Efeitos Não Lineares em Fibras Ópticas de Dispersão Deslocada

por

José Manuel Chávez Boggio

Orientação: Prof. Dr. Hugo L. Fragnito

Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de Física 'Gleb Wataghin' da Universidade Estadual de Campinas.

Campinas, 04 de Maio de 2001

Agradecimentos

Ao Professor Hugo L. Fragnito pela orientação desta tese.

A Stefan e Paulo pelo trabalho em equipe.

Aos companheiros no laboratório: Walter, Martin, André, Diego, Claudio, Andrés, e Rai.

Ao pessoal do DEQ: Simone, Julio e Virgo (‘uma caixinha’).

Aos Profs. C. Aslangul e P. Juncar pelo exemplo e pelo apoio.

Aos amigos e companheiros aqui no Brasil: os Gêmeos (Lobão-Gandhi), el prezi, Andrés (‘pichica’), Keila, Walter (‘uma partidinha’), Antônio Maia, Renata, Ana Márcia, Mónica, Raul, Lázaro, Ana Melva, Nelson, Chico, Nahomí, Juan Carlos, Cristiane, Alberto, Carola, Pepe.

Ao pessoal da secretária da Pós: Armando e Maria Ignez.

Às instituições: CAPES e IFGW-Unicamp.

Aos meus pais e irmãos.

A todos, obrigado.

Resumo

Pesquisamos, teórica e experimentalmente, interações por mistura de quatro ondas entre lasers e ruído, em fibras ópticas de dispersão deslocada.

É apresentada uma modelagem, no domínio da freqüência, para propagação do campo do ruído na presencia de um ou dois lasers. Comparamos os nossos resultados numéricos com os experimentais encontrando bom acordo. Comparamos ainda a nossa modelagem com outras modelagens.

Apresentamos medidas de vários efeitos novos: a geração de um buraco no espectro do ruído induzido por um laser de alta potência; a amplificação catastrófica de ruído em larga banda; a formação de lóbulos de ruído amplificado ao redor de um laser que se propaga na região de dispersão normal na presença de um laser na região anômala; a geração de pares de picos-buracos no espectro do ruído induzidos por dois lasers de alta potência.

Todos esses efeitos são devidos a processos de mistura de quatro ondas casados em fase até a terceira ordem na dispersão.

Abstract

We present a theoretical and experimental study of four-wave mixing interactions between one or two lasers and noise in dispersion-shifted fibers, near the zero dispersion wavelength.

We develop a simple frequency domain model of noise propagation in the presence of one or two lasers. We obtain good agreement between numerical and the experimental results. We also compare our model with other models that describe laser-noise interactions.

We observed and explain new effects: 1) the formation of a dip in the noise spectrum induced by a strong laser through four-wave mixing; 2) the broadband catastrophic noise amplification pumped by two strong lasers symmetrically located relative to the zero dispersion wavelength; 3) the formation of sidelobes of amplified noise around a laser that propagates in the normal dispersion region in the presence of a second laser propagating in the anomalous region; and 4) the formation of pairs of dips and peaks in the noise spectrum induced by two strong lasers.

All theses effects are due to four-wave mixing processes phase matched up to third order dispersion.

Índice

Agradecimentos III

Resumo IV

Abstract V

Índice VI

Capítulo 1: INTRODUÇÃO .....…….. 1

1.1 Introdução histórica. 1

1.2 Efeitos lineares e não lineares em sistemas WDM. 6

1.2.1 Efeitos lineares: atenuação e dispersão. 6

1.2.2 Efeitos não lineares. 8

1.3 Justificativa. 10

Referências 15

Capítulo 2: TEORÍA: MISTURA DE QUATRO ONDAS E CASAMENTO DE FASE …….……... 17

2.1 Introdução. 17

2.2 Interação por mistura de quatro ondas entre um laser e ruído. 19

2.2.1 Campo do laser e do ruído. 19

2.2.2 Polarização não linear. 19

2.2.3 Equações de propagação do ruído. 21

2.2.4 Forma do espectro do ruído após propagação na fibra. 24

2.3 Interação por mistura de quatro ondas entre dois lasers e ruído. 24

2.4 Condição de casamento de fase. 26

2.5 Conclusão. 27

Apêndice A.- Propagação de um laser. 31

Apêndice B.- Equações de propagação do ruído no domínio da freqüência: método de solução. 32

Apêndice C: Análise de Estabilidade 34

Apêndice D: Comparações experimento-simulação 37

Referências 39

Capítulo 3: INTERAÇÃO DE UM LASER COM O RUÍDO 41

3.1 Introdução. 41

3.2 Instabilidade Modulacional (MI). 42

3.2.1 Introdução. 42

3.2.2 Descrição da montagem experimental. 44

3.2.3 Parametros da fibra utilizada. 45

3.2.4 Resultados gerais. 46

3.2.4.1 Espectro de MI e comparação experimento-teoria. 46

3.2.4.2 Cálculo da freqüência de MI. 47

3.2.4.3 MI em função da frequência do laser 48

3.2.4.4 MI em função da potência do laser. 49

3.2.4.5 'Amplificação catastrófica' do ruído. 50

3.2.5 Espectro de MI com flutuações do zero de dispersão ao longo da fibra. 51

3.2.5.1 Mudanças aleatórias do zero de dispersão. 52

3.2.5.2 Mudanças periódicas do zero de dispersão. 56

3.2.6 Mudanças periódicas da potência do laser. 58

3.2.7 Efeitos da Polarização. 59

3.3 -Laser se propagando na região de dispersão normal. 61

3.3.1 Introdução. 61

3.3.2 Resultados. 62

3.4 Penalidades produzidas em sistemas de comunicações ópticas devido à interação entre um laser e ruído. 64

3.5 Geração de um buraco no espectro do ruído induzido por um laser de alta potência. 66

3.5.1 Introdução. 66

3.5.2 Resultados. 67

3.5.3 Processos de FWM. 69

3.6 Conclusão. 74

Referências 76

Capítulo 4: INTERAÇÃO DE DOIS LASERS COM O RUÍDO 81

4.1 Introdução. 81

4.2 Montagem experimental. 82

4.3 Amplificação catastrófica do ruído. 82

4.3.1 Casamento de fase. 84

4.3.2 Cálculo de $\Delta\beta$. 85

4.3.3 Equações de propagação. 86

4.3.4 Comparação experimento simulação. 87

4.3.5 Dependência com a potência. 89

4.3.6 Dependência com a posição. 90

4.3.7 Amplificação catastrófica em enlaces com e sem amplificadores. 91

4.3.8 Influencia das flutuações do zero de dispersão. 93

4.3.9 Amplificação de sinais coerentes. 94

4.4 'Instabilidade Modulacional' na região de dispersão normal. 95

4.4.1 Introdução. 95

4.4.2 Análise de estabilidade. 96

4.4.3 Coeficiente de ganho. 97

4.4.4 Experimentos. 98

4.4.5 Domínio do tempo. 102

4.5 Geração de pares de picos e buracos no espectro do ruído. 102

4.5.1 Introdução. 102

4.5.2 Resultados: comparação experimento-teoria. 103

4.5.3 Invertendo os extremos da fibra. 104

4.5.4 Processos de FWM. 106

4.5.5 Casamento de fase. 108

4.5.6 Pares pico-buraco em uma fibra com grande flutuação de λ_0. 110

Referências 112

Capítulo 5: CONCLUSÕES **115**

5.1 Interação de um laser com o ruído. 115

5.2 Interação de dois lasers com o ruído. 115

5.3 Contribuições deste trabalho. 116

Referências 118

Capítulo 1

Introdução

1.1.- Introdução histórica.

O primeiro sistema de comunicação óptica, no sentido 'moderno' do termo, foi desenvolvido por Claude Chappe em 1790 [1]. O sistema consistia de uma serie de torres onde, braços móveis controlados por uma pessoa, serviam para sinalizar certas mensagens. A transmissão destas mensagens era feita sobre longas distâncias (~ 100 km), onde cada torre era uma estação 'regeneradora' ou 'repetidora'. O uso da luz consistia em que estes sinais codificados fossem visíveis para a pessoa na torre seguinte. Estes sistemas de comunicação eram muito lentos, a taxa de transmissão era inferior a 1 bit por segundo.

Com o advento da telegrafia em 1830 o uso da luz foi substituído pela eletricidade, dando começo à era das comunicações elétricas. A taxa foi incrementada até 10 bits/segundo devido ao uso de novas técnicas de codificação como o código digital Morse (o ponto e o traço eram dois pulsos elétricos de diferente duração). O uso de estações repetidoras permitiu comunicações sobre distâncias de 1000 km [2].

Em 1876 foi inventado o telefone que consistia em transmitir sinais elétricos analógicos. As técnicas de comunicação elétricas analógicas iriam dominar os sistemas de comunicação por mais de um século.

O desenvolvimento de redes telefônicas no século 20 conduziu a grandes avanços no desenho de sistemas de comunicação elétrica. O uso de cabos coaxiais aumentou a capacidade dos sistemas consideravelmente. O primeiro sistema utilizando cabos coaxiais entrou em serviço em 1940 com capacidade de transmitir 300 canais de voz ou um único canal de televisão.

A largura de banda destes sistemas é limitada principalmente pelas perdas dos cabos metálicos, as quais são muito grandes para freqüências acima de 10 MHz. Esta limitação conduziu ao desenvolvimento de sistemas de comunicação de microondas nos quais uma portadora de 1~10 GHz é usada para transmitir a informação pelo ar, usando técnicas de modulação adequadas. O primeiro sistema de comunicação de microondas de 4 GHz começou a operar em 1948 [3]. Desde então, os sistemas elétricos e de microondas tem evoluído consideravelmente e são capazes de operar em taxas de 100 Mb/s. Uma grande limitação deste sistema é a pequena distância entre estações repetidoras (~1 km) que faz com que seja relativamente caro de operar.

Na segunda metade do século 20, já era bem conhecido que um incremento em várias ordens de grandeza na capacidade dos sistemas de comunicação, poderia ser conseguido se luz fosse usada como portadora. Porém, em 1950 não se dispunha de fontes de luz adequadas nem um meio suficientemente transparente para a transmissão da luz. A invenção e demonstração do laser em 1960 abriram novas perspectivas de aplicações da luz laser para comunicações ópticas. Em 1966 foi sugerido o uso de fibras ópticas de sílica para confinar a luz e transmitir informação [4], porém as perdas das fibras ópticas disponíveis em 1960 eram muito grandes (~ 1000 dB / km) para serem utilizadas em comunicações.

Em 1970, nos laboratórios da Corning Inc., métodos mais sofisticados na fabricação da fibra levou as perdas para valores em torno de 20 dB / km para comprimentos de onda na região de 0.8 μm; nesse ano também foram desenvolvidos, nos Laboratórios Bell, os primeiros lasers semicondutores de GaAs emitindo continuamente, na temperatura ambiente, luz em 0.8 μm. Surgiu assim a primeira geração de sistemas de comunicação óptica operando na região de 0.8 μm e que começou a ser instalada em 1978 (esta região de 0.8 μm é chamada hoje, de 'primeira janela' das comunicações ópticas). Estes sistemas operavam em taxas de 50 a 100 Mb/s com um espaçamento entre estações repetidoras da ordem de 10 km.

Nos anos 70 ficou evidente que este espaçamento entre estações repetidoras poderia ser aumentado se o sistema pudesse operar na região de 1.3 μm (segunda janela das comunicações), onde a perda das fibras é menor que 1 dB/km e a fibra apresenta o mínimo de dispersão. As fibras que apresentam o mínimo de dispersão em 1.3 μm são chamadas de fibras convencionais ou fibras padrão (standard fibers, STD), nestas fibras o alargamento temporal dos pulsos de luz (bits), devido à dispersão cromática, é o menor possível (ver depois uma explicação mais detalhada).

Um grande esforço foi desenvolvido em diversos laboratórios do mundo para desenvolver lasers e detectores neste comprimento de onda, que culminou com a demonstração dos lasers InGaAsP em 1977. No inicio dos anos 80 esteve pronta uma nova geração de sistemas de comunicação nos quais a separação entre estações repetidoras era da ordem de 20 km. A taxa era inferior a 100 Mb/s devido à dispersão modal, pois as fibras disponíveis nessa época eram multimodo. Esta limitação foi

superada com a fabricação das fibras monomodo (em 1981 um experimento de laboratório mostrou taxas de 2 Gb/s em 44 km deste tipo de fibras [5].

A distância entre repetidoras nestes sistemas está limitada pela atenuação da fibra, da ordem de 0.5 dB/km. Porém, os avanços na tecnologia da fabricação das fibras ópticas levou a quase alcançar o nível atual de mínimo de perdas de 0.2 dB/km, que se encontra em torno de 1.55 μm.

Devido à grande dispersão cromática que as fibras apresentam na região de 1.55 μm (que é conhecida como a terceira janela das comunicações ópticas) a introdução de sistemas operando em 1.55 μm não foi simples. Os lasers convencionais de InGaAsP tinham um espectro muito largo o que produzia um grande alargamento temporal levando a interferência entre bits consecutivos. Este problema pode ser resolvido de duas formas, empregando fibras que tenham o mínimo de dispersão mais próximo de 1.55 μm (fibras de dispersão deslocada, *dispersion shifted fibers* (DSF)) ou usando lasers com espectro mais finos.

No fim dos anos 80, a fibra DSF já era comercialmente disponível e a terceira geração de sistemas de comunicações ópticas (em torno de 1.55 μm), com uma taxa de 2.4 Gb/s começou a operar em 1990. Nesses sistemas de um só canal o melhor desempenho é obtido com fibras DSF e lasers de um só modo longitudinal (lasers DFB, *distributed feedback*).

Fazendo um pequeno resumo, encontramos que no fim dos anos 80 se dispunham de sistemas com fibras DSF operando em 1.55 μm onde a atenuação e a dispersão são mínimas. Nestes sistemas as taxas alcançadas eram de 2.5 Gb/s.

Porém, já no ano 1986 começava uma revolução na área das comunicações ópticas: as primeiras demonstrações de amplificadores ópticos a fibra dopada com Érbio (AFDE) que amplificavam na região de 1.55 μm [6]. A grande vantagem deste tipo de amplificadores é que permitem amplificar um sinal óptico sem precisar convertí-lo em um sinal elétrico; isto facilitou uma rápida passagem da demonstração no laboratório para o desenvolvimento industrial.

A introdução destes amplificadores cuja largura de banda de amplificação era inicialmente de 35 nm desencadeou uma outra revolução: os sistemas a multiplexação de comprimento de onda (Wavelength Division Multiplexing, WDM). Até o início dos anos 90, numa fibra óptica era transmitido um único canal, um único comprimento de onda, que era modulado a uma taxa de vários gigabits/segundo. A técnica WDM, que permite aproveitar a largura de banda de amplificação dos AFDE, consiste na multiplexação (em uma única fibra) de vários lasers de diferentes comprimentos de onda cada um modulado a uma taxa de vários gigabits/segundo, para assim obter uma taxa agregada que pode chegar a alguns terabits/segundo.

Na Figura 1 mostramos três parâmetros fundamentais dos sistemas de comunicações de início dos anos 90: a atenuação da fibra (em dB/km), o coeficiente de dispersão para as fibras standard e de dispersão deslocada (em ps/nm-km), em função do comprimento de onda (em nm), e o espectro de ganho de um AFDE. Observe-se que o mínimo de atenuação e o mínimo de dispersão para a fibra DSF coincidem em torno de 1550 nm, região onde os AFDE operam.

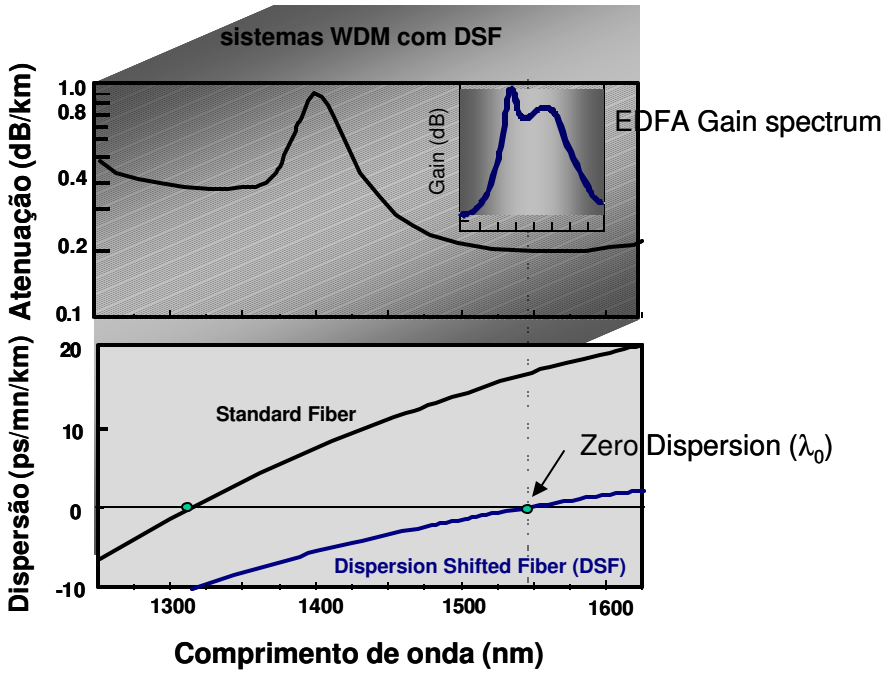

Figura 1.- Em 1.55 μm a fibra apresenta o mínimo de atenuação. Nesta região operam os AFDE e a fibra DSF apresenta o mínimo de dispersão.

