C, June 2000.
- [48] R. J. Nuyts, Y. K. Park, P. Gallion, " Performance Improvement of 10 Gb/s Standard Fiber Transmission Systems by Using the SPM Effects in the Dispersion Compensating Fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp 1406-1408, October 1996.
- [49] M. R. C. Caputo e M. E. Gouvêa, "Fatores que Influenciam a Capacidade e o Desempenho dos Sistemas com Amplificadores Ópticos", *Telecomunicações - Revista do Instituto Nacional de Telecomunicações*, vol. 2, pp. 28-34, Março de 1999.

- [50] V. Srikant, "Broadband nad dispersion slope compensation in high bit rate and ultra long haul systems", *OFC'2001*, TuHI-1, 2001.
- [51] J. Yu, K. Guan, B. Yang, "Effects of different compensation configurations and ratios on a high speed lightwave system", *Optics Communications*, vol. 146, pp 109-113, January 1998.
- [52] D. Breuer, K. Jürgensen, F. Küppers, A. Mattheus, I. Gabitov, S. K. Turistsyn, "Optimal schemes for dispersion compensation of standard monomode fiber based links", *Optics Communications*, vol. 140, pp 15-18, July 1997.
- [53] M. Artiglia, R. Caponi, E. Grazioli, A. Pagano, A. Panella, M. Potenza, E. Riccardi, "Measurement Of The Dispersion Map Of Installed G.653 Fiber Links Using Four-Wave Mixing," *OFC '98 Technical Digest*, pp. 179-180, 1998.
- [54] A. Bertaina, S. Bigo, C. Francia, S. Gauchard, J.-P. Hamaide, M.W. Chbat, "Experimental Investigation Of Dispersion Management For An 8 X 10-Gb/S WDM Transmission System Over Nonzero Dispersion-Shifted Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 8, pp. 1045-1047, Aug. 1999.
- [55] I. Brener, P.P. Mitra, D.J. Thomson, "High-Resolution Zero-Dispersion Wavelength Fluctuation Mapping In Dispersion-Shifted Fiber," *OFC '98 Technical Digest*, 344-345, 1998.
- [56] A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, S. Benedetto, F. Bentivoglio, M. Frascolla, "Theoretical And Experimental Results On Transmission Penalty Due To Fiber Parametric Gain In Normal Dispersion," *OFC '98 Technical Digest*, pp. 394-396, 1998.
- [57] J.P. Hamaide, J.M. Gabriagues, "Limitations In Long Haul Im/Dd Optical Fibre Systems Caused By Chromatic Dispersion And Nonlinear Kerr Effect," *Electron. Lett.*, vol. 26, no 18, pp. 1451-1453, Aug. 1990.
- [58] J.H. Han, S-J. Kim, J-S. Lee, "Transmission Of 4 X 2.5-Gb/S Spectrum-Sliced Incoherent Light Channels Over 24 Km Of Dispersion-Shifted Fiber With 200-Ghz Channel Spacing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 7, pp. 901-903, Jul. 1999.
- [59] M.I. Hayee, A.E. Willner, "Nrz Versus Rz In 10-40 Gb/S Dispersion Managed WDM Transmission Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 8, pp. 991-993, Aug. 1999.
- [60] J. L. August, J. M. Blondy, M. Clapeau, J. Marcou, B. Dussardier, G. Monnom, R. Jindal, "Design of a high negative chromatic dispersion in a single mode optical fiber: effect of the index dip", *Optics Communications*, vol. 178, pp 71-77, May 2000.
- [61] G.P. Agrawal, "Optical Fiber Communications Systems", 2nd ed., Jonh Wiley, 1997.
- [62] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, "Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, pp. 1062-1072 July 1982.
- [63] M. E. Marhic, N. Kagi, T. K. Chiang, and L.G. Kazovsky, "Broadband fiber optical parametric amplifiers", *Optics Letters*, vol. 21, pp. 573-575, April, 1996.
- [64] L. Wang, Y. Su, A. Agarwal, P. Kumar, " Synchronously mode-locked fiber laser based on parametric gain modulation and soliton shaping", *Optics Communications*, vol. 194, pp 313-317, July 2001.

# Anexo 1

## PUBLICAÇÃO – SBT 2001

I.E. FONSECA, M.L.F. ABBADE E E. MOSCHIM, "*Instabilidade Modulacional em Fibras de Dispersão Deslocada: Influência da Dinâmica da FWM e da Compensação de Dispersão*", SBT 2001, Fortaleza – CE, Brasil.

# Instabilidade Modulacional em Fibras de Dispersão Deslocada: Influência da Dinâmica da *FWM* e da Compensação de Dispersão

I.E. Fonseca, M.L.F. Abbade, E. Moschim

Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP  
13081- 097, Campinas, São Paulo, Brasil.

## RESUMO

Neste trabalho analisamos o relacionamento entre a Mistura de Quatro Ondas (*FWM*) e a Instabilidade Modulacional (*MI*), usando simulações numéricas. Nós consideramos dois canais se propagando por uma fibra óptica monomodo com dispersão deslocada. Nossos resultados sugerem que a dinâmica da *FWM* interfere no processo da *MI*, deslocando a frequência de ganho máximo de sua ocorrência. Este relacionamento pode ser aplicado em fibras altamente não lineares, as quais têm sido utilizadas para se fazer a conversão de comprimento de onda em redes de telecomunicações totalmente ópticas. Um método de gerenciamento de dispersão é sugerido como meio para inibir ou compensar a *MI*.

## 1. INTRODUÇÃO

Nestes últimos anos, o crescente aumento de tráfego nas fibras ópticas monomodo atualmente instaladas tem dado relevante importância aos limites impostos pelos efeitos não lineares. Em particular, a Mistura de Quatro Ondas (*FWM*) é um dos efeitos mais severos à transmissão da informação pela fibra em sistemas multiplexados em comprimento de onda (*WDM*) [1], limitando o espaçamento entre canais para uma dada taxa de erro. A Instabilidade Modulacional (*MI*) [2], a qual tem sido encarada como um processo de *FWM* [3], é outro importante efeito não linear. Em geral, a *MI* e a *FWM* se originam do mesmo princípio físico, mas a literatura recente [4] enfatiza que algumas diferenças entre elas devem ser levadas em conta.

Neste trabalho, é sugerido, através de simulações numéricas, que a dinâmica da *FWM* pode interferir no processo da *MI*, deslocando a frequência de máximo ganho da *MI*. É também mostrado que este deslocamento pode ser explicado através da inclusão do efeito da Modulação Cruzada de Fase (*XPM*). Uma estratégia utilizando compensação de dispersão é sugerida como meio de inibição ou minimização da *MI*.

Mesmo que nossas simulações usem potência relativa alta, nossos resultados podem ser estendidos [5] para níveis de potência mais baixos se nós considerarmos a propagação através de uma fibra altamente não linear. Estas novas fibras podem ter importante função em uma rede totalmente óptica [6].

Este trabalho está distribuído da seguinte maneira: a seção II apresenta o conceito de *FWM* e as principais equações analíticas usuais para a avaliação de seu impacto na transmissão de informação. A seção III aborda a *MI*. A seção IV apresenta uma política de gerenciamento de dispersão que pode ser utilizada para compensar a *MI*. A seção V são discutidos os resultados das simulações e, finalmente, a seção VI é apresentada a conclusão.

## 2. MISTURA DE QUATRO ONDAS

A Mistura de Quatro Ondas é um fenômeno que ocorre em meios não lineares e foi primeiramente estudada em fibras ópticas em [8], [9]. Seu impacto sobre sistemas *WDM* e suas aplicações têm sido analisados em diversos trabalhos na literatura recente [1], [9] – [15].

Fisicamente, a *FWM* é caracterizada pela geração de novas frequências a partir da interação entre as frequências (canais) que estão se propagando pela fibra. Estes canais, mediados pelas propriedades não lineares da fibra, fornecem parte de sua energia para a geração de sinais em novas frequências[3].

Em geral, se  $N$  canais são lançados na fibra, o número de canais gerados é dado por[11]:

$$\#_f = \frac{N^3 - N^2}{2} \quad (1)$$

No caso de três canais, em frequências  $f_i$ ,  $f_j$  e  $f_k$  ( $k \neq i, j$ ), os nove novos canais, são gerados pela *FWM* em [7]:

$$f_{ijk} = f_i + f_j - f_k \quad (2)$$

A eficiência da *FWM* é incrementada com a condição de casamento de fase dos canais propagantes [9]. As possibilidades para se obter um casamento de fase são [3]: (i) operar próximo do comprimento de onda de dispersão nula; (ii) operar no regime de dispersão anômalo (iii) utilizar espaçamento entre canais pequeno e baixos níveis de potência para os canais. Este trabalho apóia-se nos casos (i) e (ii).

Quando não existe depleção dos canais lançados, a potência dos canais gerados pela *FWM* é dada por [4]:

$$P_{ijk}(L) = \frac{h'}{9} D^2 g^2 P_i P_j P_k \exp(-\alpha L_{eff})^2 \quad (3)$$

na qual:

$$h' = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta k')^2} \left\{ 1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \sin^2(\Delta k' L/2)}{[1 - \exp(-\alpha L)]^2} \right\} \quad (4)$$

$$\Delta k' = \Delta k - g(P_i + P_j - P_k) \left\{ \frac{1 - \exp(-\alpha L_{eff})}{\alpha L_{eff}} \right\} \quad (5)$$

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (6)$$

$$\Delta k = \frac{2\pi l_k^2}{c} \Delta f_{ik} \Delta f_{jk} \left[ D_c + \frac{l_k^2}{2c} (\Delta f_{ik} + \Delta f_{jk}) \frac{dD_c(l_k)}{dl} \right] \quad (7)$$

Nas equações (3)-(7),  $D$  é o fator de degenerescência (igual a 3 ou 6 para *FWM* degenerado e não degenerado, respectivamente),  $\gamma$  e  $\alpha$  são, respectivamente, o coeficiente não linear e a atenuação da fibra,  $L$  é o comprimento da fibra,  $L_{eff}$  é o comprimento efetivo,  $\Delta k$  é o fator de casamento de fase linear (não depende da potência dos canais),  $\Delta k'$  é o fator de casamento de fase não linear (depende da

potência dos canais),  $\mathbf{h}'$  é a eficiência da *FWM*,  $D_c$  é a dispersão cromática,  $dD_c/d\mathbf{l}$  é a taxa de variação da dispersão com relação ao comprimento de onda,  $\mathbf{l}_k$  é o comprimento de onda correspondente a onda na frequência  $f_k$ ,  $\Delta f_{mn} = |f_m - f_n|$  (com  $m, n = i, j, k$ ) é o espaçamento entre os canais.

### 3. INSTABILIDADE MODULACIONAL

A Instabilidade Modulacional é outro fenômeno que ocorre em meios não lineares e dispersivos. No contexto de fibras ópticas, a *MI* foi primeiramente estudada em 1966 [16] e seus princípios físicos, sua formulação matemática, sua análise teórica e experimental, como também algumas aplicações estão apresentados em [17]-[24].

Fisicamente, a *MI* significa o enriquecimento dos sinais em torno dos canais propagantes. A *MI* pode acontecer nas seguintes situações: (i) interação entre um canal cw e uma perturbação, neste caso diz-se que a *MI* foi induzida pela Auto Modulação de Fase (*SPM*); (ii) interação entre dois ou mais canais que se propagam pela fibra, neste caso diz-se que a *MI* foi induzida pela Modulação Cruzada de Fase (*XPM*); (iii) interação entre os modos polarizados de uma fibra monomodo. Apenas os casos (i) e (ii) serão abordados neste trabalho.

No caso (i) a perturbação pode ser um ruído (por exemplo o ruído ASE) ou outro canal com intensidade baixa, que interage com o canal principal (alta potência) resultando num ganho de amplitude da perturbação, o qual é limitado a uma faixa de frequência de  $\pm f_c$  em torno da frequência do canal principal. Frequência de corte da *MI*,  $f_c$ , é dada por [3]:

$$f_c = \sqrt{2}f_{MI} = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{4gP}{|b_2|}} \quad (8)$$

Na última expressão,  $f_{MI}$  é a frequência onde o ganho dado pela *MI* é máximo,  $P$  é a potência média na fibra e  $b_2$  é o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (neste caso  $b_2 < 0$  – regime de dispersão anômalo).

Para o caso de múltiplos canais, a *MI* pode ocorrer tanto no regime normal quanto no regime de dispersão anômala (todavia com maior intensidade no regime de dispersão anômala). Considerando apenas dois canais, o espaçamento entre os canais devem estar em frequências que obedecem [3]:

$$\left[ \frac{f^2}{f_{c1}^2} + \text{sgn}(b_{21}) \right] \left[ \frac{f^2}{f_{c2}^2} + \text{sgn}(b_{22}) \right] < 4 \quad (9)$$

na qual, em analogia com (8),  $f_{cj}$  é definida por:

$$f_{cj} = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{4g_j P_j}{|b_{2j}|}} \quad (10)$$

e  $j(j= 1,2)$  é o índice que designa o canal,  $b_{2j}$  é o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo do  $j$ ésimo canal,  $P_j$  é a potência do canal analisado e  $g$  é o coeficiente não linear da fibra.

Se os dois canais têm intensidades de potência próximas, o ganho induzido pela *MI* é, aproximadamente, dado por [25]:

$$g(\Omega) = \sqrt{\left( \left( \frac{F_1 - F_2}{2} \right)^2 + C_{XPM} \right) - \frac{F_1 + F_2}{2}} \quad (11)$$

na qual:

$$C_{XPM} = 4b_{21}b_{22}g_1g_2P_1P_2(2pf)^4 \quad (12)$$

$$F_j = 0.5b_{2j}(2pf)^2 [0.5b_{2j}(2pf)^2 + 2gP_j]. \quad (13)$$

As equações acima não levam em conta a atenuação na fibra. Se a atenuação da fibra for considerada, devemos multiplicar a frequência de corte por  $\exp(-\alpha/2)$  [3].

### 4. COMPENSANDO A INSTABILIDADE MODULACIONAL

Como foi dito anteriormente, a *MI* é um fenômeno que ocorre em meios não lineares e dispersivos. Portanto, em fibras ópticas monomodo, a dispersão cromática é um parâmetro fundamental para o processo da *MI*. Neste trabalho é proposta uma estratégia para inibir ou minimizar o efeito da *MI*. A estratégia utilizada é o gerenciamento da dispersão cromática ao longo do enlace óptico. Isto está embasado no fato que a *MI* depende diretamente da dispersão cromática para se desenvolver. Portanto, uma correta política de gerenciamento ao longo do enlace pode compensar a dispersão cromática e consequentemente inibir o efeito da *MI*.

Gerenciamento de dispersão significa compensar a dispersão em um enlace óptico através de uma fibra com dispersão de sinal contrário chamada de Fibra de Compensação de Dispersão (*DCF*). Dessa forma, os canais que se propagam pela fibra experimentarão dispersão total aproximadamente nula ou dentro de um limite aceitável no final do enlace [26].

A estratégia utilizada neste trabalho é um pouco diferente dos métodos de compensação de dispersão citados na literatura [26], [27], [28], [29]. Neste caso, procurou-se compensar a dispersão acumulada nos primeiros 10km de fibra (aproximadamente metade do comprimento efetivo  $L_{eff}$ ). Com isso, acredita-se que, como a dispersão total em 10km é aproximadamente nula, a *MI* não se manifesta, pois praticamente não ocorreu a interação entre a não linearidade e a dispersão. As simulações mostram que através desta estratégia, a *MI* é minimizada ou “compensada”.

A *DCF* utilizada foi a Fibra de Compensação de Dispersão Convencional (*cDCF*) que está apresentada em [29]. Estas fibras possuem alguns inconvenientes, como, por exemplo, serem pouco tolerantes a altos níveis de potência, e, portanto tenderem a excitar efeitos não lineares [26]. Felizmente, neste trabalho foram utilizadas fibras *cDCF* de pequenos comprimentos (em torno de 0,3km), que minimizam a eficiência destes efeitos.

A compensação da dispersão foi feita de acordo com o seguinte modelo [30]:

$$b_2^{dcf} L^{dcf} + b_2^{st} L^{st} = 0 \quad (14)$$

Não houve preocupação com a dispersão de segunda ordem ( $b_3$ ), já que o  $b_3$  não influencia no ganho da *MI* [3].

O valor da dispersão foi calculado de acordo com a equação [27]:

$$D(\mathbf{l}) = \left( \frac{S_0}{4} \right) \left[ \mathbf{l} - \frac{\mathbf{l}_0^4}{\mathbf{l}^3} \right] \quad (15)$$

na qual:  $S_0$  é a inclinação da curva de dispersão.

Espera-se que este método não seja muito eficiente para compensar a dispersão, pois a fibra está operando no regime não linear [27], todavia nossas simulações mostraram que este procedimento apresenta bons resultados para inibir a *MI*.

### 5. RESULTADOS NUMÉRICOS

Nesta análise, considera-se a propagação de dois canais em uma fibra monomodo com dispersão deslocada. Os resultados numéricos foram obtidos utilizando-se o simulador de sistemas fotônicos, PC-SimFo, desenvolvido no Laboratório de Tecnologias Fotônicas DT/FEEC/UNICAMP. Este software usa o método de Split-Step Fourier para resolver a Equação Não Linear de Schrödinger, a qual descreve a propagação dos pulsos ópticos pela fibra [3].

Cada canal carrega uma seqüência de 32 bits com formato de pulso *NRZ* (*Non-Return to Zero*). Apesar de ter sido utilizada modulação direta, a conversão eletro-ótica foi assumida ideal e nenhum *chirp* foi induzido nesta conversão.

A potência do canal principal (~ 17 dBm) foi aproximadamente dez vezes maior que a do segundo canal. Portanto, numa primeira aproximação, pode-se considerar o segundo canal como uma perturbação do principal. O comprimento de onda do canal principal foi ajustado em  $\lambda_1 = 1553 \text{ nm}$  e do canal de perturbação em  $\lambda_2 = (1553 + \Delta\lambda) \text{ nm}$ , onde o  $\Delta\lambda$  é o espaçamento entre os canais e foi variado na simulação.