O que diferencia os sistemas WDM com AFDE operando com fibras de dispersão deslocada dos sistemas a um único canal, é que os efeitos não lineares entram agora no jogo [7]. Na seção a seguir, nós faremos uma descrição de alguns efeitos não lineares e dos efeitos lineares que penalizam um sistema de comunicação WDM com fibra DSF.

1.2 Efeitos lineares e não lineares em sistemas WDM.

1.2.1 Efeitos lineares: atenuação e dispersão.

a) Atenuação. A penalidade que induz a atenuação num sistema de comunicação a fibra óptica está ligada ao número mínimo de fótons que tem de atingir o receptor para que tenhamos uma probabilidade de erro menor que 10^{-9}. Os receptores são fotodiodos que na prática precisam de uns 1000 fótons por bit de informação para ter essa taxa de erro.

Isto faz com que, dadas uma potência do canal na entrada da fibra (P_0) e uma taxa de transmissão (B), limita o comprimento (L) máximo de fibra onde a propagação ocorre com erro menor que 10^{-9}. A atenuação da fibra, a taxa de transmissão, a potência na entrada da fibra e o comprimento máximo de fibra estão relacionados pela seguinte expressão:

$$L = \frac{10}{\alpha} \log(P_0 \lambda / NBhc), \qquad (1)$$

onde α é o coeficiente de atenuação da fibra em km^{-1}, λ o comprimento de onda, h a constante de Planck, N é o número de fótons e c a velocidade da luz no vácuo.

A limitação introduzida pela atenuação é superada com a introdução dos AFDEs.

b) <u>Dispersão</u>.- A dispersão está relacionada à dependência do índice de refração com a freqüência. Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um dielétrico, a resposta do médio depende da freqüência óptica ω. Isto faz com que as diferentes componentes espectrais contidas no pulso se propagam com diferentes velocidades $c/n(\omega)$. Isto produz um alargamento temporal do bit e, se muito grande pode produzir a chamada interferência entre bits adjacentes ou intersímbolos.

Na figura 2 é esquematizado o efeito da dispersão. Ao propagar dois pulsos com diferentes comprimento de onda (λ e $\lambda + \delta\lambda$), um vai se retrasar em relação ao outro. Este atraso ($\delta\tau$) é proporcional a L e $\delta\lambda$ e a constante de proporcionalidade define o parâmetro de dispersão (D). No caso de $D(\lambda) > 0$, falamos de propagação na região de dispersão anômala da fibra (caso mostrado na figura) e dizemos que as freqüências 'vermelhas' (freqüências menores) viajam mais devagar que as 'azuis' (freqüências maiores). No caso

$D < 0$ temos propagação na região normal e o oposto ocorre. No caso de $D = 0$ dizemos que temos propagação no zero de dispersão da fibra (λ_0).

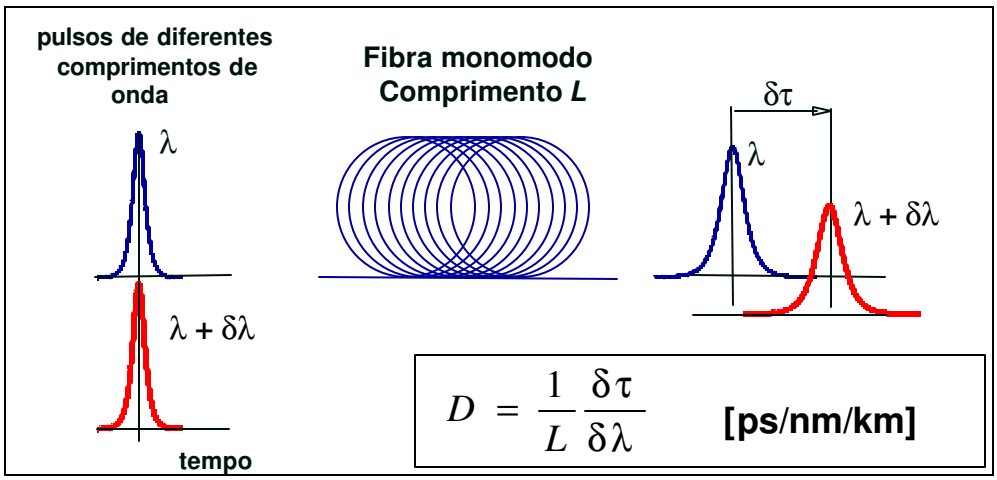

Figure 2.- A dispersão faz com que ondas de diferentes freqüências viajem a distintas velocidades. A conseqüência é um alargamento temporal dos pulsos (bits) de luz.

1.2.2 Efeitos não lineares.

Estes efeitos são, principalmente: espalhamento Raman estimulado (stimulated Raman scattering, SRS), espalhamento Brillouin estimulado (stimulated Brillouin scattering, SBS), automodulação de fase (self phase modulation, SPM), modulação de fase cruzada (cross phase modulation, XPM), e a mistura de quatro ondas (four wave mixing, FWM).

Nós estamos interessados nesta tese nos efeitos originados pelo efeito Kerr óptico, isto é devido à dependência do índice de refração com a intensidade do campo incidente: $n = n_0 + n_2 I$. A automodulação de fase, a modulação de fase cruzada e a mistura de quatro ondas são devidas a este efeito. SPM consiste na modulação da fase quando um laser se propaga em uma fibra óptica:

$$\Phi = nk_0L = (n_0 + n_2 I)2\pi L/\lambda \qquad (2)$$

onde $k_0 = 2\pi/\lambda$. A fase introduzida por SPM é a parte não linear desta fase, i.e., $\phi_{SPM} = 2\pi n_2 IL/\lambda$.

XPM consiste na modulação da fase de um laser (em ω) induzida pela co-propagação de outros lasers (em ω_j) em uma fibra óptica, onde $\phi_{XPM} = 2\pi L n_2 (2\sum_j I_j)/\lambda$.

Por FWM, três canais WDM em freqüências ω_1, ω_2 e ω_3 são misturados gerando ondas nas freqüências $\omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$. Estas novas freqüências roubam energia dos canais incidentes e interferem com os canais WDM provocando cross-talk. Este efeito é maior quando se utilizam fibras de dispersão deslocada, nas quais a dispersão é baixa e o casamento de fase necessário para que o FWM seja eficiente é obtido.

O casamento de fase para a geração de novas ondas é um conceito central que nesta tese nós iremos utilizar freqüentemente. Para exemplificar ele, na figura 3 apresentamos dois espectros de saída, em preto e azul, correspondentes a duas situações em que acontece mistura de quatro ondas entre dois lasers. Os lasers (com freqüências ω_1 e ω_2 e potências na entrada da fibra de 10 dBm) estão perto do zero de dispersão (preto) ou mais afastados de λ_0 (azul). Observamos que as ondas geradas (ω_{112} e ω_{221}) são menos intensas no espectro azul do que no preto. Esta diferencia é devida a que no primeiro caso o casamento de fase e melhor que no segundo caso. Como mostraremos ao longo da tese, o casamento de fase (ou casamento dos vetores de onda) está estreitamente relacionado com a posição das ondas 'mãe e pai' em ω_1 e ω_2, em relação- ao zero de dispersão (mostrado em traço vermelho na figura 3).

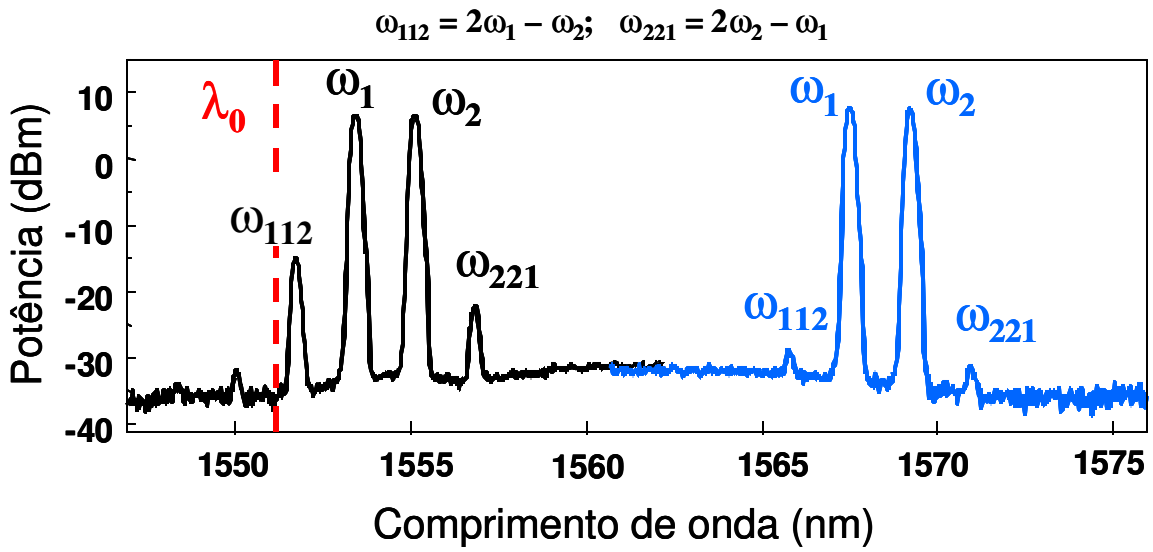

Figura 3.- Espectro de saída após propagação em 25 km de fibra DSF. Em traço vermelho está indicada a posição de λ_0.

1.3 Justificativa.

Num sistema de transmissão real ou em um experimento, a dispersão e todos os efeitos não lineares estão presentes ao mesmo tempo e podem até interagir entre eles. Porém, dependendo dos parâmetros do sistema pode-se considerar que alguns efeitos incidem mais na performance que outros, ou que um efeito não linear domina sobre os outros. No caso de sistemas WDM operando em fibras a dispersão deslocada, é aceito por muitos pesquisadores que o FWM é o mais importante efeito não linear e é nesse efeito que o nosso estudo será focalizado.

Para o caso de FWM envolvendo diferentes canais WDM, isto é FWM entre sinais coerentes, existem numerosos estudos tanto teóricos como experimentais na literatura [7-12]. Nesses estudos é quantificada a penalidade introduzida por FWM entre os canais ω_j que levam a informação. Entretanto, a interação entre um laser (sinal coerente) e o ruído (campo incoerente) tem sido comparativamente pouco estudada.

A interação por FWM entre lasers e ruído pode levar a mudanças do espectro do ruído, e modificar esta relação sinal-ruído. Como é conhecido, a performance de um sistema de comunicações é determinada pela probabilidade de erro, (isto é confundir um '0' com um '1' e vice-versa) a qual depende diretamente da relação sinal-ruído e da distorção do pulso.

O foco principal desta tese é o estudo de mudanças no espectro do ruído devido a processos de FWM entre um ou dois lasers com o ruído. Nos concentramos na física envolvida nestas interações não lineares, porém sempre tendo em mente as implicações em sistemas de comunicações ópticas.

Os nossos experimentos foram feitos inteiramente com fibras DSF, as quais tem o zero de dispersão coincidindo com o mínimo de atenuação da fibra em torno de 1550 nm. Esta escolha tem dois motivos: 1) é mais interessante do ponto de vista dos fenômenos físicos estudar este tipo de fibra, pois a mistura de quatro ondas é mais intensa devido ao casamento de fase; 2) no Brasil e outros países (Itália, Japão, México) há centenas de milhares de km destas fibras já instaladas. No Brasil, por exemplo (ver figura 4), somente no anel de fibras ópticas do Estado do Paraná (1500 km de cabo de 72 vias) há mais de 100000 km de fibra DSF, e no cabo submarino costeiro (2600 km de cabo com 18 fibras) há outros 50000 km deste tipo de fibra. Estes são enlaces de longa distancia para um só canal, que foram projetados há vários anos quando ainda não se dispunha de sistemas WDM comerciais.

Em alguns enlaces no cabo submarino brasileiro, a distancia entre regeneradores é da ordem de 250 km e é necessário injetar muita potência óptica (~50 mW por canal em

taxas de alguns Gb/s) para que cheguem fótons em quantidade suficiente para serem detectados sem erro no receptor.

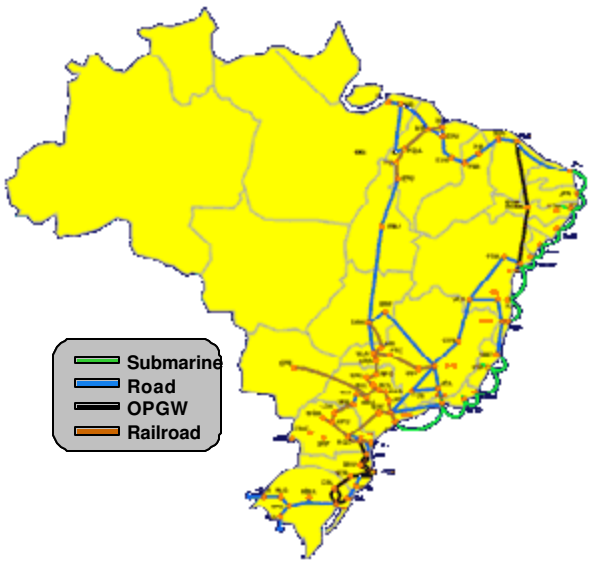

Figura 4.- Fibras ópticas de dispersão deslocada (DSF) instaladas no Brasil até 1996 [13].

Para estudar a interação por mistura de quatro ondas entre lasers e ruído, começaremos com um sistema simples. Isto é a interação de um laser com ruído, pois para esse caso já temos alguns estudos na literatura [14-17].

A interação por FWM mais conhecida entre um laser e ruído é o fenômeno de instabilidade modulacional (MI). Mediante este efeito, certas componentes espectrais do ruído são amplificadas, às expensas do laser, após propagação numa fibra óptica.

Na figura 5 apresentamos espectros experimentais de saída (preto) após 25 km de propagação de um laser (com potência na entrada de 18.5 dBm) numa fibra DSF, para propagação 1) na região normal (figura b) e 2) na região anômala (figura a). Para comparação mostramos também os espectros de entrada (vermelho). Observamos que no

caso de propagação na região normal o laser é atenuado em 6 dB e o ruído também. Isto é uma propagação completamente linear.

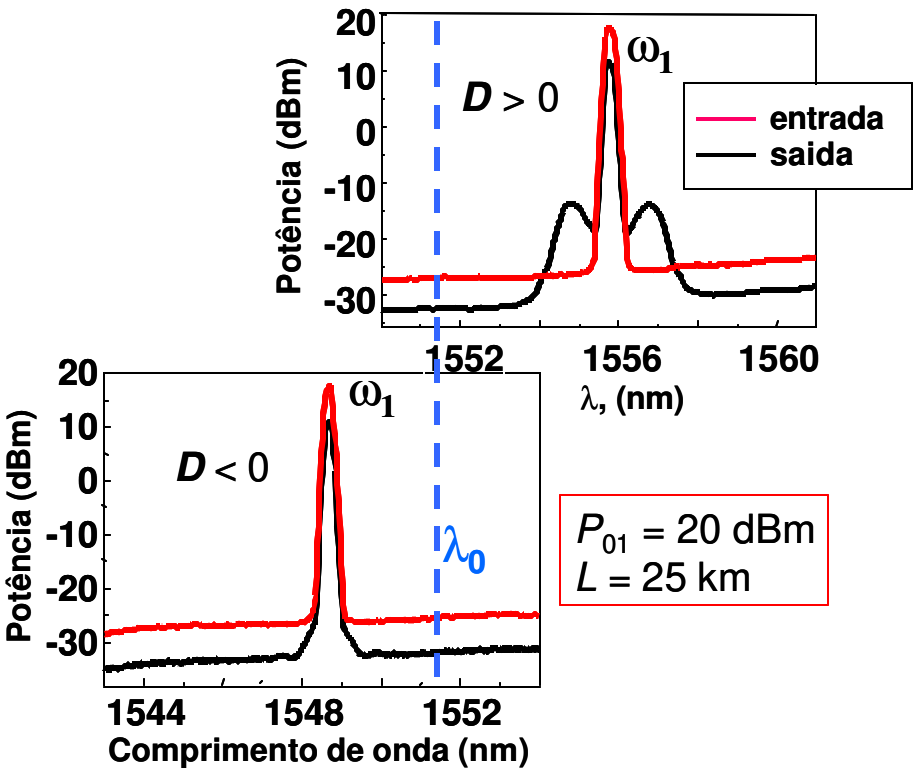

Figura 5.- Espectros de entrada e saída para a interação não linear entre um laser e ruído. Note que no espectro de saída o ruído é amplificado no caso em que o laser se propaga na região anômala ($D > 0$).

No caso de propagação na região anômala, no espectro de saída a potência do laser e a potência das componentes espectrais do ruído afastadas da posição do laser são atenuadas ~6dB em relação ao espectro de entrada. Porém certas componentes espectrais do ruído próximas à posição do laser são amplificadas. Esta amplificação do ruído (de 18 dB para a freqüência de ruído de maior amplificação) é conhecida como instabilidade modulacional.

Nós fizemos um estudo em detalhe deste fenômeno. Primeiro, no capítulo 2, apresento a dedução da equação de propagação do campo do ruído na presencia de um laser; a nossa

modelagem é no domínio da freqüência. No capítulo 3 comparamos nossos espectros experimentais com os numéricos obtidos da resolução das equações de propagação. O acordo entre eles é muito bom. Discutimos as diferenças entre a nossa modelagem e a modelagem geralmente usada através da equação não linear de Schrödinger (no domínio do tempo).

No final do capítulo 3, apresentamos um efeito novo de interação por mistura de quatro ondas entre um laser e ruído. Mostramos como este efeito nos permite determinar a posição do zero de dispersão da fibra.

No capítulo 4 estudamos experimental e numericamente a interação entre dois lasers e ruído. Apresentamos três efeitos novos e explicamo-los em detalhe. Mostramos como todos esses fenômenos são devidos a processos de mistura de quatro ondas, casados em fase, entre lasers e diferentes componentes espectrais do ruído. Um desses efeitos, que chamamos de 'amplificação catastrófica' de ruído, nós conseguimos simular bastante bem com a nossa modelagem.

No capítulo final apresentamos nossas conclusões.

Referências:

[1] Diego F. Grosz, Tese de Doutoramento, IFGW-Unicamp, 1998.

[2] G.P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, Wiley, New York, 1992.

[3] Claudio Mazzali, Tese de Doutoramento, IFGW-Unicamp, 1997.

[4] K.C. Kao e G.A. Hockman, *Proc. IEE*, **113**, 1151-1154, 1966.

[5] J.I. Yamada, S. Machida, and T. Kimura, "2 Gbit-s optical-transmission experiments at 1.3 mu-m with 44km single-mode fiber," *Electron. Lett*., **17**, 479-480, 1981.

[6] R.J. Mears, L. Reekie, S.B. Poole, and D.N. Payne, "Low-threshold, tunable cw and Q-Switched fibre laser operating at 1.55 μm," *Electron. Lett*., **23**, 159-160, 1986.

[7] R.W.Tkach, A. R. Chraplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck, and R. M. Derosier, "Four-photon mixing and high-speed WDM systems", *J. of Lightwave Technol*., **13**, 841-849, 1995.

[8] D. Marcuse, A.R. Chraplyvy, and R.W. Tkach, "Effect of fiber nonlinearity on long-distance transmission," *J. of Lightwave Technol*., **9**, 121-128, 1991.

[9] K. Inoue, "Four-wave mixing in an optical fiber in the zero-dispersion wavelength region," *J. of Lightwave Technol.*, **10**, 1553-1561, 1992.

[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," *J. of Quantum Electron*., **QE-23**, 1205-1210, 1987.

[11] F. Forghieri, R.W. Tkach, and A.R. Chraplyvy, "Fiber Nonlinearities and Their Impact on Transmission Systems," *Optical Fiber Telecommunications III*, I. P. Kaminow and T.L. Koch, Ed. New York: Academic, 1997.

[12] D. F. Grosz, C. Mazzali, S. Celaschi, A. Paradisi, and H. L. Fragnito, "Modulation instability induced resonant four-wave mixing effects in WDM systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.,* **11**, 379-381, 1999.

[13] http://www.embratel.net.br/tecnologia/index

[14] A. Hasegawa and W.F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulation instability," *IEEE J. Quantum Electron*., **QE-16**, 694-697, 1980.

[15] M. Midrio, F. Matera, and M. Settembre, "Reduction of amplified spontaneous emission noise impact on optically amplified systems in normal dispersion region of fibre," *Electron. Lett*., **33**, 1066-1068, 1997.

[16] K. Kikuchi, "Enhancement of optical-amplifier noise by nonlinear refractive index and group-velocity dispersion of optical fibers," *Phot. Technol. Lett*., **5**, 221-223, 1993.

[17] A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, and S. Benedetto, "New analytical results on fiber parametric gain and its effects on ASE noise," *IEEE Photon. Technol. Lett*., **9**, 535-537, 1997.

Capítulo 2

Teoria : Mistura de Quatro Ondas e Casamento de Fase

2.1 Introdução.

A propagação de ondas eletromagnéticas numa fibra óptica é descrita através das equações de Maxwell. A equação de propagação para um campo óptico E é

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right] E(z,t) = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{TOT}(z,t), \qquad (1)$$

onde t é o tempo, z é a posição na fibra, c a velocidade da luz no vácuo e ε_0 a permissividade elétrica no vácuo. A polarização induzida (P_{TOT}) nas moléculas de sílica da fibra óptica é a fonte para a propagação do campo eletromagnético E.

A resposta dos meios dielétricos a campos intensos é não linear. Isto acontece no caso das fibras ópticas. No domínio da freqüência, a relação constitutiva entre a polarização induzida no meio e o campo polarizante se escreve,

$$P_{TOT} = \varepsilon_0[\chi^{(1)} \otimes E + \chi^{(2)} \otimes EE + \chi^{(3)} \otimes EEE + ...], \qquad (2)$$

onde $\chi^{(n)}$ é a susceptibilidade de ordem n e é um tensor de ordem $n + 1$, e $\otimes$ indica produto tensorial. A susceptibilidade linear ($\chi^{(1)}$) representa a contribuição dominante a P_{TOT}. A origem da resposta não linear (termos em $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, etc) do meio é relacionado ao movimento anarmônico dos elétrons quando influenciados por um campo intenso.

Os efeitos de $\chi^{(1)}$ estão incluídos através do índice de refração 'linear' n_0 e do coeficiente de atenuação α, através da relação de dispersão escrita no domínio da freqüência.

$$\frac{?^2}{c^2}\left(1+\chi^{(1)}\right)=\left[\beta(\omega)-\frac{i\alpha(\omega)}{2}\right]^2, \tag{3}$$

onde $\beta(\omega) = n_0(\omega)\omega/c$ é a constante de propagação na freqüência ω.

A equação de onda (1), em uma dimensão, no domínio da freqüência tem a forma

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{?^2}{c^2}\right]E(z,?)=-\frac{?^2}{\varepsilon_0 c^2}P_{TOT}(z,?). \tag{4}$$

A relação constitutiva

$$P_{TOT}(z,\omega)=\varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega)E(z,\omega)+P_{NL}(z,\omega), \tag{5}$$

e a relação de dispersão em (3) são usadas na equação (4), e obtemos:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\left(\beta(\omega)-\frac{i\alpha(\omega)}{2}\right)^2\right]E(z,?)=-\frac{?^2}{\varepsilon_0 c^2}P_{NL}(z,?). \tag{6}$$

A fibra óptica, por ser um material centrossimétrico, não possui não linearidade de segunda ordem, i.e. $\chi^{(2)} = 0$. A polarização não linear (P_{NL}) de mais baixa ordem é dada pela relação constitutiva de terceira ordem [1]:

$$P_{NL}=\frac{\varepsilon_0}{4\pi^2}\int d?_2 d?_3 d?_4\,\delta(?_2+?_3+?_4-?)\chi^{(3)}(\omega_2,\omega_3,\omega_4)E(z,?_2)E(z,?_3)E(z,?_4)$$

…….(7)

A equação (6) é a equação de propagação de um campo E na freqüência ω, a polarização não linear P_{NL} na freqüência ω é a fonte para a propagação não linear do campo E e para a geração de novas ondas. Ela é o ponto de partida para toda análise. Existem basicamente dois caminhos a serem seguidos, o mais empregado é, partindo da Eq. 6,

fazer um desenvolvimento em Taylor de $\beta(\omega)$ em torno de alguma freqüência de referência ω_r, e tomar a transformada de Fourier deixando a equação de propagação no domínio do tempo; o outro caminho, (que nós utilizaremos aquí) é fazer todas as deduções sempre no domínio da freqüência.

Primeiro estudaremos teoricamente a interação por mistura de quatro ondas entre um laser e o ruído, e posteriormente, a interação de dois lasers com o ruído.

2.2 Interação por mistura de quatro ondas entre um laser e ruído.

2.2.1 Campo do laser e do ruído.

Consideremos um laser com potência na entrada da fibra P_{01} e freqüência ω_1. Se a banda de modulação do laser é razoavelmente pequena, podemos aproximar o campo coerente (laser) como sendo um campo monocromático. Fazendo a transformada de Fourier do campo elétrico do laser $E(z,t) = |A_1| \cos(\omega_1 t + \phi)$ obtemos:

$$E(z,\omega) = \pi[A_1\delta(\omega - \omega_1) + A_1^{*}\delta(\omega + \omega_1)], \tag{8}$$

onde $A_1 = |A_1| e^{i\phi}$.

Levando em conta a parte incoerente do campo (ruído) o campo total fica:

$$E(z,\omega) = \pi[A_1\delta(\omega - \omega_1) + A_1^{*}\delta(\omega + \omega_1)] + \varepsilon(z,\omega). \tag{9}$$

2.2.2 Polarização não linear.

A polarização fonte para amplificação do ruído na freqüência ω é dada por aquela parte da equação (7) que contem $\varepsilon(z,\omega)$ seja em $E(z,\omega_2)$, $E(z,\omega_3)$ ou $E(z,\omega_4)$, onde ω_2, ω_3 e ω_4 são freqüências arbitrárias. Como o campo do ruído $|\varepsilon(z,\omega)|$ é muito menor que $|A_1|$

podemos então desprezar todos os termos que são quadráticos ou cúbicos em $\varepsilon(z,\omega)$. Vamos considerar a susceptibilidade elétrica e o coeficiente de atenuação como constantes e independentes da freqüência, i.e., $\chi^{(3)}(\omega_2,\omega_3,\omega_4) = \chi^{(3)}$ e $\alpha(\omega) = \alpha$, temos então:

$$P_{\mathrm{NL}}(z,\omega) = \frac{\varepsilon_0\chi^{(3)}}{4\pi^2} E(z,\omega_2)E(z,\omega_3)E(z,\omega_4)\Big|_{?=?_2+?_3+?_4} =$$

$$\frac{\varepsilon_0\chi^{(3)}}{4\pi^2}\{\pi^2|A_1|^2[\delta(?_2-?_1)\delta(?_3+?_1)\varepsilon_4+\delta(?_2+?_1)\delta(?_3-?_1)\varepsilon_4+\delta(?_2-?_1)\delta(?_4+?_1)\varepsilon_3+$$

$$\delta(?_2+?_1)\delta(?_4-?_1)\varepsilon_3+\delta(?_3-?_1)\delta(?_4+?_1)\varepsilon_2+\delta(?_3+?_1)\delta(?_4-?_1)\varepsilon_2]+$$

$$\pi^2 A_1^{*2}[\delta(?_2+?_1)\delta(?_3+?_1)\varepsilon_4+\delta(?_2+?_1)\delta(?_4+?_1)\varepsilon_3+\delta(?_3+?_1)\delta(?_4+?_1)\varepsilon_2]+$$

$$\pi^2 A_1^2[\delta(?_2-?_1)\delta(?_3-?_1)\varepsilon_4+\delta(?_2-?_1)\delta(?_4-?_1)\varepsilon_3+\delta(?_3-?_1)\delta(?_4-?_1)\varepsilon_2]\},\quad(10)$$

onde $\varepsilon_j = \varepsilon(z,\omega_j)$.

Analisando o segundo membro da equação (10), vemos que o primeiro termo ($\sim |A_1|^2$) só será diferente de zero se o argumento de ε_j for $\omega_j = \omega$; para o termo com A_1^{*2} o argumento deverá ser $\omega_j = 2\omega_1 + \omega$ e, para o termo com $A_1^{\ 2}$, deverá ser $\omega_j = \omega - 2\omega_1$. Portanto, a polarização não linear na freqüência ω é dada por:

$$P_{\mathrm{NL}}(z,\omega) = \frac{3\varepsilon_0\chi^{(3)}}{2}\left[|A_1|^2\varepsilon(z,\omega)+\frac{1}{2}A_1^{*2}\varepsilon(z,2?_1+?)+\frac{1}{2}A_1^2\varepsilon(z,\omega-2\omega_1)\right].\qquad(11)$$

O termo proporcional a A_1^{*2} só é importante quando o espectro do ruído é plano entretanto, em comunicações ópticas, a forma do espectro corresponde ao de emissão dos amplificadores a fibra dopada com Érbio, cuja largura é aproximadamente 35nm,

centrado em λ = 1,55 μm (vide figura 3 no capítulo anterior). Todo campo fora dessa região pode ser desconsiderado. Se λ_1 = 1,55 μm (laser) e λ = 1,65 μm (ruído) então o comprimento de onda correspondente à $2\omega_1 + \omega$ é λ = 527 nm, que está fora da região de amplificação. Assim, podemos desprezar o segundo termo da polarização e obtemos, finalmente:

$$P_{NL}(z,?) = \frac{3e_0\chi^{(3)}}{2}[|A_1|^2 e(z,?) + \frac{1}{2}A_1^2\varepsilon^*(z,2?_1 - ?)], \qquad (12)$$

onde usamos o fato de que $\varepsilon(z,\omega - 2\omega_1) = \varepsilon^*(z,2\omega_1 - \omega)$.

2.2.3 Equações de propagação do ruído.

A susceptibilidade de terceira ordem e o índice de refração não linear n_2 estão relacionados através de $\chi^{(3)} = \frac{4}{3}\varepsilon_0 n_0^2 c n_2$, e a amplitude no domínio da freqüência está relacionada à potência P_1 por $P_1(z) = ½\varepsilon_0 n_0 c\,|A_1(z)|^2 A_{\text{eff}}$, onde A_{eff} é a área efetiva da fibra.

Mostramos no apêndice A que a fase campo do laser ao longo da fibra pode ser escrita como: $\phi(z) = -\beta(\omega_1)z + i\alpha z/2 + \tilde{\phi}(z)$, onde $-\beta(\omega_1)z$ é a fase que o laser adquire devida à dispersão, $i\alpha z/2$ é devida à atenuação da fibra e $\tilde{\phi}(z) = -\gamma P_{01}[1 - \exp(-\alpha z)]/\alpha$ é a fase devida à automodulação de fase. Escrevemos o campo do laser $A_1(z) = |A_1(z)|\exp(i\phi(z))$.

Usando a equação para a potência do laser e a equação (12) tem-se que

$$P_{\text{NL}}(z,\omega) = \frac{2\varepsilon_0 n_0 n_2}{A_{eff}} P_1(z)[2\varepsilon(z,\omega) + e^{2i\phi(z)}\varepsilon^*(z,2\omega_1 - \omega)]. \qquad (13)$$

Substituindo a Eq. (13) na equação de onda (6) chegamos à equação para o ruído

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\left[ß(\omega)-\frac{i\alpha}{2}\right]^2\right\}\varepsilon(z,\omega)=-\frac{2n_0n_2?^2}{c^2A_{eff}}P_1(z)[2\varepsilon(z,\omega)+\varepsilon^*(z,2\omega_1-\omega)e^{2i\phi(z)}] \quad (14)$$

Se a polarização não linear é nula (i.e. $n_2 = 0$), a solução para o campo ε é uma constante multiplicada por $e^{-[i\beta(\omega)+\alpha/2]z}$, assim, no caso não linear supomos que a solução é $\varepsilon(z,\omega)=\tilde{\varepsilon}(z,\omega)e^{-[i\beta(\omega)+\alpha/2]z}$ e, substituindo na Eq. (14), obtemos

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2}-2i\left[ß(\omega)-\frac{i\alpha}{2}\right]\frac{\partial}{\partial z}\right\}\tilde{\varepsilon}(z,\omega)=-\frac{2n_0n_2?^2}{c^2A_{eff}}P_1(z)[2\tilde{\varepsilon}(z,\omega)+\tilde{\varepsilon}^*(z,2\omega_1-\omega)e^{i[2\tilde{\phi}(z)+\Delta\beta z]}],$$

…… (15)

onde $\Delta\beta = \beta(\omega) + \beta(2\omega_1 - \omega) - 2\beta(\omega_1)$ é a diferença dos vetores de onda das ondas envolvidas. Podemos desprezar a derivada de segunda ordem (aproximação do envelope lentamente variável) e fazer a aproximação

$$\frac{2n_0n_2?^2}{c^2A_{\text{eff}}}\times\frac{1}{2[ß(\omega)-\frac{i\alpha}{2}]}\cong\frac{n_0n_2?^2}{c^2A_{\text{eff}}\,ß(\omega)}\cong\frac{n_2\omega}{cA_{\text{eff}}}\cong\frac{\gamma\omega}{\omega_1}\cong\gamma. \quad (16)$$

Onde $\gamma = n_2\omega_1/cA_{eff}$ é o coeficiente não linear da fibra em $(\text{W-km})^{-1}$. Assim temos

$$\frac{\partial}{\partial z}\tilde{\varepsilon}(z,\omega)=-i\gamma P_1(z)[2\tilde{\varepsilon}(z,\omega)+\tilde{\varepsilon}^*(z,2\omega_1-\omega)e^{i[2\tilde{\phi}(z)+\Delta\beta z]}]. \quad (17)$$

Na equação (17) o primeiro termo do membro da direita descreve a modulação de fase cruzada, e o segundo o processo de mistura de quatro ondas $2\omega_1 - \omega' = \omega$.