Os parâmetros da fibra são: comprimento do enlace  $L = 100 \text{ km}$ , coeficiente não linear  $\gamma = 2.3 (\text{km} \cdot \text{W})^{-1}$ , atenuação  $\alpha = 0.22 \text{ dB/km}$ , comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ , dispersão cromática  $D = 0.2 \text{ ps/nm.km}$  em  $\lambda = 1553 \text{ nm}$ , resultando numa inclinação da curva da dispersão cromática de  $0.667 \text{ ps/nm}^2$ .

De acordo com estes parâmetros, tanto o casamento de fase quanto o ganho máximo da *MI* induzida pela *SPM* deveriam acontecer em  $DI = 0,7 \text{ nm}$ .

A Fig. 1, mostra a dependência entre a potência dos canais no final da fibra e o espaçamento entre eles. Como teoricamente esperado, foi observado que o canal *Anti-Stokes*, gerado pela *FWM*, exibe sua potência máxima para  $DI = 0,7 \text{ nm}$ . Entretanto o mínimo da potência do canal principal foi deslocado para  $DI = 0,5 \text{ nm}$ .

Para explicar está discrepância, deve-se considerar a dinâmica da *FWM* através da propagação dos pulsos ao longo da fibra. As Figs. 2 e 3 mostram, respectivamente, a evolução espectral dos canais inicialmente lançados na fibra e dos canais gerados pela *FWM*

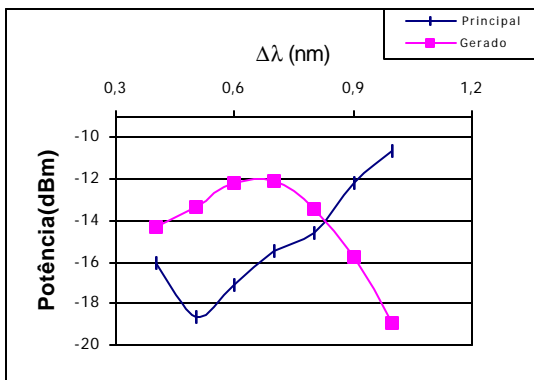


Figura 1: Potência dos canais principais e *Anti-Stokes* em função do espaçamento entre os canais, em  $z = 100 \text{ km}$

para  $DI = 0,7 \text{ nm}$  e a potência média dos canais em função da distância de propagação. Na Fig. 2, as potências são normalizadas com relação à potência do canal principal na entrada da fibra.

Estas figuras sugerem que depois de uma certa distância de propagação (por volta do comprimento efetivo,  $L_{eff}$ ): (i) a interação da *FWM* cessa [2] e (ii) que a potência dos canais em  $(1553 \pm DI) \text{ nm}$  se tornam maior que a potência do canal principal. As origens deste fenômeno estão, provavelmente, relacionadas com a assimetria do ganho da *MI*, como previsto em (8) ou (9) e com a alta eficiência da *FWM*.

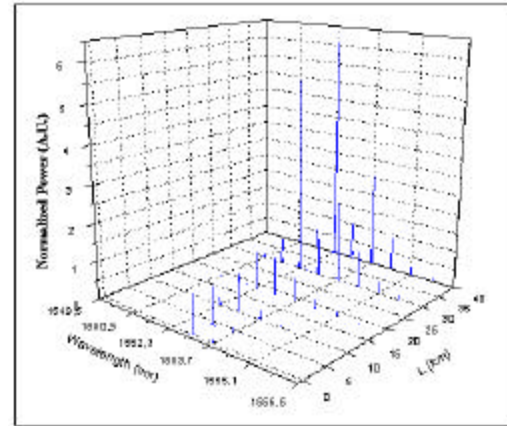


Figura 2: Evolução Espectral dos canais

Observamos também que em  $z = 10 \text{ km}$  a *FWM* já havia gerado canais com potência relativamente alta. Além disso, a perturbação também começa a ter uma potência comparável com a potência do canal principal. Com isto, a *MI* induzida pela *SPM*, que necessita apenas de uma semente para se desenvolver, perde sua caracterização. O canal de *Anti-Stokes* gerado em  $(1553 - DI)$  pela *FWM* também exibe uma intensidade da mesma ordem da dos canais lançados inicialmente na fibra. Este fato sugere que, pelo menos, de  $10 \text{ km}$  em diante a *MI* deveria ser induzida pela *XPM*.

Levando isto em conta e considerando a potência do canal principal em  $z = 10 \text{ km}$ , nós plotamos a curva de ganho através de (11), na Fig. 4. Seu máximo está por volta de  $0,5 \text{ nm}$ , o que está em concordância com os resultados obtidos na simulação que estão mostrados na Fig. 1.

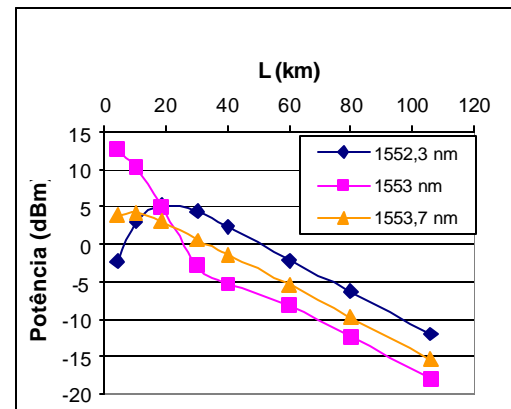


Figura 3: Dependência da potência média dos canais com a distância

Para tentar avaliar a distinção entre o processo da *MI* induzida pela *SPM* e pela *XPM*, a relação entre as potências do canal principal,  $P_1$ , e do canal de perturbação,  $P_2$ , foi incrementada, mas mantendo-se a potência média na fibra constante. Os resultados das simulações estão mostrados na Fig. 5. Foi observado que quando a relação  $P_1/P_2$  é incrementada, o ganho máximo da *MI* se desloca para

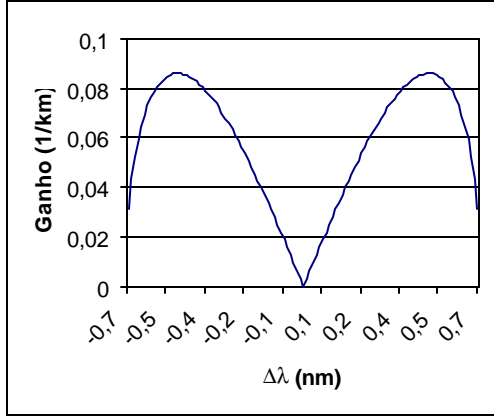


Figura 4: Ganho Espectral para a *MI* induzida pela *XPM*

$\Delta\lambda_{MI} = 0,7$  nm. Isto está em concordância com o ganho máximo esperado para a *MI* induzida pela *SPM* e sugere que a dinâmica da *FWM* perde sua importância se apenas uma semente está presente.

Na segunda parte deste trabalho nós fizemos a análise numérica da compensação da *MI* utilizando o gerenciamento da dispersão ao longo do enlace. A estratégia utilizada foi procurar compensar a dispersão dos primeiros 10 km e no final da fibra para evitar que a interação entre a dispersão e as não-linearidades desenvolva a *MI*. Nada impede que após os 10 km esta interação ocorra novamente, todavia pode ser que não seja mais suficiente para despertar a *MI*, já que restam poucos quilômetros para se atingir o  $L_{eff}$  (onde os efeitos não lineares não são mais tão eficazes [2]). Compensar a dispersão em 10 km foi escolhido porque o  $L_{eff}$  é de aproximadamente 20 km, neste comprimento os efeitos não lineares não são mais fortes [2]. Assim se quisermos inibir a *MI* temos que compensar a dispersão em comprimentos menores que  $L_{eff}$ .

Os parâmetros da *cDCF* utilizada foram: coeficiente não-linear  $\gamma = 5 (km.w)^{-1}$ , comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0 = 1312$  nm, dispersão cromática  $D = -73,37 ps/nm.km$  em  $\lambda = 1553$  nm, atenuação  $\alpha = 0,55 dB/km$ ,  $S_0 = 0,093 ps/nm^2.km$  [29].

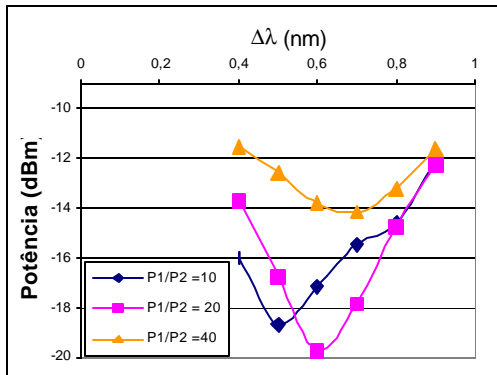


Figura 5: Deslocamento do  $\Delta\lambda_{MI}$  para diferentes relações de potência entre os canais principal e de perturbação.

A curva obtida para o caso da Fig. 1 incluindo a compensação de dispersão é a Fig. 6. Perceba que a *MI* deixa de acontecer, ou seja, o ponto de ganho máximo da *MI* não aparece mais na curva.

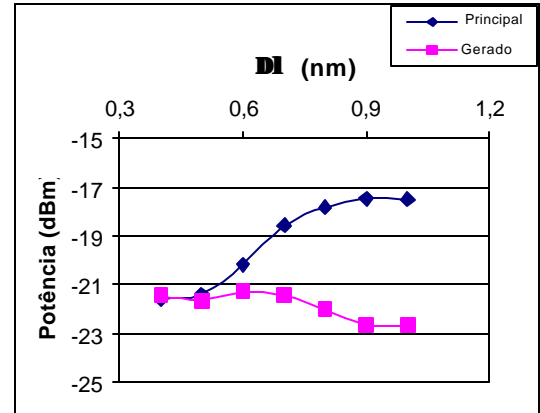


Figura 6: Potência dos canais Principal e Anti-Stokes em função do espaçamento entre os canais com compensação em  $z = 10$  km e 100km.

Veja que a potência do canal principal aumenta e a do canal gerado diminui com o aumento da distância entre os canais (o que já era esperado).

Estas simulações nos mostram alguns pontos importantes. Primeiro, a *MI* induzida pela *XPM* precisa ser tomada em conta quando a *FWM* apresenta alta eficiência, isto é, quando a potência relativa entre os canais é apreciável. Além disso, a dinâmica da *FWM* perde sua importância quando a potência da perturbação é diminuída. Perceba também que, se a perturbação é apenas uma semente, a *MI* induzida pela *SPM* pode ser usada para explicar a evolução dos pulsos. Finalmente, a *MI* pode ser minimizada ou inibida se uma correta política de gerenciamento de dispersão for utilizada.

## 6. CONCLUSÃO

Neste trabalho apresentamos uma discussão, baseada em simulações numéricas, da competição entre a *MI* e a *FWM* e uma técnica de gerenciamento de dispersão que pode compensar a *MI*.

Embora os mecanismos físicos sejam os mesmos para a *MI* e *FWM*, existem alguns pontos que devem ser observados. Primeiro, quando a atenuação da fibra é nula, de (3) segue que a potência dos canais gerados pela *FWM* cresce linearmente com a distância, enquanto que a potência da perturbação ou da semente da *MI* cresce exponencialmente com a distância [3], [4]. Segundo, para o caso de termos um canal principal e uma perturbação, a *MI* necessita do regime de dispersão anômala para acontecer, ao passo que a *FWM* pode acontecer nos dois regimes de dispersão. Além disso, parece fisicamente razoável considerar a *FWM* um processo “quase contínuo” ao longo da distância da fibra. Isto é, os canais gerados na primeira interação podem interagir novamente entre si e com os canais principais, gerando novos canais., fazendo a *FWM* ocorrer em várias etapas [3].

Os resultados obtidos mostram que a dinâmica da *FWM* interfere na *MI*, quando os novos canais gerados têm seus níveis de potência incrementados para níveis comparáveis com os dos canais principais. Nesta situação, a *MI* induzida pela *SPM* pode não explicar a propagação dos sinais. Todavia, mostrou-se que se levarmos em conta uma certa distância na qual a *FWM* já tem suficientemente depletado o canal principal, de tal maneira que a

perturbação possa ser considerada como um canal de potência relativa alta, a  $MI$  induzida pela  $XPM$  se torna mais apropriada para descrever a propagação dos sinais.

Embora os resultados das simulações numéricas tenham sido obtidos em fibras de dispersão deslocada e façam uso de níveis de potência relativamente altos, eles podem ser bastante relevantes se a propagação for feita em fibras de dispersão deslocada altamente não-lineares. Estas fibras, as quais podem ser utilizadas para conversão de comprimento de onda [6], têm valor do coeficiente não-linear  $\sim 6$  vezes maior que o que foi usado na simulação numérica. Como o comprimento não linear é inversamente proporcional a este parâmetro e a potência média lançada na fibra, isto significa que, desprezando diferenças nas atenuações das fibras, os resultados deste trabalho podem ser estendidos para níveis de potência por volta de 5.7 dBm em fibras altamente não linear.

## 7. AGRADECIMENTOS

Agradecemos a H. L. Fragnito por frutíferas discussões.

## 8. REFERÊNCIAS

- [1] F. Matera, M. Settembre, M. Tamburrini, M. Zitelli, S. Turitsyn, "Reduction of the four wave mixing in optically amplified links by reducing pulse overlapping", *Optics Communications*, vol. 181, pp. 407-411, July 2000.
- [2] D. F. Grosz, J. M. Chávez Boggio, and H. L. Fragnito, "Modulation instability effects on three-channel optically multiplexed communication systems", *Optics Communications*, vol. 171, pp. 53-60, November 1999.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic*, 2nd ed. New York Academic, 1995.
- [4] S. Song, C. T. Allen, K. R. Demarest, R. Hui, "Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on Four-Wave Mixing in Optical Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, pp. 2285-2290, November 1999.
- [5] I. E. Fonseca, unpublished.
- [6] O. Aso, S. I. Arai, T. Yagi, M. Tadakuma, Y. Suzuki, S. Namiki, "Efficient Fwm Based Broadband Wavelength Conversion Using A Short High-Nonlinearity Fiber", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E83-C, pp. 816-822, Jun. 2000.
- [7] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers", *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 5098-5106, October 1978.
- [8] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, "Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 24, pp. 308-310, April 1974.
- [9] T. Yamamoto and M. Nakazawa, "Highly Efficient Four-Wave Mixing in an Optical Fiber with Intensity Dependent Phase Matching", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, pp. 327-329, March 1997.
- [10] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-23, pp. 1205-1210, July 1987.
- [11] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, and R. M. Derosier, "Four-Photon Mixing and High-Speed WDM Systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 841-849, May 1995.
- [12] I. Tomkos, I. Zacharopoulos, E. Roditi, D. Syvridis, A. Uskov, "Mechanisms of wave mixing and polarization sensitivity of the wavelength conversion in semiconductor optical amplifiers using two parallel polarized pumps", *Optics Communications*, vol. 163, pp. 49-54, May 1999.
- [13] W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, and J. E. Midwinter, "Modeling of Four-Wave Mixing and Gain Peaking in Amplified WDM Optical Communication Systems and Networks", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 1933-1942, September 1996.
- [14] F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, "WDM Systems with Unequally Spaced Channels", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 889-897, May 1995.
- [15] K. Inoue and H. Toba, "Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 69-72, 1992.
- [16] V. I. Bespalov and V. I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids", *JETP Lett.*, vol. 3, pp. 307-310, 1966.
- [17] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. Anomalous Dispersion", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 142-144, 1973.
- [18] L. F. Mollenaver, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pp. 1095-1098, 1980.
- [19] A. Hasegawa and W. F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 694-697, 1980.
- [20] D. Anderson and M. Lisak, "Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals", *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 468-470, 1984.
- [21] M. Karlsson, "Modulational Instability in lossy optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B*/ vol. 12, pp. 2071-2077, November 1995.
- [22] F. Kh. Abdullaev, S. A. Darmanyany, S. Birchoff, P. L. Christiansen M. P. Sorensen, "Modulational instability in optical fibers near the zero dispersion point", *Optics Communications*, vol. 108, pp. 60-64, 1994.
- [23] D. F. Grosz, C. Mazzali, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, "Modulation Instability Induced Resonant Four-Wave-Mixing in WDM Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 379-381, March 1999.
- [24] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observations of modulation instability in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 135-138, 1986.
- [25] G. P. Agrawal, "Modulation Instability Induced by Cross-Phase Modulation", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 880-883, August 1987.
- [26] Y. Danziger, D. Askegard, "High-Order-Mode fiber an innovative approach to chromatic dispersion management that enables optical networking in long-haul high-speed transmission systems", *Optical Networks Magazine*, pp. 40-50, January/February 2001.
- [27] M. R. C. Caputo, M. E. Gouvea, "Dispersion slope effects of the compensation dispersion fiber for broadband dispersion compensation in the presence of self-phase modulation", *Optics Communications*, vol. 178, pp 323-331, May 2000.
- [28] Y. Suzuki, K. Mukasa, R. Sugizaki, K. Kokura, "Dispersion Managed Optical Transmission Lines and Fibers", *IEICE TRANS. Electron.*, vol. E83-C, June 2000.
- [29] R. J. Nuyts, Y. K. Park, P. Gallion, "Performance Improvement of 10 Gb/s Standard Fiber Transmission Systems by Using the SPM Effects in the Dispersion Compensating Fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, pp 1406-1408, October 1996.
- [30] G.P. Agrawal, "Optical Fiber Communications Systems", 2nd ed., Jonh Wiley, 1997.



**Anexo 2**  
**PUBLICAÇÃO – IMOC 2001**

---

M.L.F. ABBADE, I.E. FONSECA, AND E. MOSCHIM, "*Influence of FWM dynamics on Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers*", IMOC 2001, Belém – PA, Brasil.

# Influence of FWM dynamics on Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers

M.L.F. Abbade, I.E. Fonseca, and E. Moschim

**Abstract** In this work we analyze the relationship between Four-Wave Mixing (*FWM*) and Modulational Instability (*MI*), using numerical simulations. We consider two channels propagating through a dispersion shifted monomode fiber. Our results suggest that *FWM* dynamics interfere on *MI* process, shifting its maximum frequency gain. This relation may affect highly nonlinear fibers, which are being purposed to perform wavelength conversion in all-optical networks.