Para ter uma forma mais compacta para a eq. (17) fazemos a manipulação algébrica $\tilde{\varepsilon}(z,\omega)=r(z,\omega)e^{2i\tilde{\phi}(z)}$, e obtém-se o par de equações

$$\frac{\partial}{\partial z}r(z,\omega)=ar^*(z,2\omega_1-\omega) \quad (18a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}r(z,2\omega_1-\omega)=ar^*(z,\omega), \quad (18b)$$

onde $a = a(z,\omega) = -i\gamma P(z) e^{i[\Delta\beta z - 2\tilde{\phi}(z)]}$.

As equações (18) nos dizem que o campo elétrico do ruído na freqüência ω depende do campo na freqüência em $2\omega_1 - \omega$ (simétrico com relação ao laser) e vice-versa. Estes são dois processos acoplados de FWM em que são geradas as ondas nas freqüências $\omega' = 2\omega_1 - \omega$ e $\omega = 2\omega_1 - \omega'$ (ver figura 1).

Estas equações acopladas descrevem a física envolvida na propagação de ruído na presença de um laser intenso para esses dois processos de FWM.

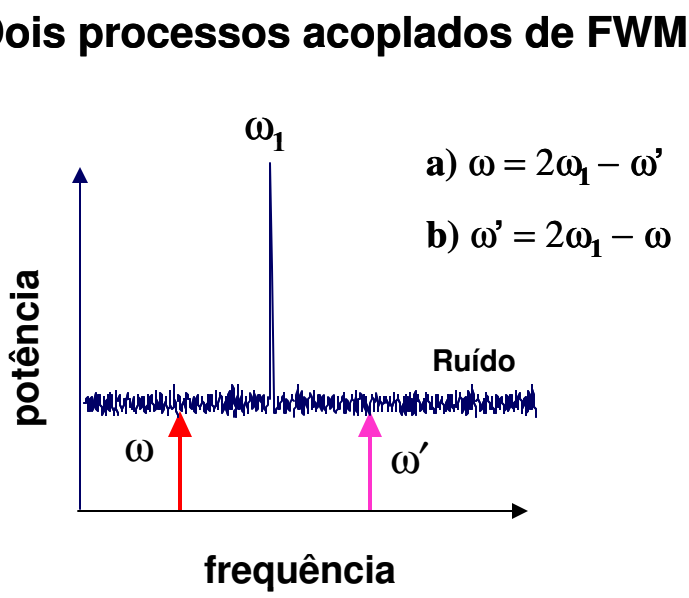

Figura 1.- Interação de um laser com ruído através de dois processos acoplados de FWM.

Desacoplando as equações (18) tem-se

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} r + b \frac{\partial}{\partial z} r - |a|^2 r = 0, \tag{19}$$

onde $b = -\frac{\partial}{\partial z}(\ln a) = \alpha - i[\Delta\beta + 2\gamma P_1(z)]$. As condições iniciais são

$$r(0,\omega) = \varepsilon(0,\omega) e^{-2i\phi_0} \tag{20a}$$

e

$$\frac{\partial}{\partial z} r(0,\omega) = a\varepsilon^{*}(0,2\omega_1 - \omega)e^{+2i\phi_0}. \qquad (20b)$$

A eq. 19 e o principal resultado teórico de nossa análise e descreve o fundamental da interação entre um laser e ruído para o processo de FWM considerado. Se $\alpha \neq 0$ os coeficientes a e b dependem de z. A equação (19) só pode ser resolvida analiticamente se $\alpha = 0$.

2.2.4 Forma do espectro do ruído após propagação na fibra.

A eq. 19 é uma equação diferencial de segunda ordem cuja solução pode ser escrita como uma combinação linear dos valores iniciais de r ($r(0,\omega) = \varepsilon(0,\omega)$) e de sua primeira derivada $\frac{\partial}{\partial z} r(0,\omega) = a(0)\, r(0,2\omega_1 - \omega)$, isto é

$$r(z,\omega) = F(z,\omega)\varepsilon(0,\omega) + H(z,\omega)\varepsilon^{*}(0,2\omega_1 - \omega), \qquad (21)$$

onde F e H são funções determinísticas da posição e da freqüência que não dependem dos detalhes dos processos randômicos que descrevem o campo do ruído. Mostraremos no apêndice B que F e H satisfazem também a nossa equação fundamental (19). Porém, a vantagem de trabalhar com F e H (em lugar de $\varepsilon(\omega)$ e $\varepsilon(\omega')$) é que essas funções são determinísticas (em quanto que $\varepsilon(\omega)$ e $\varepsilon(\omega')$ são estocásticas). O espectro de saída, $N(\omega)$, é dado por

$$N(\omega) = <|\varepsilon(L,\omega)|^2> = |F(L,\omega)|^2 \varepsilon(0,\omega)\exp(-\alpha L) + |H(z,\omega)|^2 \varepsilon(z,2\omega_1 - \omega)\exp(-\alpha L). \qquad (22)$$

A eq. (22) expressa que o espectro de saída na freqüência ω é função do espectro de entrada na freqüência ω e ω'.

Se consideramos uma fibra com atenuação nula ($\alpha = 0$), a solução analítica da equação 19 pode ser facilmente obtida:

$$N(?) = N_0(?) + \frac{4?^2 P_{01}^2}{g^2} \sinh^2(gL/2)[N_0(?`) + N_0(?)], \qquad (23)$$

onde

$$g = (-4\gamma P_{01}\Delta\beta - \Delta\beta^2)^{1/2}. \qquad (24)$$

2.3 <u>Interação por mistura de quatro ondas entre dois lasers e ruído</u>.

A álgebra envolvida no caso de dois lasers é praticamente a mesma em relação ao caso de um laser, com a diferença de que agora teremos mais termos na expressão da polarização não linear.

Novamente, se a banda de modulação dos lasers é razoavelmente pequena, podemos aproximar os campos coerentes (lasers) como sendo campos monocromáticos. Fazendo a transformada de Fourier do campo elétrico do laser $E(z,t) = |A_1|\cos(\omega_1 t + \phi_1) + |A_2|\cos(\omega_2 t + \phi_2)$ obtemos:

$$E(z,?) = \pi\left[A_1\delta(? - ?_1) + A_1^*\delta(? + ?_1) + A_2\delta(? - ?_2) + A_2^*\delta(? + ?_2)\right], \qquad (25)$$

onde $A_j = |A_j|\, e^{i\phi_j}$.

Adicionando a parte incoerente do campo (ruído) o campo total fica:

$$E(z,?) = \pi\left[A_1\delta(? - ?_1) + A_1^*\delta(? + ?_1) + A_2\delta(? - ?_2) + A_2^*\delta(? + ?_2)\right] + \varepsilon(z,\omega). \qquad (26)$$

A polarização fonte para amplificação do ruído é dada por aquela parte da equação (7) que contem $\varepsilon(z,\omega)$ seja em $E_1(z,\omega_3)$, $E(z,\omega_4)$ ou $E(z,\omega_5)$. Como $|\varepsilon(z,\omega)|$ é muito menor que $|A_1|$ e $|A_2|$, podemos então desprezar todos os termos que são quadráticos ou cúbicos em $\varepsilon(z,\omega)$. Novamente consideramos $\chi^{(3)}(\omega_1,\omega_2,\omega_3) = \chi^{(3)}$, temos então:

$$P_{NL}(z,\omega) = \frac{3\varepsilon_0\chi^{(3)}}{2}[(P_1+P_2)\varepsilon(z,\omega) + \frac{1}{2}A_1{}^2\varepsilon^*(z,2?_1 - ?) + \frac{1}{2}A_2^2\varepsilon^*(z,2\omega_2-\omega) +$$

$$\frac{1}{2}A_1^*A_2\varepsilon(z,?_1-\omega_2+?) + \frac{1}{2}A_1A_2^*\varepsilon(z,\omega_2-\omega_1+\omega) + \frac{1}{2}A_1A_2\varepsilon^*(z,\omega_2+\omega_1-\omega)] \quad . \quad (27)$$

A polarização não linear consta de seis termos: o primeiro descreve a modulação de fase cruzada. Os outros 5 correspondem a 5 diferentes processos de mistura de quatro ondas: (a) FWM entre o laser 1 e ruído em $\omega_a = 2\omega_1 - \omega$, gerando uma onda em ω via $2\omega_1 - \omega_a = \omega$; (b) entre laser 2 e ruído em $\omega_b = 2\omega_2 - \omega$ (via $2\omega_2 - \omega_b = \omega$); e entre os dois lasers e ruído em (c) $\omega_c = \omega_2 - \omega_1 + \omega$ ou (d) $\omega_d = \omega_1 - \omega_2 + \omega$ e (e) $\omega' = \omega_1 + \omega_2 - \omega$ ($\omega = \omega_1 + \omega_2 - \omega'$).

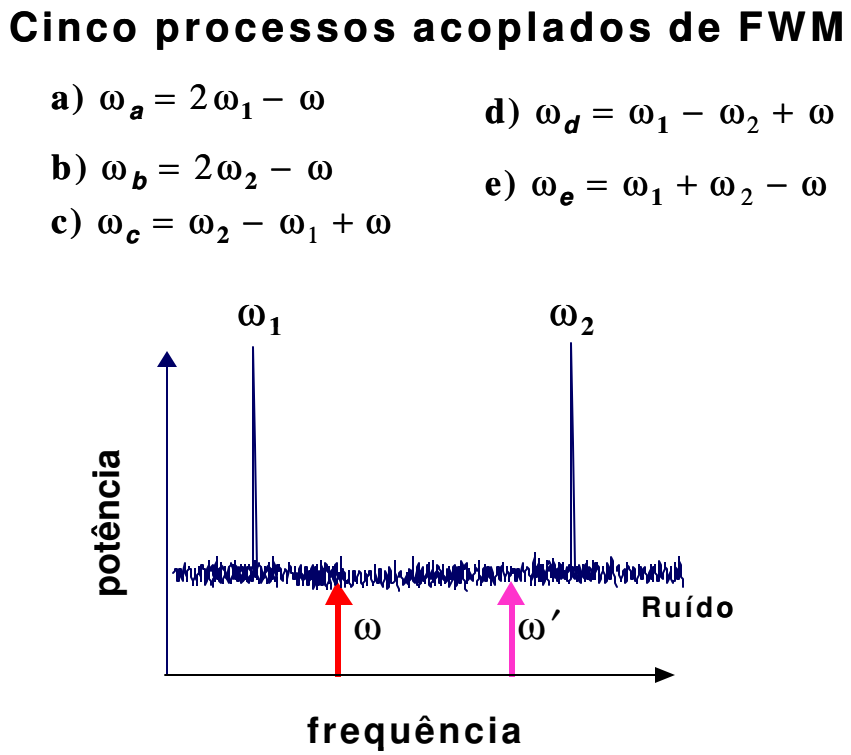

Figura 2.- Interação de dois lasers com ruído através de 5 processos de FWM.

A equação de propagação para o ruído na freqüência ω fica sendo:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial z}\varepsilon(z,\omega) = -i\gamma[2(P_1+P_2)\varepsilon(z,\omega) + P_1\exp(i\Delta\beta_a z + 2i\phi_1)\varepsilon(z,\,?-2?_1) + \\
&P_2\exp(i\Delta\beta_b z + 2i\phi_2)\varepsilon(z,\omega-2\omega_2) + \\
&2\sqrt{P_1P_2}\exp[i\Delta\beta_c z + i(\phi_1-\phi_2)]\varepsilon(z,\,?_2-\omega_1+?) + \\
&2\sqrt{P_1P_2}\exp[i\Delta\beta_d z + i(\phi_2-\phi_1)]\varepsilon(z,\omega_1-\omega_2+\omega) + \\
&2\sqrt{P_1P_2}\exp[i\Delta\beta_e z + i(\phi_1+\phi_2)]\varepsilon^*(z,\omega_1+\omega_2-\omega)],
\end{aligned} \tag{28}$$

onde $\phi_1 = \phi_1(0) - \gamma(P_{01} + 2P_{02})[1 - \exp(-\alpha z)]/\alpha$, e $\phi_2 = \phi_2(0) - \gamma(P_{02} + 2P_{01})[1 - \exp(-\alpha z)]/\alpha$. As diferenças dos vetores de onda são definidas como: $\Delta\beta_a = \beta(\omega) + \beta(2\omega_1 - \omega) - 2\beta(\omega_1)$, $\Delta\beta_b = \beta(\omega) + \beta(2\omega_2 - \omega) - 2\beta(\omega_2)$, $\Delta\beta_c = \beta(\omega) - \beta(\omega_2 - \omega_1 + \omega) + \beta(\omega_2) - \beta(\omega_1)$, $\Delta\beta_d = \beta(\omega) - \beta(\omega_1 - \omega_2 + \omega) + \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2)$, e $\Delta\beta_e = \beta(\omega) + \beta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) - \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2)$.

2.4 Condição de casamento de fase.

Falamos no capítulo 1 que a eficiência de geração de novas ondas por mistura de quatro ondas depende fundamentalmente da condição de casamento de fase. Para mostrar a origem deste fato, examinemos o sistema de equações (18). Elas descrevem dois processos de FWM acoplados: a evolução da amplitude do campo em ω depende da amplitude em ω' (e vice-versa), e temos que essas equações dependem de γ, $P(z)$ e uma fase $\exp[i(\Delta\beta z - 2\tilde{\phi}(z))]$. O teorema da fase estacionária [2], mostra que o máximo crescimento do campo $\varepsilon(\omega)$ (ou $\varepsilon(\omega')$) ocorre quando a fase é estacionária, isto é, quando:

$$\Delta\beta_T = \frac{\partial}{\partial z}[\Delta\beta z - 2\tilde{\phi}(z)] = \Delta\beta - 2\frac{\partial}{\partial z}[\tilde{\phi}(z)] = 0. \tag{29}$$

Quando a derivada dessa fase é zero (i.e. $\Delta\beta_T = 0$), dizemos que há casamento de fase ou que a condição de casamento de fase foi satisfeita. $\Delta\beta$ é a diferencia dos vetores de onda das ondas envolvidas no processo de FWM, e $\phi(z)$ é a fase não linear introduzida pela dependência do índice da refração com a potência dos lasers. Isto é, na condição de casamento de fase temos duas contribuições: da dispersão ($\Delta\beta$) e da não linearidade da fibra.

A condição de casamento de fase é a principal indicação para saber se o processo de FWM é eficiente ou não. O calculo de $\Delta\beta_T$ será, então, muito ocorrente ao longo deste trabalho. Na maioria dos casos estudados nesta tese fizemos um desenvolvimento em Taylor do vetor de onda $\beta(\omega)$ até a quarta ordem [3], isto é:

$$\beta(\omega) = \beta_0(\omega_r) + \beta_1(\omega_r)(\omega - \omega_r) + \tfrac{1}{2}\beta_2(\omega_r)(\omega - \omega_r)^2 + \tfrac{1}{6}\beta_3(\omega_r)(\omega - \omega_r)^3 + \tfrac{1}{24}\beta_4(\omega_r)(\omega - \omega_r)^4, \quad (30)$$

onde $\beta_n(\omega_r) = \partial^n\beta/\partial\omega^n\,|_{\omega=\omega r}$. Aqui $\beta_0 = \omega n_0/c$ está relacionada com a velocidade de fase da onda na freqüência ω, $\beta_1 = 1/v_g$ (v_g é a velocidade de grupo), β_2 é o coeficiente de dispersão de segunda ordem ($\beta_2 = -\lambda^2 D/2\pi c$), β_3 é o coeficiente de dispersão de terceira ordem e assim por diante.

Fazendo a expansão em Taylor dos vetores de onda em torno de uma freqüência arbitrária ω_r temos que $\Delta\beta = \Delta\beta_2 + \Delta\beta_3 + \ldots$, onde $\Delta\beta_2$ é o descasamento devido à dispersão de segunda ordem, etc.

Um processo de FWM é eficiente desde que o descasamento de fase $|\Delta\beta\, L_{eff}| < \pi$ (onde o comprimento efetivo, $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$, indica o comprimento de fibra onde os processos não lineares são mais importantes). Em fibras compridas, $L_{eff} \approx 1/\alpha$ é

tipicamente 20 km. Isto significa que, tipicamente, a largura de banda de um processo de FWM é determinada por $|\Delta\beta| < \pi/L_{eff} \sim 0.15\ \mathrm{km}^{-1}$.

2.5 Conclusão.

Temos apresentado uma dedução, a partir de primeiros princípios, da equação de propagação para o ruído quando este interage com um ou dois lasers através de mistura de quatro ondas. Esta análise no domínio da freqüência será chamada por nós de FDM (de *Frequency Domain Model*).

No caso da interação do ruído com um laser, concluímos que é através de dois processos acoplados de FWM, onde uma componente do ruído em ω e acoplada a uma componente do ruído em $\omega` = 2\omega_1 - \omega$ através de um processo de FWM. Outros processos podem existir (como é mostrado no capítulo 3), mas os dois processos acoplados estudados descrevem o fundamental da interação de um laser com ruído.