**Keywords** Four-wave mixing, Modulational Instability, Nonlinear Fiber Optics, Photonic Networks

## I. INTRODUCTION

In recent years, demand for increasing traffic on installed monomode fibers has enhanced the importance of the limits imposed by nonlinear effects in fiber links. Particularly, Four-Wave Mixing (*FWM*) is one of the most severe effects to Wavelength Division Multiplexing (*WDM*) fiber transmission systems [1], limiting channel spacing for a given bit error rate. Modulational Instability (*MI*) [2], which has been figured out as a *FWM* process [3], is another important nonlinear effect. In fact, even though *FWM* and *MI* originate from the same physical mechanisms, recent literature [4] has emphasized that some differences between them must be outlined.

In this work, it is suggested, through numerical simulations, that *FWM* dynamics may interfere in *MI* processes, shifting its maximum gain frequency. We also show that this shift may be explained by including cross-phase modulation effects.

Even though our simulations use relatively high channel powers, our results may be extended [5] to lower power levels if we consider propagation through High NonLinear Fibers. These fibers may have a major role in all-optical networks [6].

This letter is arranged as follows. In section II we present *FWM* concepts and main analytical equations usually taken to evaluate its impact on information transmission systems. *MI* is discussed in section III. Our simulations results are pointed

out in section IV and, finally, section V presents our conclusion

## II. FOUR-WAVE MIXING

Four-Wave Mixing is a phenomenon that occurs in nonlinear media and it was firstly reported in optical fibers in [7], [8]. Its impact on *WDM* systems and new applications have been widely investigated in recent literature [1], [9]-[15].

Physically, *FWM* is characterized by the interaction of the fiber propagating channels. These channels, mediated by the fiber nonlinear properties, transfer part of their signal energy to other frequencies. This results in new channels or crosstalk generation.

In general, if  $N$  channels are launched into the fiber, the number of generated frequencies components is given by [11]:

$$\#_f = \frac{N^3 - N^2}{2} \quad (1)$$

If we consider three channels, in frequencies  $f_i, f_j$  and  $f_k$  ( $k \neq i, j$ ), *FWM* will generate nine channels in frequencies given by [7]:

$$f_{ijk} = f_i + f_j - f_k \quad (2)$$

*FWM* efficiency is increased when channels phase matching condition is satisfied [9]. The three possibilities for obtaining, approximately, this condition are [3]: (i) to operate near the zero-dispersion wavelength, (ii) to operate in the anomalous dispersion regime, and (iii) to make use of small interchannel spacing and low level powers. In this letter we consider only the first two cases.

When there is no depletion of the launching channels, *FWM* generated power is given by:

$$P_{ijk}(L) = \frac{h}{9} D^2 g^2 P_i P_j P_k \exp(-\mathbf{a})(L_{eff})^2 \quad (3)$$

The effective length  $L_{eff}$  determines the distance where nonlinear effects are stronger. The  $L_{eff}$  is given by [2]:

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\mathbf{a}L)}{\mathbf{a}} \quad (4)$$

---

This work was supported in part by CAPES and CNPq.  
M. L. F. Abbade, abbade@dt.fee.unicamp.br; I. E. Fonseca, iguatemi@dt.fee.unicamp.br; E. Moschim, moschim@dt.fee.unicamp.br; are with School of Electrical and Computer Engineering, State University of Campinas, 13081-097 Campinas, São Paulo, Brazil.

In (3),(4),  $D$  is the degenerescency factor (which is 3 or 6 depending upon, respectively, two or three channels are launched into the fiber),  $\mathbf{a}$  and  $\mathbf{g}$  are, respectively, the fiber attenuation and nonlinear coefficients,  $L_{eff}$  is the effective length related to the fiber length  $L$  through (4), and  $\mathbf{h}$  stands for  $FWM$  efficiency [9].

### III. MODULATIONAL INSTABILITY

Modulational Instability is also a phenomenon that occurs in nonlinear and dispersive media. In the context of fiber optics,  $MI$  was first reported in 1966 [16] and its physical principles, mathematical formulation, experimental and theoretical analysis, and applications have been widely presented in literature [17]-[24].

Physically,  $MI$  means the enhancement of signals in frequencies lying around the propagating channels. It may happen under the following situations: (i) a cw channel interacts with a small perturbation, figured out as a Self-Phase Modulation-induced case ( $SPM$ -induced), (ii) interaction between two or more channels that propagate through fiber, figured out as a Cross-Phase Modulation-induced case ( $XPM$ -induced), and (iii) interaction between two polarized modes. Only cases (i) and (ii) will be approached in this work.

In case (i), the perturbation maybe some noise (e.g.,  $ASE$  noise) or a low power channel which interacts with the main (higher power) channel. This interaction results in an amplitude gain for the perturbation, and is limited to a frequency bandwidth  $\pm f_c$  around the main channel. Cut off frequency,  $f_c$ , is given by [3]:

$$f_c = \sqrt{2}f_{MI} = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{4gP}{|\mathbf{b}_2|}} \quad (5)$$

In the last expression,  $f_{MI}$  denotes the frequency correspondent to maximum  $MI$  gain,  $P$  is the average power in fiber and  $\mathbf{b}_2$  is the group velocity dispersion (being  $\mathbf{b}_2 < 0$ , anomalous dispersion regime).

For the case of multiple channels,  $MI$  may occur either in anomalous or in normal dispersion regimes. Considering only two channels, channel spacing must lie in frequencies that obey [3]:

$$\left[ \frac{f^2}{f_{c1}^2} + \text{sgn}(\mathbf{b}_{21}) \right] \left[ \frac{f^2}{f_{c2}^2} + \text{sgn}(\mathbf{b}_{22}) \right] < 4 \quad (6)$$

where, in analogy with (5),  $f_{cj}$  is defined as:

$$f_{cj} = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{4g_j P_j}{|\mathbf{b}_{2j}|}} \quad (7)$$

and  $j(j= 1,2)$  designates the channel, and  $\mathbf{b}_j$ ,  $P_j$ , and  $\mathbf{g}$  are, respectively, the group velocity dispersion, the power, and nonlinear coefficient related to the  $j$ -th channel.

If both channels have nearly the same amplitude,  $MI$ -induced gain is, approximately, given by [25]:

$$g(\Omega) = \sqrt{\sqrt{\left(\frac{F_1 - F_2}{2}\right)^2 + C_{XPM}} - \frac{F_1 + F_2}{2}} \quad (8)$$

where:

$$C_{XPM} = 4\mathbf{b}_{21}\mathbf{b}_{22}\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2P_1P_2(2p)^4 \quad (9)$$

$$F_j = 0.5\mathbf{b}_{2j}(2p)^2 \left[ 0.5\mathbf{b}_{2j}(2p)^2 + 2g_j \right]. \quad (10)$$

Equations above do not take into account fiber loss. Attenuation effects can be readily incorporated by multiplying cut off frequencies by  $\exp(-\mathbf{a}/2)$  [3], where  $\mathbf{a}$  is the fiber attenuation coefficient.

### IV. NUMERICAL RESULTS

In our analysis, we considered the propagation of two channels in a dispersion-shifted monomode fiber. Numerical results were obtained with the aid of PC-Simfo, a photonic system simulator developed in Photonic Technologies Labs, at DT/FECC/UNICAMP. This software makes use of Split-Step Fourier Method, in order to solve NonLinear Schrödinger Equation that describes fiber pulse propagation [3].

Each channel carried out the same 32 bit-long sequence with a  $NRZ$  (Non-Return to Zero) pulse shape. Even though direct modulation was utilized, electrical/optical conversion was assumed to be ideal and no chirp was induced by this conversion.

Main channel power ( $\sim 17$  dBm) was approximately 10 times higher than the second channel power. Thus, in a first approach we could consider second channel as a perturbation to the main one. The wavelength of the main channel and perturbation were settled, respectively, in  $\lambda_1 = 1553$  nm and  $\lambda_2 = (1553 + \Delta\lambda)$  nm, where  $\Delta\lambda$  is the channel spacing varied in our simulations.

Fiber parameters were as follows: link length  $L = 100$  km, attenuation coefficient  $\alpha = 0.22$  dB/km, nonlinear coefficient  $\gamma = 2.3$  (km.W)<sup>-1</sup>, zero-dispersion wavelength  $\lambda_0 = 1550$  nm and chromatic dispersion  $D = 0.2$  ps/nm.km, resulting in a 0.667 ps/nm<sup>2</sup>.km chromatic dispersion slope.

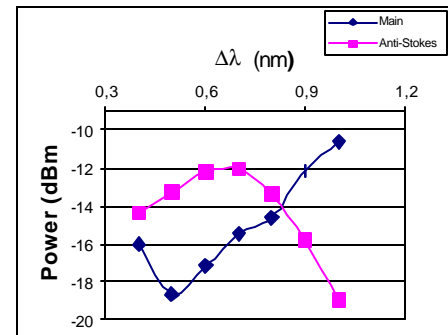


Figure 1: Power of Anti-Stokes and Main Channels as function of channel spacing, at  $z = 100$  km.

According to these parameters, both, phase matching condition and SPM-induced MI maximum gain should happen at  $\Delta\lambda = 0,7 \text{ nm}$ .

Fig. 1, shows the dependence between output powers and channel spacing. As theoretically expected, we observe that Anti-Stokes channel, generated from *FWM*, exhibits its maximum output power for  $\Delta\lambda = 0,7 \text{ nm}$ . However, the minimum of the main channel output power is shifted to  $\Delta\lambda = 0,5 \text{ nm}$ .

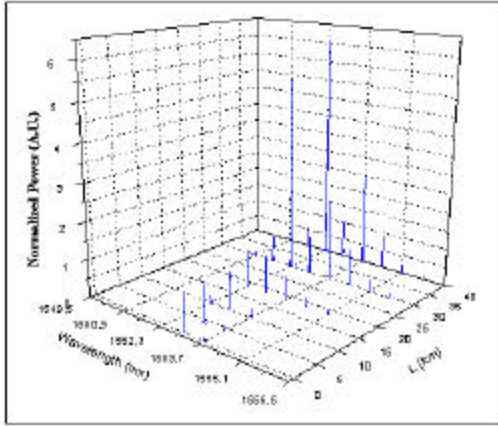


Figure 2: Channel Spectral Evolution

In order to explain this discrepancy, we must consider *FWM* dynamics through pulse fiber propagation. Fig. 2 and 3 exhibit, respectively, spectral evolution of the channels initially launched into the fiber and of those generated by *FWM* for  $\Delta\lambda = 0,7 \text{ nm}$  and average power per channel dependence on distance propagation. In Fig. 2, powers are normalized with respect to the main channel power at fiber input.

These figures suggest that after some propagation distance (around the effective length,  $L_{eff}$ ): (i) *FWM* interaction ceases [2] and (ii) that the power of the channels at  $(1553 \pm \Delta\lambda) \text{ nm}$  become greater than the power of the main channel. The origin of these phenomena are, probably, related to the asymmetric *MI* gain, predicted by (5) or (6), and to high *FWM* efficiency.

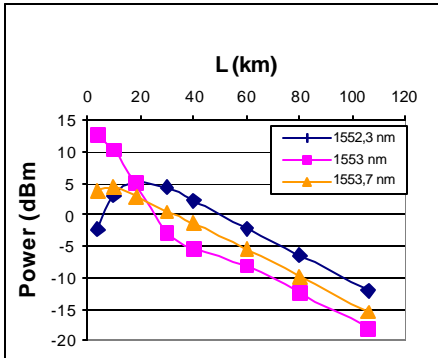


Figure 3: Average power per channel dependence on distance propagation

Interestingly, we observe that at  $z = 10 \text{ km}$  *FWM* has generated a relatively high power channel. Besides, perturbation also begins to have a power comparable to the power of the main channel. To this extent, *SPM*-induced *MI*, which needs only a seed to be developed, loses its characterization. Anti-Stokes channel generated at  $(1553 - \Delta\lambda)$  by *FWM* also exhibits an intensity of the same order of magnitude as the channels initially launched into the fiber. These facts suggest that, at least, from  $10 \text{ km}$  on *MI* should be induced by *XPM*.

Taking this into account and considering the power of the main channel at  $z = 10 \text{ km}$ , we plot *MI* gain curve through (8), in Fig. 4. Its maximum is around  $0,5 \text{ nm}$ , in good agreement with results presented in Fig. 1.

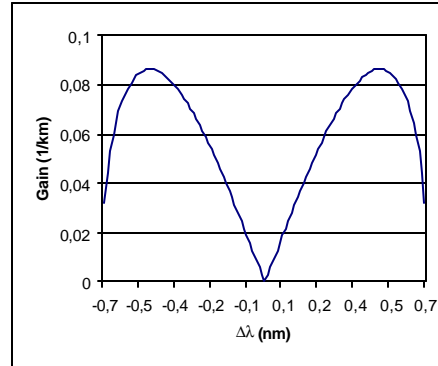


Figure 4: Gain Spectrum for XPM-Induced MI

In order to evaluate the distinction between *SPM* and *XPM*-induced *MI* processes, we increased the ratio between the powers of the main channel,  $P_1$ , and the perturbation,  $P_2$ , keeping the fiber average power constant. The results of our numerical simulations are shown in Fig. 5. We observe that as  $P_1/P_2$  increases the maximum *MI*-induced gain shifts to  $\Delta\lambda_{MI} = 0,7 \text{ nm}$ . This is in agreement with the *SPM*-induced *MI* expected maximum gain and suggests that *FWM* dynamics loses its importance if only a seed is present.

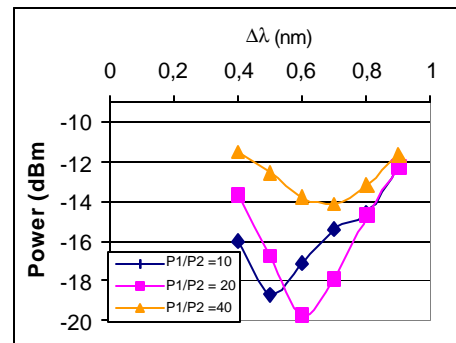


Figure 5:  $\Delta\lambda_{MI}$  shift for different ratios of the main channel and the perturbation powers.

These simulations lead us to some remarkable points. First, *XPM*-induced *MI* needs to be taken into account when *FWM* presents a high efficiency i.e. when the relative channel power is appreciable. *FWM* dynamics, also, loses its importance as perturbation power is decreased. Finally, if the perturbation is

only a seed, *SPM*- induced *MI* may be used to explain pulse evolution.

## V. CONCLUSION

In this letter, based upon numerical simulations, we presented a discussion on *FWM* and *MI* competition. Although physical mechanisms are the same for *MI* and *FWM*, there are some limits that must be observed. First, when fiber attenuation is null, from (3) we notice that the power of the channels generated by *FWM* grows linearly with distance, meanwhile the power of a perturbation or seed grows exponentially due to *MI* [3], [4]. Second, when there is a main channel and a perturbation, *MI* requires anomalous dispersion regime to evolve, whereas *FWM* may occur in both regimes. Moreover, it seems to be physically reasonable to consider *FWM* as a quasi-continuum process through fiber propagation. For this, we mean that channels generated through the first interaction should interact again with themselves and the main channels, generating new channels and so forth [7].

Our results show that *FWM* dynamics interfere on *MI* process, as long as new generated channels have their power increased to levels comparable to the powers of the main channels. In these situations, *SPM*-induced *MI* can no longer explain signal propagation. Nevertheless, we show that if we consider some distance in which *FWM* has sufficiently depleted the main channel, in such a way that perturbations can be figured out as high level power channels, *XPM*-induced *MI* becomes very satisfactory for describing signal propagation.

Even though our results were carried out for ordinary dispersion shifted fiber and make use of relatively high power levels, they are very significant if we consider highly nonlinear dispersion shifted fiber propagation. These fibers, which can be used as efficient wavelength conversions [6], have a nonlinear coefficient  $\sim 6$  times greater than the one we used. As the nonlinear length is inversely proportional to this coefficient and to the average power launched into the fiber, this means that, neglecting differences in fiber attenuations, our results can be extended to power levels as low as 5.7 dBm in highly nonlinear fibers.

## ACKNOWLEDGMENT

We acknowledge fruitful discussions with H. L. Fragnito.

## REFERENCES

[1] F. Matera, M. Settembre, M. Tamburrini, M. Zitelli, S. Turitsyn, "Reduction of the four wave mixing in optically amplified links by reducing pulse overlapping", *Optics Communications*, vol. 181, pp. 407-411, July 2000.  
 [2] D. F. Grosz, J. M. Chávez Boggio, and H. L. Fragnito, "Modulation instability effects on three-channel optically multiplexed communication systems", *Optics Communications*, vol. 171, pp. 53-60, November 1999.  
 [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic*, 2nd ed. New York Academic, 1995.