No caso de dois lasers interagindo com ruído, nós mostramos que 5 processos de FWM entram no jogo. Isto é, uma componente do ruído em ω é acoplada a 5 componentes do ruído em diferentes freqüências através de 5 processos de FWM. Isto resulta numa equação de propagação complicada para o campo do ruído em ω; porém, como veremos no capítulo 4, dependendo do casamento de fase (que depende das frequências dos lasers ω_1 e ω_2), algum(uns) processo(s) de FWM será(ão) mais importante(s) que os outros e uma simplificação na Eq. 28 poderá ser feita. Isto nos levará a equações mais simplificadas que serão facilmente resolvidas numericamente.

A vantagem de trabalhar com o FDM em comparação a um estudo com a análise de estabilidade (que baseia-se na equação não linear de Schrödinger no domínio do tempo,

vide apêndice C) é que a atenuação é automaticamente incluída, assim como a dispersão até quaisquer ordem e a natureza estocástica do campo do ruído. Outra vantagem é a fácil implementação de flutuações do zero de dispersão (λ_0).

Apêndice A.- Propagação de um laser.

Para achar a equação de propagação do laser em ω_1 temos de considerar a polarização não linear $P_{\mathrm{NL}}(z,\omega_1)$. Na equação (6) nós conservamos somente os termos com $|A_1(z)|^2 A_1(z)$:

$$P_{NL}(z,?_1) = \frac{3\varepsilon_0 ?^{(3)}}{4}[|A_1|^2 A_1(z,?_1)]\,. \tag{A1}$$

A equação de propagação para este laser é então:

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left[\beta(\omega) - \frac{i\alpha}{2}\right]^2\right\} A_1(z,\omega) = -\frac{2n_0 n_2 ?^2}{c^2 A_{\mathrm{eff}}} P_1(z) A_1(z,2\omega_1 - \omega)\,. \tag{A2}$$

Se escrevermos $A_1(z) = \tilde{A}_1(z)\exp[-i(\beta(\omega_1) - i\alpha/2)z + \tilde{\phi}(z)]$ temos que a equação de propagação para o laser de bombeio em ω_1 fica sendo:

$$\frac{\partial}{\partial z}\tilde{A}_1(z,?_1) = -i?P_1(z)\tilde{A}_1(z,?_1)\,, \tag{A3}$$

onde temos assumido que $\tilde{A}_1(z)$ é uma função suave $\left|\frac{\partial^2 \tilde{A}_1}{\partial z^2}\right| << \left|\left(\beta(\omega) - \frac{i\alpha}{2}\right)\tilde{A}_1\right| \approx \left|\beta\tilde{A}_1\right|$.

Em (A3) separamos as partes real e imaginária e temos que

$$\frac{\partial}{\partial z}\left|\tilde{A}_1(z,\omega_1)\right| = 0 \tag{A4}$$

e

$$\frac{\partial}{\partial z}\tilde{\phi}(z) = -\gamma P_1(z)\,. \tag{A5}$$

Resolvendo a eq. (A4), temos que $|\tilde{A}_1(z,\omega_1)|$ = constante, então $P_1(z) = |A_1(z,\omega_1)| = P_{01}\exp(-\alpha z)$ (P_{01} é a potência do laser na entrada da fibra), e resolvendo (A5) obtemos

$$\tilde{\phi}(z) = \phi(0) - \frac{\gamma P_{01}(1 - e^{-\alpha z})}{\alpha}, \qquad \text{(A6)}$$

onde $\phi(0)$ é a fase do laser na entrada da fibra. $\tilde{\phi}(z)$ descreve a automodulação de fase.

<u>Apêndice</u> <u>B</u>.- Equações de propagação do ruído no domínio da freqüência: método de solução.

Como mostrado na Eq. 21, podemos escrever o campo estocástico no domínio da freqüência como $A(z,\omega) = FE(0,\omega) + HE^{*}(0,\omega')$. Substituindo nas Eqs. 17, produz o par de equações $\frac{\partial F}{\partial z} = aH^{*}$ e $\frac{\partial H}{\partial z} = aF^{*}$, que podem ser facilmente desacopladas obtendo-se,

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + b\frac{\partial}{\partial z} - |a|^2\right]F = 0. \qquad \text{(B1)}$$

A equação (B1), que coincide com a eq. (18) para r, é também satisfeita por H. As condições iniciais para resolver a Eq. (B1) são: $F(0,\omega) = 1$ e $\partial F(0,\omega)/\partial z = 0$ (e $H(0,\omega) = 0$, $\partial H(0,\omega)/\partial z = 1$).

Se considerarmos um pequeno comprimento de fibra Δz ($\Delta z << 1/|a|$), tal que possamos aproximar os coeficientes da equação (B1) por suas médias neste intervalo, ou seja, $b(z) \to \bar{b} = \alpha - i[\Delta\beta + 2\gamma\bar{P}]$ e $|a(z)|^2 \to \overline{|a|^2} = \overline{(\gamma P)^2}$, então, nesse intervalo podemos considerar a B1 com coeficientes constantes. Portanto temos que a solução para z + Δz é

$$H(z+\Delta z,\omega) = H_+(z)e^{\lambda_+\Delta z} + H_-(z)e^{\lambda_-\Delta z}, \tag{B2}$$

onde

$$\lambda_\pm = \frac{1}{2}\left(\bar{b} \pm \sqrt{4\overline{|a|^2} + \bar{b}^2}\right). \tag{B3}$$

Aplicando as condições iniciais para este intervalo podemos determinar os coeficientes H_+ e H_-. Assim,

$$\begin{pmatrix} H_+ \\ H_- \end{pmatrix} = \frac{1}{\lambda_+ - \lambda_-}\begin{pmatrix} -\lambda_- & a \\ \lambda_+ & -a \end{pmatrix}\begin{pmatrix} H(z) \\ H'^*(z) \end{pmatrix}, \tag{B4}$$

onde $H' = H(2\omega_1 - \omega)$. Portanto

$$\begin{pmatrix} H(z+\Delta z) \\ H'^*(z+\Delta z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J & K \\ K^* & J^* \end{pmatrix}\begin{pmatrix} H(z) \\ H'^*(z) \end{pmatrix} = l(z)\begin{pmatrix} H(z) \\ H'^*(z) \end{pmatrix}, \tag{B5}$$

onde

$$\begin{aligned} J(z) &= \frac{\lambda_+ e^{\lambda_-\Delta z} - \lambda_- e^{\lambda_+\Delta z}}{\lambda_+ - \lambda_-} \\ K(z) &= \frac{a(e^{\lambda_+\Delta z} - e^{\lambda_-\Delta z})}{\lambda_+ - \lambda_-} \end{aligned}. \tag{B6}$$

Assim, para uma fibra de comprimento *L*, a solução final será

$$\begin{pmatrix} H(L) \\ H'^*(L) \end{pmatrix} = t(L-\Delta z)\cdot t(L-2\Delta z)\cdot \ldots \cdot t(0)\begin{pmatrix} H(0) \\ H'^*(0) \end{pmatrix} = T\begin{pmatrix} H(0) \\ H'^*(0) \end{pmatrix} \tag{B7}$$

Vale observar que a matriz *T* tem a forma $T = \begin{pmatrix} \cancel{A} & \cancel{B} \\ \cancel{B}^* & \cancel{A}^* \end{pmatrix}$ e, portanto, num cálculo iterativo, só é necessário calcular dois de seus quatro elementos. O espectro de saída é dado por

$$\cancel{P}(L,\omega) = e^{-\alpha L}\left\langle \left|H(L,\omega)\right|^2 \right\rangle = e^{-\alpha L}\left\langle \left|\cancel{A}H(0,\omega) + \cancel{B}H^*(0,2\omega_0 - \omega)\right|^2 \right\rangle \tag{B8}$$

Assim

$$P(L,\omega) = e^{-\alpha L}\left[\left|AH(0,\omega)\right|^2 + \left|BH^*(0,2\omega_0-\omega)\right|^2\right] \tag{B9}$$

Para ter uma noção da forma da solução analítica, vamos considerar uma fibra curta de modo que possamos usar um único $\Delta z = L$. Fazendo isso a solução geral é

$$A = e^{-\bar{b}L/2}\left[\cosh(gL/2) + \frac{\bar{b}}{g}\sinh(gL/2)\right] \tag{B10}$$

e

$$B = \frac{2a}{g}e^{-\bar{b}L/2}\sinh(gL/2), \tag{B11}$$

onde

$$g = \lambda_+ - \lambda_- = \left[\alpha^2 - \left(\Delta\beta^2 - 4\gamma\bar{P}\Delta\beta\right) - 2i\alpha(\Delta\beta + 2\gamma\bar{P})\right]^{1/2}. \tag{B12}$$

Apêndice C: Análise de Estabilidade

Como mencionado no capítulo 1, a interação de um laser com o ruído (ou com uma pequena modulação de amplitude) foi estudado na maioria das vezes através da análise de estabilidade na equação não linear de Schrödinger (ENLS) [4-10]. O ponto de partida desse tipo de análise é a equação de propagação, no domínio do tempo, para a amplitude complexa do campo elétrico, $A(z,t)$, propagando-se ao longo de uma fibra. Esta equação é [11]:

$$\partial A(z,t)/\partial z + \frac{1}{v_g}\partial A(z,t)/\partial t + \frac{1}{2}\alpha A(z,t) = \frac{-i}{2}\beta_2 \partial^2 A(z,t)/\partial t^2 + \frac{1}{6}\beta_3 \partial^3 A(z,t)/\partial t^3 + \frac{i\beta_4}{24}\partial^4 A(z,t)/\partial t^4 + i\gamma|A(z,t)|^2 A(z,t) \quad \text{(C1)}$$

As unidades do campo são tais que a potência óptica instantânea (em Watts) na posição z é $P_1(z,t) = |A(z,t)|^2$.

Se desprezarmos a atenuação e a dispersão de terceira e quarta ordem, isto é, $\alpha = 0$ e $\beta_3 = \beta_4 = 0$, e fizermos a mudança de variável $\tau = t - z/v_g$ (onde $\beta_1 = 1/v_g$) nos temos a equação não linear de Schrödinger (o nome é devido a similaridade desta equação com a equação de Schrödinger de mecânica quântica):

$$i\partial A/\partial z = \frac{1}{2}\beta_2 \partial^2 A/\partial \tau^2 - \gamma|A|^2 A. \quad \text{(C2)}$$

A solução para o estado estacionário (onda contínua) da equação (2) é dada por:

$$A(z) = A(0)\exp(i\gamma|A_1|^2 z). \quad \text{(C3)}$$

A estabilidade desta solução é examinada assumindo que

$$A_1(z) = (|A_1(0)| + m)\exp(i\gamma P_{01}), \quad \text{(C4)}$$

Onde m é uma modulação de amplitude muito fraca ($|m| << |A_1|$). Esta modulação é representada pelo ruído. Substituindo a expressão (C4) na equação (C2) e linearizando em m, tem-se a equação de evolução para a perturbação

$$i\partial m/\partial z = \frac{1}{2}\beta_2 \partial^2 m/\partial \tau^2 - \gamma P_{01}(m + m^*). \quad \text{(C5)}$$

Considerando a seguinte solução

$$m(z,\tau) = u\cos(Kz - \Omega\tau) + iv\sin(Kz - \Omega\tau), \quad \text{(C6)}$$

onde K e Ω são a constante de propagação e a freqüência da modulação, temos as equações para u e v

$$-iKu - i\frac{\beta_2}{2}\Omega^2 v = 0 \qquad \text{(C7a)}$$

e

$$(2\gamma P_0 + \frac{\beta_2}{2}\Omega^2)u - iKv = 0\,. \qquad \text{(C7b)}$$

Estas eqs. tem solução não trivial se a relação de dispersão satisfaz:

$$K = \pm\,(\beta_2\Omega^2/2)(1 + 4\gamma P_0/\beta_2\Omega^2)^{1/2}. \qquad \text{(C8)}$$

Da equação (C8) pode observar-se que se $\beta_2 < 0$ para uma freqüência de modulação Ω tal que $\Omega < \Omega_c = [(4\gamma P_0/\beta_2)]^{1/2}$ então K é puramente imaginária e a perturbação cresce exponencialmente. Ω_c é a chamada freqüência de corte e limita o espectro de freqüência onde a perturbação experimenta ganho . O coeficiente de ganho é dado por $g_{est} = 2\,\mathrm{Im}(K)$; então

$$g_{est}^2 = (-\beta_2\Omega^2/4)(\,\beta_2\Omega^2 + 4\gamma P_0). \qquad \text{(C9)}$$

Escrevendo $\Delta\beta = \beta_2\Omega^2$, este coeficiente de ganho coincide com o conhecido:

$$g_{est}^2 = (-\Delta\beta/4)(\,\Delta\beta + 4\gamma P_0). \qquad \text{(C10)}$$

Para $\Omega_{MI} = \Omega_c / \sqrt{2} = [(-2\gamma P_0/\beta_2)]^{1/2}$ temos o ganho máximo $g_{estmax} = \sqrt{2}\,\gamma P_0$. Ω_{MI} é a chamada freqüência de instabilidade modulacional.

Este resultado indica que o ruído em $\omega_0 \pm \Omega_{MI}$ tem o maior crescimento exponencial.

Temos, então

$$N(\Omega,L) = N(\Omega,0)\exp(2g_{est}L). \qquad \text{(C11)}$$

O resultado da equação (C11) tem de ser comparado com aquele (que é exato) da resolução numérica da equação 19, e com a solução analítica na Eq. 23 (que nós chamaremos de FDM, com $\alpha = 0$).

Apêndice D: Comparações experimento-simulação

Uma relação entrada-saída mais conveniente pode ser derivada notando que, das Eqs. (18), $\frac{\partial}{\partial z}(|r(\omega)|^2 - |r(2\omega_1 - \omega)|^2) = 0$, o que implica que a diferença

$$< |r(\omega)|^2 > - < |r(\omega')|^2 >= N_0(\omega) - N_0(\omega') \qquad \text{(D1)}$$

permanece constante durante a propagação. Usando (D1) na Eq. (22), obtemos,

$$R(\omega) \equiv \frac{N(\omega) - N_0(\omega)\exp(-\alpha L)}{\frac{1}{2}\left[N_0(\omega) + N_0(\omega')\right]\exp(-\alpha L)} = |F|^2 + |H|^2 - 1, \qquad \text{(D2)}$$

Note que $N_0(\omega)\exp(-\alpha L)$ é o espectro de saída medido na ausência de FWM. Em geral, um espectro de entrada assimétrico $N_0(\omega)$ produz uma saída assimétrica $N(\omega)$. Porém, a Eq. (D2) estabelece que a diferença entre os espectros do ruído em ω com e sem o laser de bombeio, normalizada com a média dos espectros de saída do ruído em ω e ω' quando o laser de bombeio é desligado, é independente das assimetrias do espectro do ruído na entrada da fibra. Isto faz com que $R(\omega)$ seja muito conveniente para comparações entre teoria e experimento. Todos os termos que definem $R(\omega)$ na Eq. (D2) são facilmente medidos, em quanto as funções $F(L,\omega)$ e $H(L,\omega)$ podem ser calculadas.

No caso especial de $\alpha = 0$, $R(\omega)$ é dada, para o caso da interação do ruído com um laser

por

$$R(\omega) = 4\gamma^2 P_{01}^2 \frac{\sinh(gL/2)}{g^2}, \qquad \text{(D3)}$$

onde g foi definido na eq. (29).

Referências:

[1] 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.*, **49**, 5098-5106, 1978.

[2] Mandel, Coherent Quantum Optics, 1995.

[3] G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 2nd Ed., Academic Press, New York, 1995.

[4] A. Hasegawa and W.F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulation instability," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 694-697, 1980.

[5] M. Karlsson, "Modulation instability in lossy optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2071-2077, 1995.

[6] G.P. Agrawal "Modulation instability induced by cross-phase modulation," *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 880-883, 1987.

[7] M.J. Potasek and G.P. Agrawal, "Self-amplitude modulation of optical pulses in nonlinear dispersive fibers," *Phys. Rev. A*, **36**, 3862-3867, 1987.

[8] A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, and S. Benedetto, "New analytical results on fiber parametric gain and its effects on ASE noise," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 535-537, 1997.

[9] K. Kikuchi, "Enhancement of optical-amplifier noise by nonlinear refractive index and group-velocity dispersion of optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **5**, 221-223, 1993.

[10] R. Hui, D. Chowdhuri, M. Newhouse, M. O'Sullivan, and M. Poettcker, "Nonlinear amplification of noise in fibers with dispersion and its impact in optically amplified systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 392-394, 1997.

[11] A. Hasegawa and F. Tappert, “Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. anomalous dispersion”, *Appl. Physics Lett.*, **23**, 142-144, 1973.

[12] M. Yu, C.J. McKinstrie, and G.P. Agrawal, “Pump-wave effects on the propagation of noisy signals in nonlinear dispersive media,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1126-1132, 1995.