[4] S. Song, C. T. Allen, K. R. Demarest, R. Hui, "Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on Four-Wave Mixing in Optical Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, pp. 2285-2290, November 1999.  
 [5] I. E. Fonseca, unpublished.  
 [6] O. Aso, S-I. Arai, T. Yagi, M. Tadakuma, Y. Suzuki, S. Namiki, "Efficient Fwm Based Broadband Wavelength Conversion Using A Short High-Nonlinearity Fiber", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E83-C, pp. 816-822, Jun. 2000.  
 [7] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers", *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 5098-5106, October 1978.  
 [8] R. H. Stolen, J. E. Bjorkholm, and A. Ashkin, "Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides", *Applied Physics Letters*, vol. 24, pp. 308-310, April 1974.  
 [9] T. Yamamoto and M. Nakazawa, "Highly Efficient Four-Wave Mixing in an Optical Fiber with Intensity Dependent Phase Matching", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, pp. 327-329, March 1997.  
 [10] N. Shibata, R. P. Braun, and R. G. Waarts, "Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-23, pp. 1205-1210, July 1987.  
 [11] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, and R. M. Derosier, "Four-Photon Mixing and High-Speed WDM Systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol 13, pp. 841-849, May 1995.  
 [12] I. Tomkos, I. Zacharopoulos, E. Roditi, D. Syvridis, A. Uskov, "Mechanisms of wave mixing and polarization sensitivity of the wavelength conversion in semiconductor optical amplifiers using two parallel polarized pumps", *Optics Communications*, vol. 163, pp. 49-54, May 1999.  
 [13] W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, and J. E. Midwinter, "Modeling of Four-Wave Mixing and Gain Peaking in Amplified WDM Optical Communication Systems and Networks", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, pp. 1933-1942, September 1996.  
 [14] F. Forghieri, R. W. Tkach, and A. R. Chraplyvy, "WDM Systems with Unequally Spaced Channels", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 889-897, May 1995.  
 [15] K. Inoue and H. Toba, "Wavelength conversion experiment using fiber four-wave mixing", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 69-72, 1992.  
 [16] V. I. Bespalov and V. I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids", *JETP Lett.*, vol. 3, pp. 307-310, 1966.  
 [17] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. Anomalous Dispersion", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 142-144, 1973.  
 [18] L. F. Mollenaver, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pp. 1095-1098, 1980.  
 [19] A. Hasegawa and W. F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-16, pp. 694-697, 1980.  
 [20] D. Anderson and M. Lisak, "Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals", *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 468-470, 1984.  
 [21] M. Karlsson, "Modulational Instability in lossy optical fibers", *J. Opt. Soc. Am. B/* vol. 12, pp. 2071-2077, November 1995.  
 [22] F. Kh. Abdullaev, S. A. Darmanyan, S. Birchoff, P. L. Christiansen M. P. Sorensen, "Modulational instability in optical fibers near the zero dispersion point", *Optics Communications*, vol. 108, pp. 60-64, 1994.  
 [23] D. F. Grosz, C. Mazzali, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, "Modulation Instability Induced Resonant Four-Wave-Mixing in WDM Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 379-381, March 1999.  
 [24] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observations of modulation instability in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 135-138, 1986.  
 [25] G. P. Agrawal, "Modulation Instability Induced by Cross-Phase Modulation", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 880-883, August 1987.

**Anexo 3**

**PUBLICAÇÃO – IEEE PHOTONICS  
TECHNOLOGY LETTERS**

---

E. MOSCHIM M.L.F. ABBADE, I.E. FONSECA, AND, "*Competition Between FWM Dynamics and Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers*", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 14, N° 1, pp 36-38, January 2002.

# Competition Between FWM Dynamics and Modulational Instability in Dispersion Shifted Fibers

E. Moschim, M.L.F. Abbade, and I.E. Fonseca

**Abstract** – In this work we analyze the relationship between Four-Wave Mixing (FWM) and Modulational Instability (MI), using numerical simulations. We consider two channels propagating through a dispersion shifted monomode fiber. Our results suggest that FWM dynamics interfere on MI process, shifting its maximum frequency gain. This relation may affect highly nonlinear fibers, which are being purposed to perform wavelength conversion in all-optical networks.

**Keywords** – Four-wave mixing, Modulational Instability, Nonlinear Fiber Optics, Photonic Networks

## I. INTRODUCTION

In recent years, demand for increasing traffic on installed monomode fibers has enhanced the importance of the limits imposed by nonlinear effects in fiber links. Particularly, Four-Wave Mixing (FWM) [1] and Modulational Instability (MI) [2], which has been figured out as a FWM process [3], are important nonlinear effects. In fact, even though FWM and MI originate from the same physical mechanisms, recent literature [4] has emphasized that some differences between them must be outlined.

In this work, it is suggested, through numerical simulations, that FWM dynamics may interfere in MI processes, shifting its maximum gain frequency. We also show that this shift may be explained by including cross-phase modulation effects.

Even though our simulations use relatively high channel powers, our results may be extended [5] to lower power levels if we consider propagation through High NonLinear Fibers. These fibers may have a major role in all-optical networks [6].

This letter is arranged as follows. In section II we present FWM concepts and main analytical equations usually taken to evaluate its impact on information transmission systems. MI is discussed in section III. Our simulations results are pointed out in section IV and, finally, section V presents our conclusion

## II. FOUR-WAVE MIXING AND MODULATIONAL INSTABILITY

Four-Wave Mixing is characterized by the interaction of the fiber propagating channels [7]. These channels, mediated by the

fiber nonlinear properties, transfer part of their signal energy to other frequencies. This results in new channels or crosstalk generation [8],[9].

When there is no depletion of the launching channels, FWM generated power is given by:

$$P_{ijk}(L) = \frac{h}{9} D^2 g^2 P_i P_j P_k \exp(-\mathbf{a})(L_{eff})^2 \quad (1)$$

The effective length  $L_{eff}$  determines the distance where nonlinear effects are stronger. The  $L_{eff}$  is given by [2]:

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\mathbf{a})}{\mathbf{a}} \quad (2)$$

In (1),(2),  $D$  is the degenerescency factor (which is 3 or 6 depending upon, respectively, two or three channels are launched into the fiber),  $\mathbf{a}$  and  $\mathbf{g}$  are, respectively, the fiber attenuation and nonlinear coefficients,  $L_{eff}$  is the effective length related to the fiber length  $L$  through (2), and  $h$  stands for FWM efficiency [8].

Modulational Instability means the enhancement of signals in frequencies lying around the propagating channels[10],[11]. It may happen under the following situations [3]: (i) Self-Phase Modulation-induced case (SPM-induced), (ii) Cross-Phase Modulation-induced case (XPM-induced), and (iii) interaction between two polarized modes. Only cases (i) and (ii) will be approached in this work.

In case (i), the interaction results in an amplitude gain for the perturbation, and is limited to a frequency bandwidth  $\pm f_c$  around the main channel. Cut off frequency,  $f_c$ , is given by [3]:

$$f_c = \sqrt{2} f_{MI} = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{4gp}{|b_2|}} e^{-\frac{ac}{2}} \quad (3)$$

In the last expression,  $f_{MI}$  denotes the frequency correspondent to maximum MI gain,  $P$  is the average power in fiber and  $b_2$  is the group velocity dispersion (being  $b_2 < 0$ , anomalous dispersion regime), and  $\mathbf{a}$  is the fiber attenuation coefficient.

For the case of multiple channels, MI may occur either in anomalous or in normal dispersion regimes. Considering only

Manuscript submitted June 06, 2001. This work was supported in part by CAPES and CNPq.

The authors are Photonics Technology Laboratory, School of Electrical and Computer Engineering, State University of Campinas, São Paulo, Brazil.

two channels, channel spacing must lie in frequencies that obey [3]:

$$\left[ \frac{f^2}{f_{c1}^2} + \text{sgn}(\mathbf{b}_{21}) \right] \left[ \frac{f^2}{f_{c2}^2} + \text{sgn}(\mathbf{b}_{22}) \right] < 4 \quad (4)$$

where, in analogy with (3),  $f_{cj}$  is defined as:

$$f_{cj} = \frac{1}{2p} \sqrt{\frac{4\mathbf{g}_j P_j}{|\mathbf{b}_{2j}|}} e^{-\frac{az}{2}} \quad (5)$$

and  $j(j= 1,2)$  designates the channel, and  $\mathbf{b}_j$ ,  $P_j$ , and  $\mathbf{g}$  are, respectively, the group velocity dispersion, the power, and nonlinear coefficient related to the  $j$ -th channel.

If both channels have nearly the same amplitude, MI-induced gain is, approximately, given by [12]:

$$g(\Omega) = \sqrt{\left( \frac{F_1 - F_2}{2} \right)^2 + C_{XPM}} - \frac{F_1 + F_2}{2} \quad (6)$$

where:

$$C_{XPM} = 4\mathbf{b}_{21}\mathbf{b}_{22}\mathbf{g}_1\mathbf{g}_2 P_1 P_2 (2p)^4 \quad (7)$$

$$F_j = 0.5\mathbf{b}_{2j}(2p)^2 \left[ 0.5\mathbf{b}_{2j}(2p)^2 + 2\mathbf{g}_j \right]. \quad (8)$$

#### IV. NUMERICAL RESULTS

In our analysis, we considered the propagation of two channels in a dispersion-shifted monomode fiber. Numerical results were obtained with the aid of LightSim [13], a photonic system simulator. This software makes use of Split-Step Fourier Method, in order to solve NonLinear Schrödinger Equation (NLSE). Each channel carried out the same 32 bit-long sequence, of 400 ps of duration, with a NRZ (Non-Return to Zero) pulse shape. Main channel power ( $\sim 17$  dBm) was approximately 10 times higher than the second channel power. Thus, in a first approach we could consider second channel as a perturbation to the main one. The wavelength of the main channel and perturbation were settled, respectively, in  $\mathbf{I}_1 = 1553$  nm and  $\mathbf{I}_2 = (1553 + \Delta\lambda)$  nm, where  $\mathbf{DI}$  is the channel spacing varied in our simulations. Fiber parameters were as follows: link length  $L = 100$  km, attenuation coefficient  $\alpha = 0.22$  dB/km, nonlinear coefficient  $\gamma = 2.3$  (km.W)<sup>-1</sup>, zero-dispersion wavelength  $\lambda_0 = 1550$  nm and chromatic dispersion  $D = 0.2$  ps/nm.km, resulting in a  $0.667$  ps/nm<sup>2</sup>.km chromatic dispersion slope. According to these parameters, both, phase matching condition and SPM-induced MI maximum gain should happen at  $\mathbf{DI} = 0.7$  nm. Fig. 1, shows the dependence between output powers and channel spacing. As theoretically expected, we observe that Anti-Stokes channel, generated from

FWM, exhibits its maximum output power for  $\mathbf{DI} = 0.7$  nm. However, the minimum of the main channel output power is shifted to  $\mathbf{DI} = 0.5$  nm.