Capítulo 3

Interação por Mistura de Quatro Ondas entre um Laser e o Ruído

3.1 Introdução.

Na primeira seção deste capítulo faremos uma descrição detalhada do fenômeno de instabilidade modulacional (MI). Apresentaremos alguns espectros experimentais que comparamos com os numéricos obtidos a partir de nossa modelagem (FDM) apresentada no capítulo anterior. Dado o bom acordo entre o experimento e o modelo, usaremo-lo para estudar o MI em condições que não são possíveis experimentalmente com o material disponível atualmente no nosso laboratório, por exemplo, enlaces de 200 km com compensação da dispersão. Comparamos também os resultados obtidos usando o FDM com aqueles resultantes da análise de estabilidade.

Depois estudaremos a interação sinal-ruído, no caso em que o laser se propaga na região de dispersão normal.

Uma discussão será feita sobre como a interação entre um laser e ruído afeta o desempenho de um sistema de comunicação óptica.

No final deste capítulo apresentamos o estudo de um novo efeito observado por nós: a geração de um buraco no espectro do ruído, induzido por um laser de alta potência através de FWM.

3.2 Instabilidade Modulacional (MI).

3.2.1 Introdução.

Mostramos no capítulo 1 que a instabilidade modulacional consiste na amplificação de certas componentes espectrais do ruído, devido a dois processos acoplados de mistura de quatro ondas entre um laser e o ruído [1]. Esta descrição da MI leva a perguntarmos sobre a relação entre o fenômeno físico e o nome que lhe é atribuído. De fato, inicialmente a MI foi estudada no domínio do tempo, e este nome é devido justamente às características que apresentava nesse domínio [2,3]. MI é caracterizada pela instabilidade de ondas contínuas, quando se propagam em um meio dispersivo e não linear, frente a perturbações (de certas freqüências) na amplitude, as quais crescem exponencialmente. Estas perturbações podem ser devidas ao ruído [4]. Em outras palavras, a propagação de uma onda intensa contínua se propaga num meio dispersivo e não linear pode ser instável frente a pequenas modulações, ou seja, é "modulacionalmente instável". Este é um fenômeno que se observa em várias áreas da física e foi estudado primeiro no contexto da óptica não linear em líquidos por Bespalov e Talanov em 1966 [5] e, quase simultânea e independentemente em estudos de dinâmica de fluidos por Benjamin e Feir [6]. O primeiro estudo matemático detalhado sobre o crescimento exponencial de uma modulação de amplitude, em uma onda monocromática que se propaga num meio não linear e dispersivo, foi feita por Karpman e Krushkal em 1968 [7].

O desenvolvimento teórico da propagação de ondas em meios não lineares e dispersivos ganhou um grande impulso em 1973, quando Hasegawa e Trapper mostraram que a equação pertinente para a propagação de luz em fibras era a Equação Não Linear de Schrödinger (ENLS) [8]. Este trabalho ficou famoso após a demonstração experimental por Mollenauer et al. [9] da existência de sólitons em fibras, previstas pela ENLS [8]. O efeito de MI em fibras, por exemplo (e que nos interessa nesta tese), foi previsto em 1980 por Hasegawa e Brinkman [1], analisando instabilidades da ENLS (ver apêndice C no capítulo 2). Esses autores mostraram que um laser de alta potência que se propaga na região de dispersão anômala deveria induzir a criação de dois lóbulos de amplificação de ruído (ver Figura 5 do capítulo 1). O campo do ruído na entrada da fibra é quem faz o papel das pequenas modulações em amplitude.

A primeira observação experimental de MI foi feita nos Laboratórios Bell em 1986 por Hasegawa e colaboradores [10]. Pouco depois, outros estudos teóricos e experimentais deste fenômeno [11-15], levaram ao entendimento das principais características espectrais do fenômeno de MI.

A maioria dos estudos teóricos de MI são baseados na análise de estabilidade (AE). Porém, este tipo de análise acarreta grandes dificuldades matemáticas quando se aplica ao caso realista de fibras com perdas [16] e/ou com dispersão de terceira ordem [17].

Nesta tese utilizaremos o nosso modelo FDM desenvolvido no capítulo 2 e que é consideravelmente mais simples que o método AE. Além disto, como mostraremos, dá um excelente acordo com os experimentos, enquanto que o AE apresenta grandes discrepâncias.

3.2.2 Descrição da montagem experimental.

MI é devido a dois processos acoplados de mistura de quatro ondas: 1) $2\omega_1 - \omega' = \omega$, e 2) $2\omega_1 - \omega = \omega'$. Onde ω_1 é a freqüência do laser, e ω' e ω correspondem a fótons do ruído (ver figura 1). Estes dois processos levam a uma transferência de energia do laser para o ruído e são descritos pela equação 19 do capítulo 2.

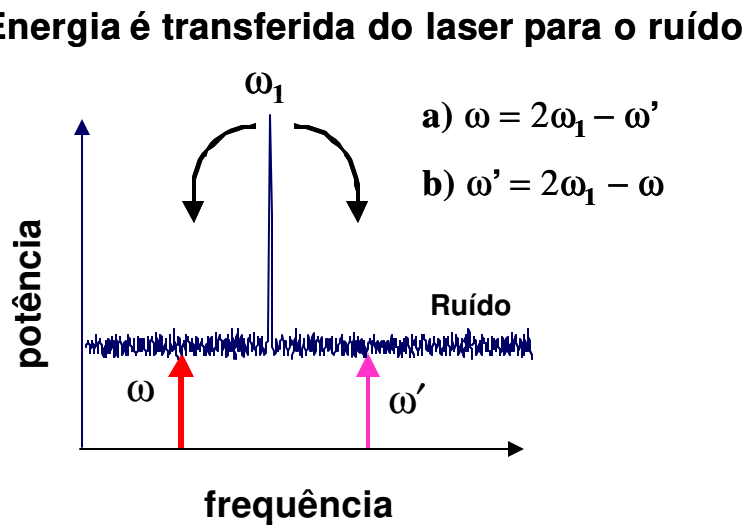

Figura 1.- MI: A energia é transferida do laser para o ruído mediante dois processos acoplados de FWM.

Para estudar experimentalmente este fenômeno, precisamos basicamente de um laser com alta potência e de fibra com dispersão adequada (o laser deve estar na região de dispersão anômala). Na figura 2 apresentamos a montagem experimental típica que utilizamos. A luz de um laser semicondutor sintonizável passa através de um modulador de fase (400 MHz), para alargar a largura de linha do laser e assim eliminar o retro espalhamento Brillouin, e depois por dois AFDEs (o segundo amplificador age como *'booster'*). A potência do laser após o segundo AFDE pode chegar até 22.7 dBm (150 mW) em regime contínuo. Um acoplador 2×2 é utilizado para monitorar o efeito Brillouin e para obter os

espectros de entrada (10%) e saída (90%). A fibra usada é do tipo 'fibra de dispersão deslocada' (DSF, de *Dispersion Shifted Fiber*) com 25 km de comprimento. Os espectros são visualizados em um analisador de espectro óptico (OSA, de *Optical Spectrum Analyzer*) com uma resolução de 0.1 nm.

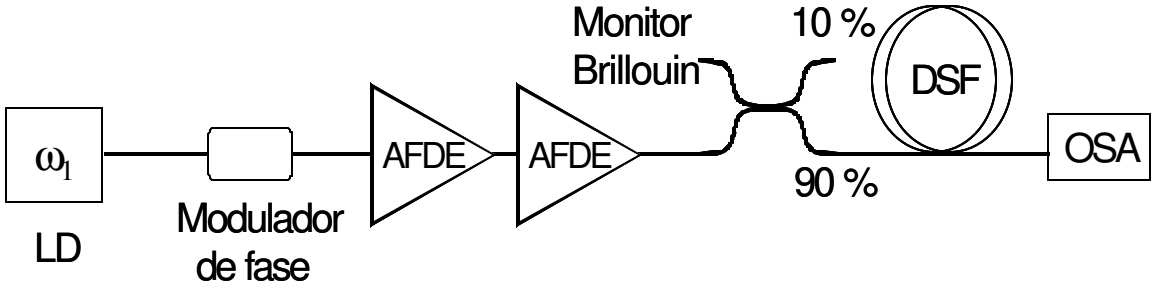

Figura 2.- Montagem experimental. LD: laser a diodo, OSA: analisador de espectro óptico.

3.2.3 <u>Parametros da fibra utilizada</u>.

Os parâmetros desta fibra foram completamente medidos em [18]: coeficiente de atenuação $\alpha = 0.05$ km^{-1}, coeficiente não linear $\gamma = 2.3$ (W km)$^{-1}$, zero de dispersão $\lambda_0 =$ 1551.35 nm, e $S_0 = 0.073$ ps/nm-km. Este último é o coeficiente angular de dispersão ($S = \mathrm{d}D/\mathrm{d}\lambda$) para $\lambda = \lambda_0$ e se relaciona com β_3 através de $S_0 = (2\pi c/\lambda_0^2)^2\beta_3(\omega_0)$.

É conhecido que o parâmetro de dispersão, perto do zero de dispersão, pode ser escrito como $D(\lambda) = S_0\lambda(1 - \lambda_0^3/\lambda^3)/3$. Escrevendo esta relação de dispersão como função de ω temos que $\beta_2(\omega) = -(2\pi c)^2 S_0(1/\omega^3 - 1/\omega_0^3)/3$. Substituindo os valores de λ_0 e S_0 medidos obteremos que $\beta_3(\omega_0) = 0.11$ ps^3/km e $\beta_4(\omega_0) = -0.00039$ ps^4/km.

Uma relação simples entre $\beta_2(\omega)$ e $\beta_3(\omega_0)$ quando ω e ω_0 são freqüências próximas é a aproximação: $\beta_2(\omega_r) = \beta_3(\omega_0)(\omega_r - \omega_0)$.

Todos os nossos experimentos, apresentados nesta tese, foram feitos com esta fibra. Os poucos que foram feitos com outra fibra serão assinalados.

3.2.4 Resultados gerais.

3.2.4.1 Espectro de MI e comparação experimento-teoria.

Injetamos na fibra a luz de um laser cw com freqüência ω_1 e com potência de entrada P_{01} = 75 mW (~18.7 dBm). Na figura 3(a) é mostrado um espectro experimental de entrada (verde) e de saída (preto).

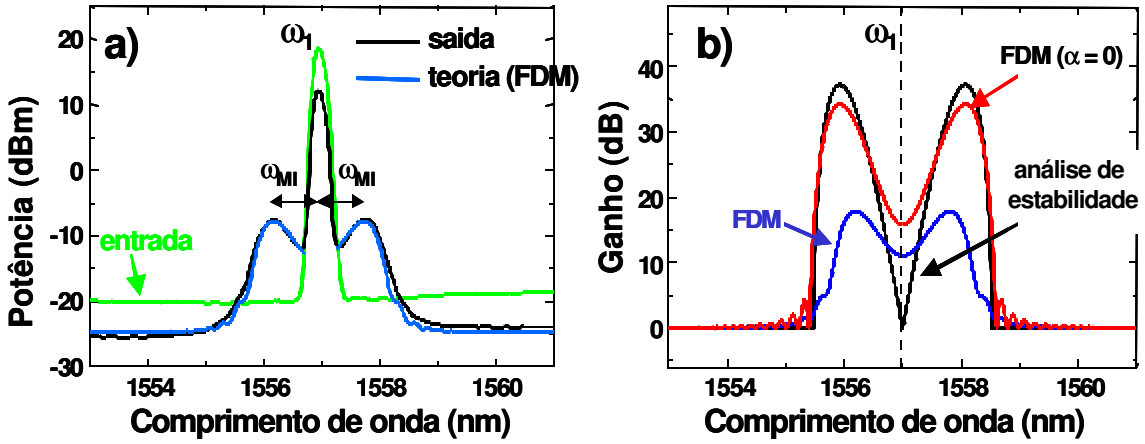

Figura 3.- (a) Espectro experimental de MI (preto) é comparado com o espectro teórico (azul). (b) Comparação dos espectros de ganho do ruído obtidos com o FDM (azul), com o FDM com $\alpha = 0$ (vermelho) e com a análise de estabilidade (preto).

Observamos ao redor do pico do laser a presença de dois lóbulos de ruído amplificado, com os máximos de amplificação (~ 17 dB) localizados em dois pontos, $\omega_1 \pm \omega_{MI}$ onde ω_{MI} é a assim chamada "freqüência de instabilidade modulacional". O ruído deixa de ser amplificado para componentes espectrais afastadas do laser em ~ $\sqrt{2}\,\omega_{MI}$ ou mais.

Resolvemos numericamente a equação 19 do capítulo 2, que descreve estes processos de FWM, com os parâmetros que correspondem à nossa fibra.

Para simplificar o nosso cálculo numérico, consideramos um espectro do ruído plano na entrada e calculamos o espectro de saída do ruído. O espectro de ganho obtido é mostrado em azul (FDM). O acordo entre os espectros de saída experimental e numérico é excelente.

Na figura 3(b) mostramos em preto o espectro obtido usando a análise de estabilidade (equação C11) e em azul o espectro usando o FDM. Note que a análise de estabilidade indica um ganho de 0 dB na posição do laser, em discrepância com os 12 dB do FDM e do experimento. Também, o ganho máximo é 20 dB maior em comparação do FDM. Isto verifica o caráter qualitativo dos espectros obtidos utilizando a análise de estabilidade.

Para comparação, na mesma figura, é mostrado em vermelho o espectro de ganho do ruído obtido com a fórmula analítica para o caso de uma fibra sem atenuação (Eq. (26) do capítulo 2).

3.2.4.2 Cálculo da freqüência de MI.

Voltando na figura 3(a), o máximo de amplificação do ruído ocorre quando os processos de FWM são mais eficientes, isto é, quando a condição de casamento de fase é satisfeita. Para mostrar isto, calculemos $\Delta\beta_T = \Delta\beta + \partial\varphi_{NL}/\partial z = \beta(\omega) + \beta(\omega') - 2\beta(\omega_1) + \partial\varphi_{NL}/\partial z$, onde φ_{NL} é a fase não linear. Teremos que

$$\Delta\beta_T = \beta_2(\omega_1)(\omega_1 - \omega)^2 + 2\gamma P_1, \qquad (1)$$

onde $\beta_2(\omega_1)$ é a dispersão de segunda ordem na freqüência do laser ω_1 e P_1 é a potência do laser em z. Dado que γ e P_1 são valores sempre positivos, só no caso em que $\beta_2(\omega_1) < 0$, podemos ter $\Delta\beta_T = 0$, quando

$$\omega_{MI} = \left| (\omega_1 - \omega) \right| = \sqrt{\frac{2\gamma P_1}{\left|\beta_2(\omega_1)\right|}}. \qquad (2)$$

O interesse no cálculo da freqüência de MI (ω_{MI}) é que indica as posições do máximo de amplificação ($\omega_1 - \omega_{MI}$, $\omega_1 + \omega_{MI}$) e a região de amplificação do ruído ($\omega_1 - \sqrt{2}\,\omega_{MI}$, $\omega_1 + \sqrt{2}\,\omega_{MI}$) com largura de banda $2\sqrt{2}\,\omega_{MI}$. Notamos que para valores de $\beta_2(\omega_1)$ pequenos, isto é, quando o laser se propaga perto de λ_0, a largura de banda de amplificação do ruído pode ser muito grande. Da Eq. 2, substituindo os valores de γ, $P_1 = P_{01}$ e β_2 no experimento, obtemos $\omega_{MI}/2\pi$ = 118 GHz. O valor medido no espectro da figura 3(a) é $(\omega_{MI})/2\pi$ = 95 GHz. A discrepância é devida a que a Eq. 2 não leva em consideração a atenuação da fibra.

Se pode verificar da equação 23 do capítulo 2 que o valor do ganho máximo é proporcional a $\exp(2\gamma P)$ e independe de $\beta_2(\omega_1)$.

3.2.4.3 <u>MI em função da freqüência do laser</u>.

Para verificar a proporcionalidade da ω_{MI} com $\sqrt{1/\left|\beta_2(\omega_1)\right|}$, propagamos agora um laser com P_{01} = 19 dBm para três posições distintas de ω_1. Na figura 4 mostramos os espectros de saída experimental (embaixo) e numérico (acima). Como previsto pode se observar tanto nos espectros medidos como nos calculados, que o pico de ganho é o mesmo (~19

dB) nos três casos e que a largura de banda de amplificação diminui quando o laser se afasta de λ_0.

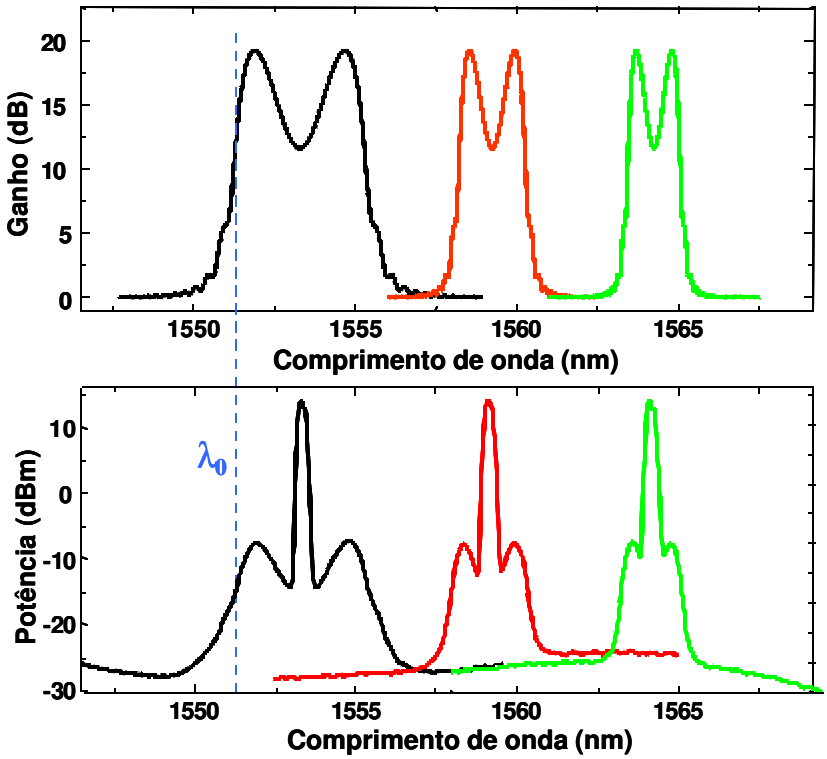

Figura 4.- Espectros de saída para três posições de λ_1: numérico (acima), experimental (embaixo).

3.2.4.4 MI em função da potência do laser.

Na mesma equação para ω_{MI}, observamos também que para γ e P_1 grandes a largura de banda de amplificação é grande. Na figura 5 mostramos o espectro de ganho de MI para 5 valores da potência de entrada. Observamos nesta escala logarítmica que o máximo do ganho aumenta uniformemente com P_{01}, o que implica um crescimento exponencial entanto que a largura de banda onde o ruído é amplificado aumenta com $\sqrt{P_{01}}$.

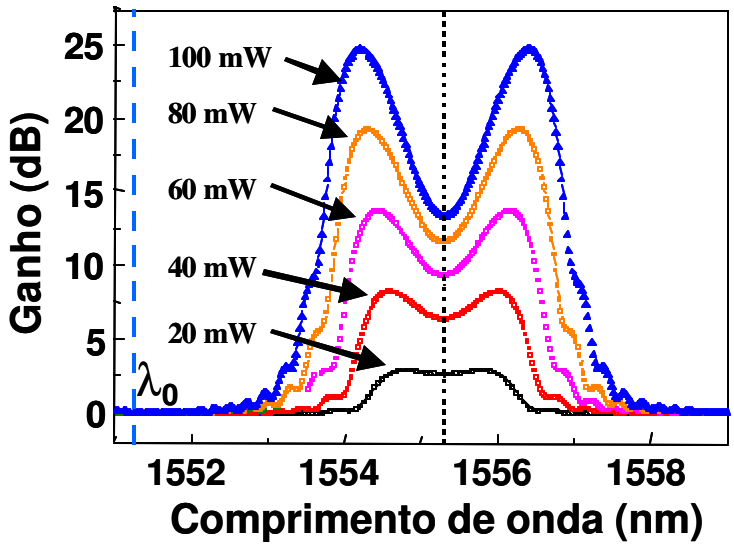

Figura 5.- Espectro de ganho de MI como função de P_{01}. A posição do laser é marcada com os pontos pretos e a posição de λ_0 com o traço em azul.

3.2.4.5 <u>Amplificação 'catastrófica' do ruído</u>.

Uma conclusão interessante da fórmula para a freqüência de MI é que no caso em que o laser se propague no zero de dispersão a freqüência de MI será 'infinita'. Porém, nessa situação, teríamos de considerar os termos da dispersão de ordem maior

$$\Delta\beta_T = \beta_2(\omega_1)(\omega_1 - \omega)^2 + 1/12\beta_4(\omega_1)(\omega_1 - \omega)^4 + 2\gamma P_1.$$

O termo em β_4 vai então limitar a banda de amplificação do ruído. Quando $\lambda_1 \cong \lambda_0$ ocorre a maior banda de amplificação do ruído. Devido a este fato, Marcuse [19] introduziu o termo de amplificação 'catastrófica' do ruído quando o laser se propaga no zero de dispersão. Para ter uma idéia desta amplificação catastrófica, na figura 6 mostramos o cálculo do espectro do ganho para um laser com P_{01} = 100mW (20 dBm) e β_4 = –0.0004 ps^4/km.

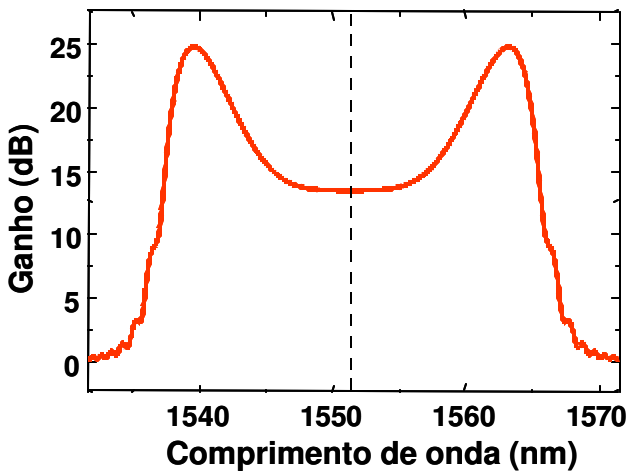

Figura 6.- Espectro calculado de ganho de MI para o caso de 'amplificação catastrófica' de ruído ($\lambda_1 = \lambda_0$).

Para este valor de P_{01}, temos uma banda da ordem de 30 nm onde a amplificação é maior que 15 dB.

Na apresentação das características espectrais principais do espectro de MI, assumimos que o λ_0 é constante ao longo da fibra. Em uma fibra real isto não acontece. Estudaremos a seguir a dependência de MI com flutuações de λ_0 ao longo da fibra.

3.2.5 Espectro de MI com flutuações do zero de dispersão ao longo da fibra.

Numa fibra óptica o zero de dispersão (λ_0) não é constante ao longo do comprimento da fibra. Observa-se uma flutuação de λ_0 devida a dois fatores: 1) o diâmetro do núcleo de uma fibra não é constante mas muda aleatoriamente; 2) o perfil de índices não é constante ao longo da fibra, o que também leva a mudanças de λ_0.

Em [20] foi feito um estudo detalhado da mudança de λ_0 ao longo da fibra devida a essas duas contribuições. Nessa referência se mostra que, para variações do raio da fibra de 1% e para diferenças de índices entre o núcleo e a casca ($n_n - n_c$) variando em 0.02% (típicas

no processo de fabricação de fibras), as flutuações de λ_0 são de 2 a 6 nm em uma escala de 0.1 a 1 metro (flutuações rápidas). Porém, devemos notar que esse trabalho foi feito em 1989 e melhoras no processo de fabricação da fibra tem acontecido desde essa data.

As flutuações em escalas de 1 a 10 km (flutuações lentas), que podem ser medidas com diversos métodos [21], variam de fibra a fibra e podem ser de 1 a 10 nm .

Diversos estudos foram feitos para entender o efeito de mudanças (aleatórias e não aleatórias) de λ_0 ao longo da fibra no espectro de MI [22-25]. A influência de uma mudança aleatória de λ_0 no espectro de MI foi estudado teoricamente usando a análise de estabilidade em [22]. A atenuação da fibra não foi levada em conta, e foi mostrado que flutuações aleatórias de λ_0 levam a uma redução do ganho de MI (proporcional à variância da flutuação).

Com a modelagem desenvolvida no capítulo 2 é possível levar em conta mudanças do zero de dispersão, aleatórias e não aleatórias, de modo muito simples. Dado que a fibra de comprimento L e dividida em N pedaços (vide apêndice B no capítulo 2), podemos mudar o valor de λ_0 a cada L/N metros (ou cada nL/N metros, n inteiro).

3.2.5.1 <u>Mudanças aleatórias do zero de dispersão</u>.

Fizemos simulações da propagação em 25 km de fibra (com $\lambda_0 = 1551.3$ nm) de um laser com $P_{01} = 75$ mW localizado em $\lambda_1 = 1557$ nm. Isto faz com que $\beta_2(\omega_1) \cong \beta_3(\omega_0)(\omega_1 - \omega_0) = -0.65$ ps^2/km, onde $\beta_3(\omega_0) = 0.11$ ps^3/km. Para entender pouco a pouco a influencia das flutuações de λ_0 no espectro de MI, preliminarmente fizemos uma mudança de λ_0 totalmente aleatória com média e autocorrelação zero, e variância crescente. Na figura 7

mostramos a variação de β_2 em função de L. Notemos que, uma variação em β_2 de 0.1 ps^2/km, corresponde, grosso modo, a uma variação em λ_0 de 1 nm.

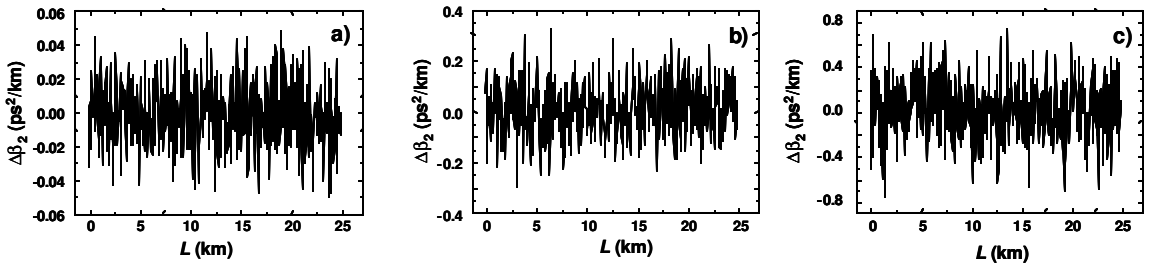

Figura 7.- Flutuações da dispersão em função da posição na fibra, com desvio padrão (a) 0.25 nm, (b) 1.3 nm e (c) 2.8 nm.

Para este estudo preliminar, modelamos a variação de λ_0 como $\lambda_0(z)$ = 1551.3 nm + $\delta\lambda(z)$, onde $\delta\lambda(z)$ é uma variável aleatória que assume um valor diferente a cada 12.5 metros de fibra. Nas simulações geramos esta variável segundo um processo gaussiano com média zero e desvio padrão σ_λ. Isto produz uma variação $\Delta\beta_2$ no valor da dispersão. Na figura 7 mostramos $\Delta\beta_2$ para três valores do desvio padrão σ_λ = 0.25 nm (fig. 7a), σ_λ = 1.3 nm (fig. 7b) e σ_λ 2.8 nm (fig. 7c). Os espectros de ganho obtidos são mostrados nas figuras 8(a), (b) e (c), respectivamente. Observamos que conforme aumenta a variância, o ganho e a largura de banda de amplificação diminuem. Porém, temos que ressaltar o seguinte: no laboratório, nós fizemos uma série de medidas de espectros de MI com diferentes tipos de fibras DSF e nós nunca encontramos uma diminuição do ganho tão forte como no caso apresentado na figura 8c; concluímos que essa flutuação de λ_0 (da ordem de 10 nm), não acontecem numa fibra real.

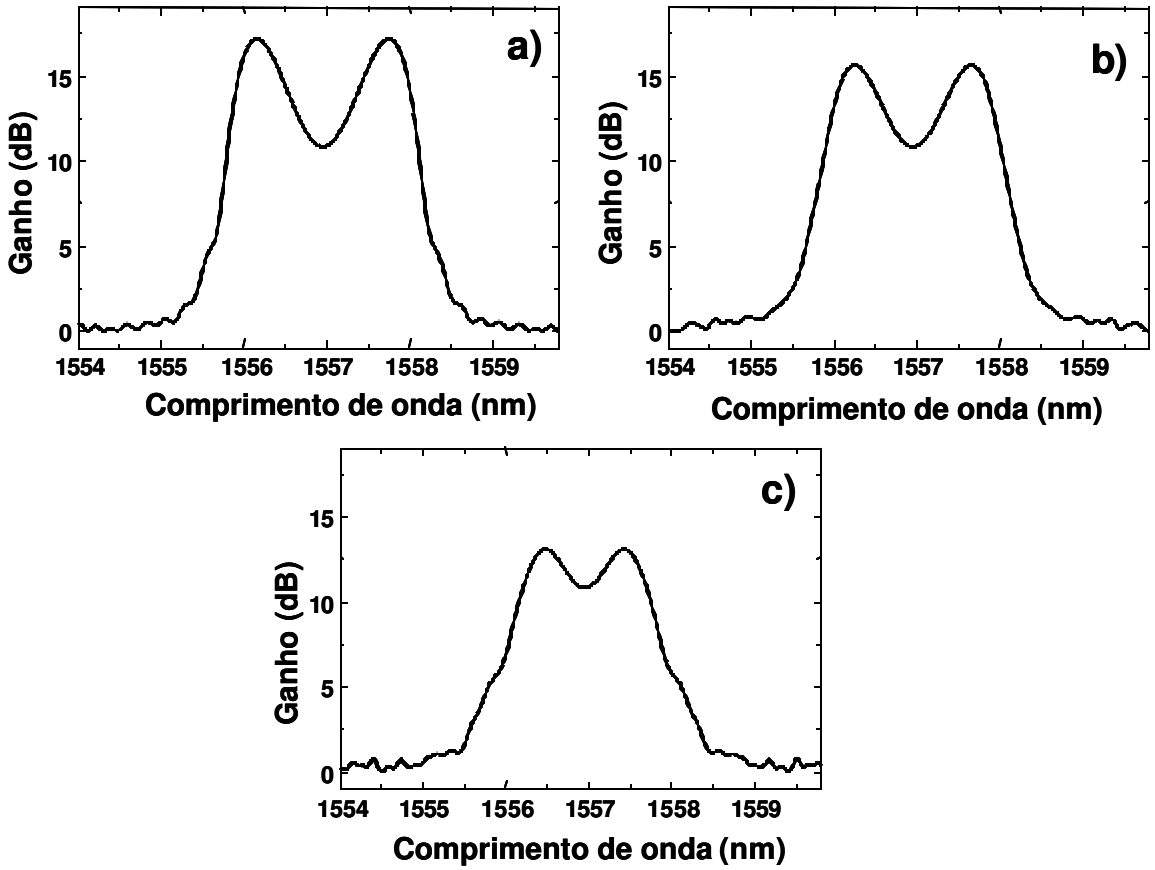

Figura 8.- Espectros de MI com as flutuações de λ_0 apresentadas na figura 7. O espectro em (c) representa um caso muito irrealista, i.e., em experimentos nunca encontramos uma diminuição tão forte do ganho e da banda de amplificação.

As flutuações de λ_0 apresentadas na figura 7 são irrealistas, que poderiam, no melhor dos casos, corresponder só às flutuações de curta escala. Como foi já ressaltado, a flutuação em 7(c), não corresponde sequer a flutuações rápidas realistas.

Para analisar situações mais realistas, modelamos λ_0 como: $\lambda_0(z) = 1551.3$ nm + $\delta\lambda(z)$ + $\Delta\lambda(z)$. Onde $\delta\lambda(z)$ é uma flutuação rápida (3.8 metros de separação entre um valor e outro, com comprimento de correlação igual a zero) modelado como um processo gaussiano com média zero e variância 1.2 nm. $\Delta\lambda(z)$ é uma flutuação modelada como um valor constante para cada 90 metros e varia aleatoriamente com valores extremos

separados até 2.2 nm. Na figura 9 (a) e (b) mostramos os resultados, onde β_2 é graficado em função do comprimento da fibra.

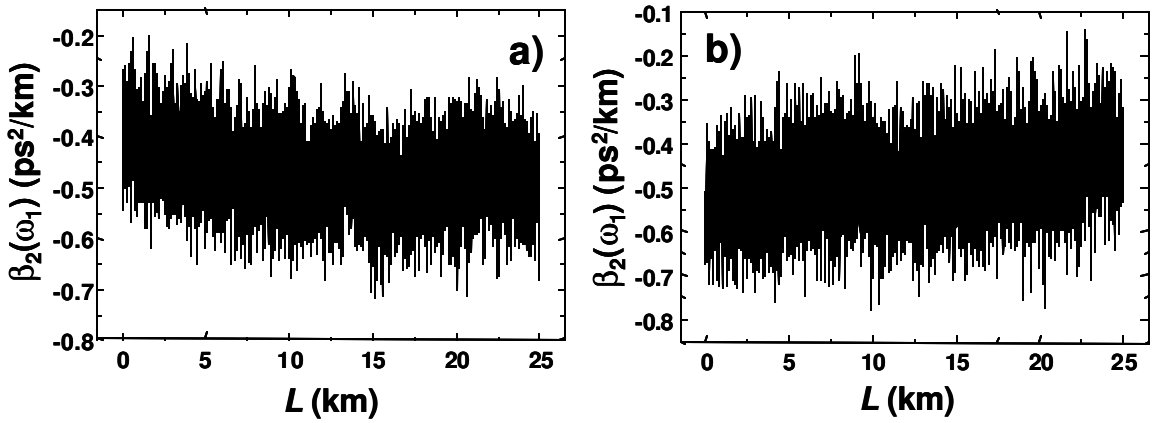

Figura 9.- A flutuação do zero de dispersão tem uma componente rápida e outra lenta.