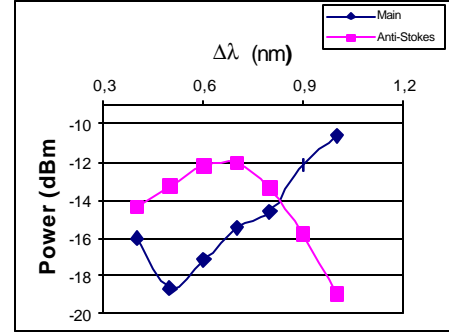


Figure 1: Power of Anti-Stokes and Main Channels as function of channel spacing, at  $z = 100$  km.

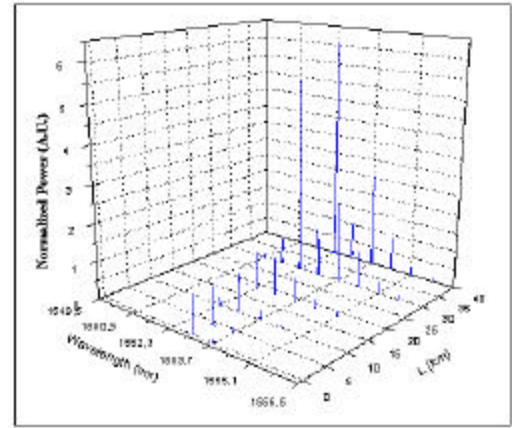


Figure 2: Channel Spectral Evolution

In order to explain this discrepancy, we must consider FWM dynamics through pulse fiber propagation. Fig. 2 and 3 exhibit, respectively, spectral evolution of the channels initially launched into the fiber and of those generated by FWM for  $\Delta\lambda = 0.7$  nm and average power per channel dependence on distance propagation. In Fig. 2, powers are normalized with respect to the main channel power at fiber input.

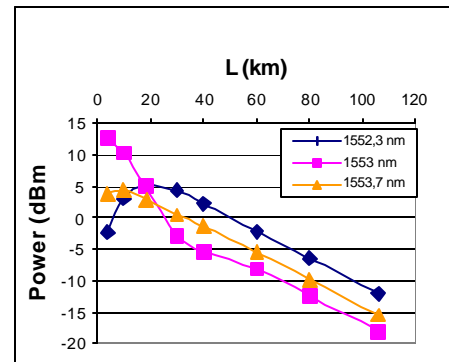


Figure 3: Average power per channel dependence on distance propagation



Interestingly, we observe that at  $z=10\text{ km}$  *FWM* has generated a relatively high power channel. Besides, perturbation also begins to have a power comparable to the power of the main channel. To this extent, *SPM*-induced *MI*, which needs only a seed to be developed, loses its characterization. Anti-Stokes channel generated at  $(1553 - \Delta\lambda)$  by *FWM* also exhibits an intensity of the same order of magnitude as the channels initially launched into the fiber. These facts suggest that, at least, from  $10\text{ km}$  on *MI* should be induced by *XPM*.

Taking this into account and considering the power of the main channel at  $z=10\text{ km}$ , we plot *MI* gain curve through (6), in Fig. 4. Its maximum is around  $0.5\text{ nm}$ , in good agreement with results presented in Fig. 1.

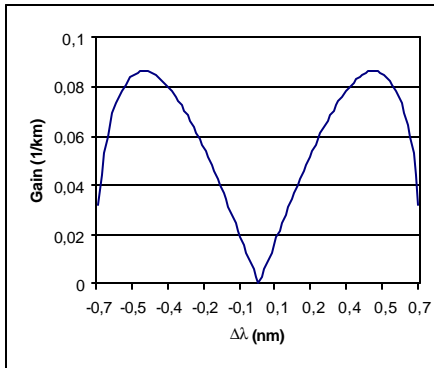


Figure 4: Gain Spectrum for *XPM*-Induced *MI*

In order to evaluate the distinction between *SPM* and *XPM*-induced *MI* processes, we increased the ratio between the powers of the main channel,  $P_1$ , and the perturbation,  $P_2$ , keeping the fiber average power constant. The results of our numerical simulations are shown in Fig. 5. We observe that as  $P_1/P_2$  increases the maximum *MI*-induced gain shifts to  $\Delta\lambda_{MI} = 0.7\text{ nm}$ . This is in agreement with the *SPM*-induced *MI* expected maximum gain and suggests that *FWM* dynamics loses its importance if only a seed is present.

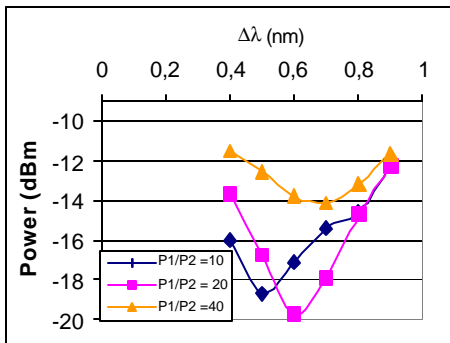


Figure 5:  $\Delta\lambda_{MI}$  shift for different ratios of the main channel and the perturbation powers.

## V. CONCLUSION

In this letter, based upon numerical simulations, we presented a discussion on *FWM* and *MI* competition. Although physical mechanisms are the same for *MI* and *FWM*, there are

some limits that must be observed. First, when fiber attenuation is null, from (1) we notice that the power of the channels generated by *FWM* grows linearly with distance, meanwhile the power of a perturbation or seed grows exponentially due to *MI* [3], [4]. Second, when there is a main channel and a perturbation, *MI* requires anomalous dispersion regime to evolve, whereas *FWM* may occur in both regimes. Moreover, it seems to be physically reasonable to consider *FWM* as a quasi-continuum process through fiber propagation. For this, we mean that channels generated through the first interaction should interact again with themselves and the main channels, generating new channels and so forth [7].

Our results show that *FWM* dynamics interfere on *MI* process, as long as new generated channels have their power increased to levels comparable to the powers of the main channels. In these situations, *SPM*-induced *MI* can no longer explain signal propagation. Nevertheless, we show that if we consider some distance in which *FWM* has sufficiently depleted the main channel, in such a way that perturbations can be figured out as high level power channels, *XPM*-induced *MI* becomes very satisfactory for describing signal propagation.

## ACKNOWLEDGMENT

We acknowledge fruitful discussions with H. L. Fragnito.

## REFERENCES

- [1] F. Matera, M. Settembre, M. Tamburrini, M. Zitelli, S. Turitsyn, "Reduction of the four wave mixing in optically amplified links by reducing pulse overlapping", *Optics Communications*, vol. 181, pp. 407-411, July 2000.
- [2] D. F. Grosz, J. M. Chávez Boggio, and H. L. Fragnito, "Modulation instability effects on three-channel optically multiplexed communication systems", *Optics Communications*, vol. 171, pp. 53-60, November 1999.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic*, 2nd ed. New York Academic, 1995.
- [4] S. Song, C. T. Allen, K. R. Demarest, R. Hui, "Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on Four-Wave Mixing in Optical Fibers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, pp. 2285-2290, November 1999.
- [5] I. E. Fonseca, unpublished.
- [6] O. Aso, S-I. Arai, T. Yagi, M. Tadakuma, Y. Suzuki, S. Namiki, "Efficient Fwm Based Broadband Wavelength Conversion Using A Short High-Nonlinearity Fiber", *IEICE Trans. Electron.*, vol. E83-C, pp. 816-822, Jun. 2000.
- [7] K. O. Hill, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki and R. I. MacDonald, "CW three-wave mixing in single-mode optical fibers", *J. Appl. Phys.*, vol. 49, pp. 5098-5106, October 1978.
- [8] T. Yamamoto and M. Nakazawa, "Highly Efficient Four-Wave Mixing in an Optical Fiber with Intensity Dependent Phase Matching", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, pp. 327-329, March 1997.
- [9] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, and R. M. Derosier, "Four-Photon Mixing and High-Speed WDM Systems", *Journal of Lightwave Technology*, vol 13, pp. 841-849, May 1995.
- [10] V. I. Bespalov and V. I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids", *JETP Lett.*, vol. 3, pp. 307-310, 1966.
- [11] D. F. Grosz, C. Mazzali, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, "Modulation Instability Induced Resonant Four-Wave-Mixing in WDM Systems", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 379-381, March 1999.
- [12] G. P. Agrawal, "Modulation Instability Induced by Cross-Phase Modulation", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 880-883, August 1987.
- [13] www.lightsim.com.