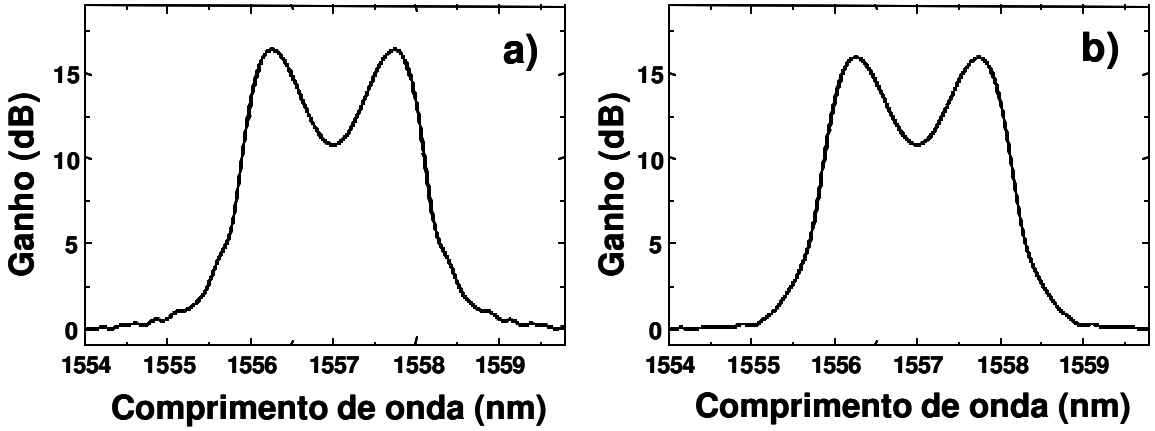

Figura 10.- Espectros de MI resultantes de variações de λ_0 mostradas na figura anterior.

Na figura 10(a) e (b) apresentamos os espectros correspondentes às flutuações em 9(a) e 9(b), respectivamente. A potência do laser é novamente 75 mW, e observamos que o espectro não apresenta profundas modificações, só uma ligeira redução do ganho e da ω_{MI}.

3.2.5.2 Mudanças periódicas do zero de dispersão.

Até onde sabemos, existem dois trabalhos publicados na literatura [23,26] sobre MI em sistemas onde mudanças periódicas de λ_0 eram feitas num sistema com o intuito de compensar a dispersão (esta técnica é conhecida como gerenciamento da dispersão, *dispersion management*). Os trabalhos são teóricos e usam a análise de estabilidade. Eles concluíam que além dos dois lóbulos de ruído amplificado ao redor do laser, novas bandas de amplificação podiam existir. Nos fizemos uma serie de simulações para tentar reproduzir esses resultados.

Em [26] foi estudado a propagação, num enlace de 2000 km, de um laser na presença de ruído. Como mostrado na figura 11, o enlace consiste de 20 trechos de 100 km onde a dispersão muda entre dois valores. A atenuação foi considerada nula e a parte periódica da dispersão foi desenvolvida em série de Fourier o que levou a uma solução analítica para a potência do ruído escrita em termo de funções de Bessel. Nesse trabalho foram apresentadas 5 enlaces

Simulamos vários 'mapas' de mudanças de λ_0. Na figura 11 apresentamos três espectros de 'MI' com seus respectivos mapas de dispersão. A potência do laser na entrada da fibra é P_{01} = 75 mW e o comprimento da fibra DSF L = 120 km. Podemos afirmar que o espectro de amplificação do ruído depende fortemente do mapa de dispersão usado. No presente caso λ_0 permanece constante por 25 km e depois muda para outro valor. Os dois valores de λ_0 produzem uma 'dispersão efetiva' ou dispersão média, que para os mapas da figura 11 (a), (b) e (c) são de –0.4 ps^2/km, 0.3 ps^2/km e –0.025 ps^2/km, respectivamente.

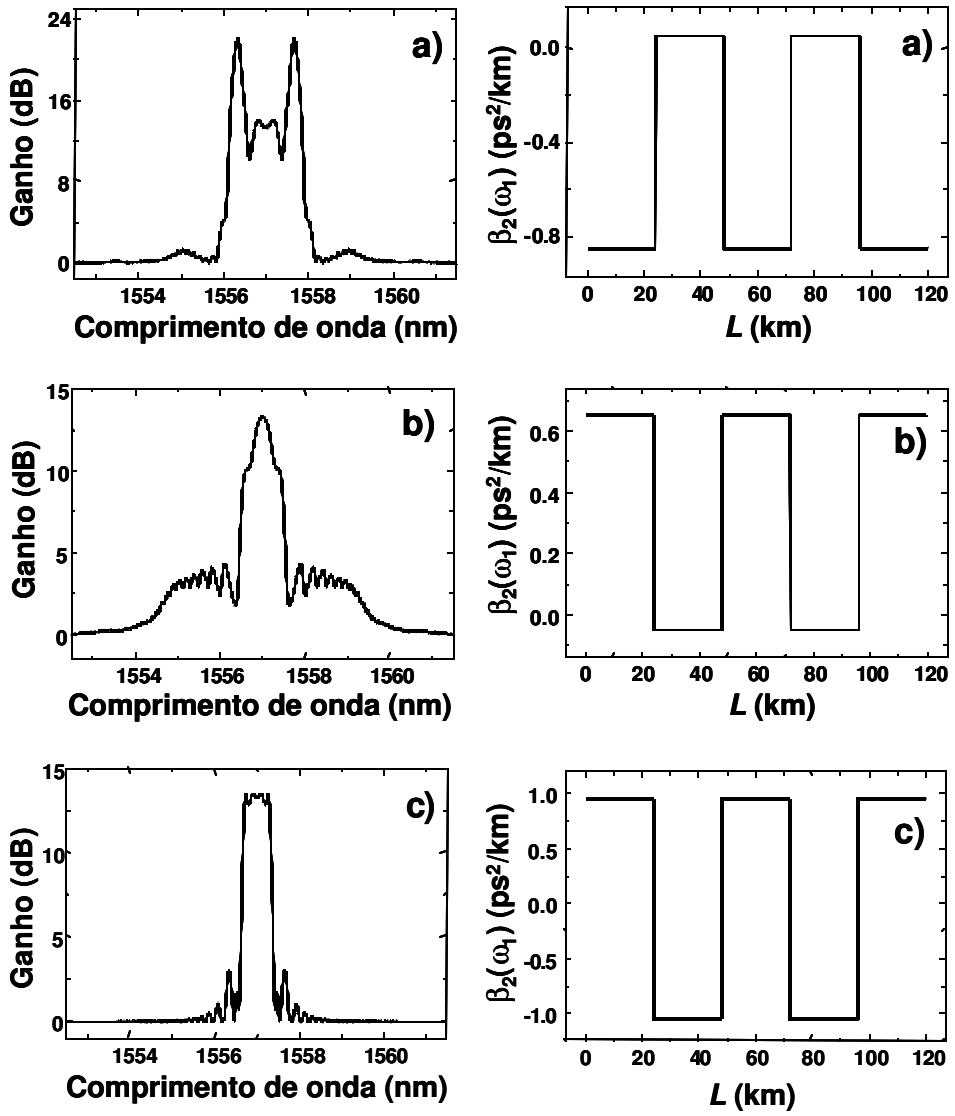

Figura 11.- Espectros simulados de amplificação de ruído (esquerda) com os respectivos 'mapas' de dispersão (direita).

Uma grande diferença existe entre os nossos resultados e os reportados em [23,26]. Em nossos espectros não aparecem os conhecidos lóbulos de MI adicionados de outros picos suplementareis de ruído amplificado. Nossos espectros mudam completamente.

Nós simulamos também com fibras mais compridas, e com idêntica potência do laser na entrada da fibra (que agora tem 200 km com λ_0 mudando cada 18 km).

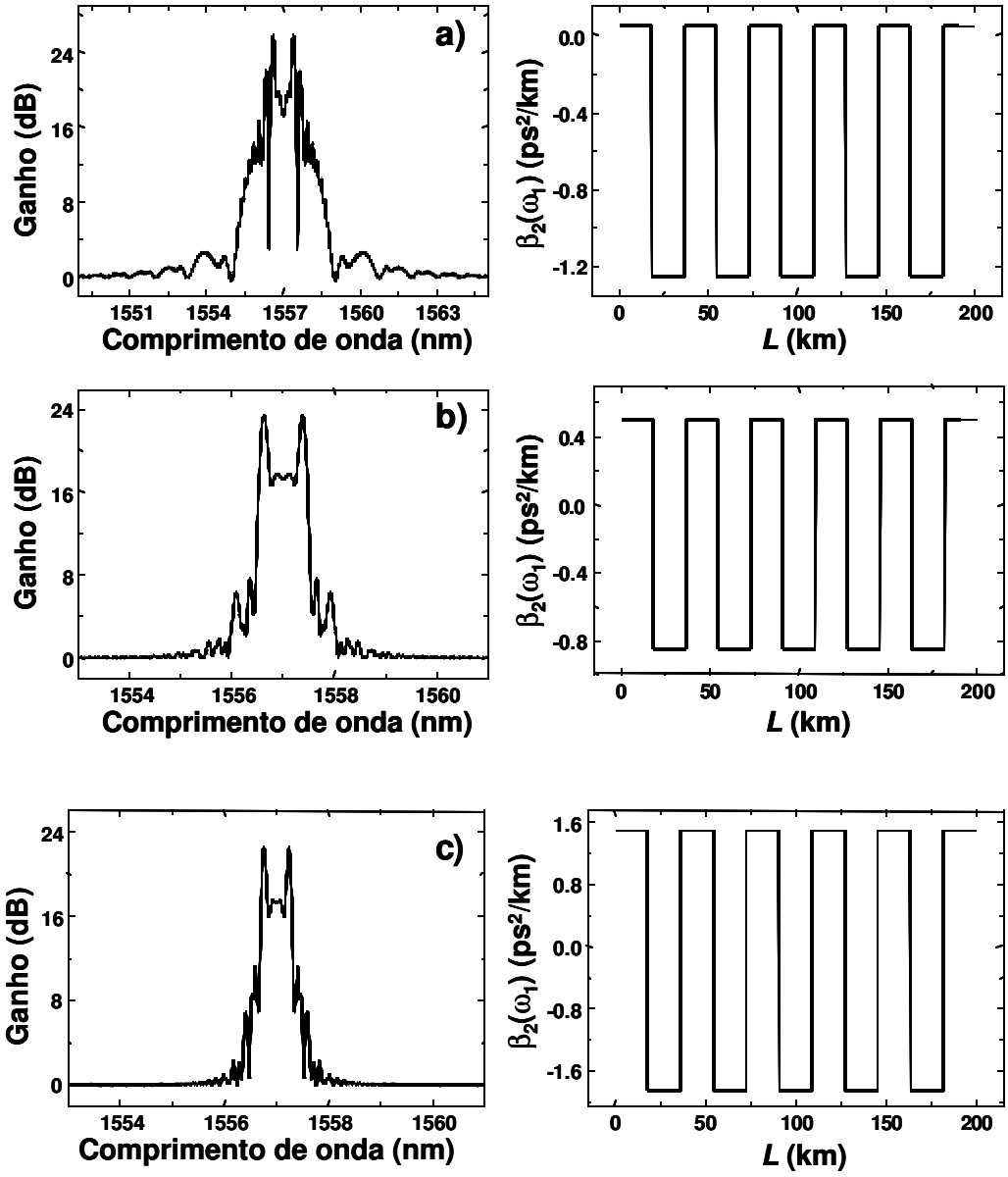

Figura 12.- Espectros de amplificação de ruído (esquerda) com os respectivos 'mapas' de dispersão (direita).

Na figura 12 apresentamos os mapas de dispersão e os espectros obtidos. Como na figura anterior, os espectros de MI são fortemente modificados.

3.2.6 Mudanças periódicas da potência do laser.

Em [27] foi estudada a propagação de um laser em um sistema com zero de dispersão constante ($\beta_2(\omega_1) = -1 ps^2/km$) e com amplificadores periodicamente espaçados. Eles resolveram numericamente a equação não linear de Schrödinger e concluíram que novas bandas de instabilidade apareciam. Eles explicaram o casamento de fase era assistido por uma 'grade de fase' gerada pela periodicidade dos amplificadores. Nós fizemos simulações considerando este caso e não encontramos essas bandas de amplificação preditas: o espectro basicamente não muda de forma em relação ao caso sem amplificação periódica. Posteriormente, um trabalho feito por um grupo da Itália [28] mostrou que as bandas reportadas em [27] eram artefatos numéricos. A pesar de que a discrepância entre os nossos resultados e os da ref. [27] fora elucidada em [28], nós decidimos mencionar isto nesta tese para realçar o fato de que o nosso método (FDM) não apresenta artefatos numéricos, como é o caso do método Split Step Fourier utilizado para resolver a ENLS.

3.2.7 Efeitos da Polarização.

No nosso modelo temos assumido que o laser e o ruído têm polarização linear e paralela entre elas. No experimento, porém, o ruído tem todas as polarizações possíveis e o laser evolui de uma polarização linear a uma elíptica, devido à birrefringência aleatória da fibra.

O FWM depende da polarização das ondas envolvidas a través de $\chi^{(3)}(\omega;\omega_1,\omega_2,\omega_3)$: um laser linearmente polarizado vai interagir mais fortemente com as componentes do ruído que tiverem o mesmo estado de polarização que o laser. Isto vem da natureza tensorial de χ: $\chi^{(3)}_{yxxy} = \frac{1}{3}\chi^{(3)}_{xxxx}$.

O fato de nossas medidas coincidirem muito bem com as simulações é devido em parte a que, o valor de γ que nós utilizamos (γ depende de $\chi^{(3)}$), é um valor médio que leva em conta as flutuações da birrefringência da fibra ao longo do seu comprimento.

Uma forma de analisar experimentalmente a dependência do MI com a polarização é a seguinte: No final dos 25 km da fibra colocamos um controlador de polarização seguido de um polarizador. A polarização do laser na saída da fibra é, em geral, elíptica pois a polarização do laser muda em comprimentos de poucos centímetros devida à birrefringência residual da fibra. Com o controlador de polarização podemos transformar esta polarização elíptica em quase linear, e tal que essa polarização linear seja perpendicular ou paralela ao polarizador.

Mostramos o resultado na figura 13. Em verde temos o espectro quando a luz do laser está polarizada perpendicularmente ao polarizador (extinção nominal de ~30 dB) e em vermelho o espectro de saída para o caso paralelo. Para comparação em preto é mostrado o espectro de MI sem polarizador.

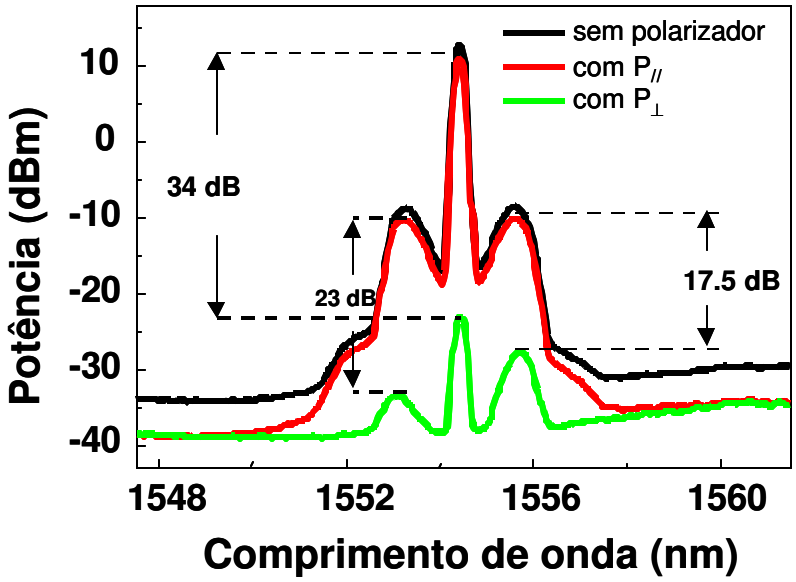

Figura 13.- Espectro de MI como função da polarização do ruído amplificado.

Observamos que o laser é extinto ~34 dB pelo polarizador em relação ao caso paralelo. Este valor, indica a taxa de extinção do polarizador. Observamos também que os lóbulos de ruído amplificado são atenuados em 17 e 23 dB, respectivamente.

Basicamente podemos entender este resultado do modo seguinte: o laser interage preferentemente por FWM com as componentes do ruído que tenham a mesma polarização que a dele. Isto faz, grosso modo, que o ruído amplificado tenha a mesma polarização que aquela do laser. Isto pode se verificar observando que as componentes do ruído não amplificadas por FWM, têm 3 dB menos potência (respeito do caso sem polarizador), tanto para ocaso $P_{//}$ e $P_{\perp}$.

O fato de que os lóbulos de ruído amplificado não são totalmente atenuados pelo polarizador é devido a que (porém em grado muito menor) as componentes do ruído com polarização perpendicular àquela do laser também são amplificadas.

A diferencia de atenuação entre um lóbulo e o outro (23 dB versus 17.5 dB) é devida à dependência da birrefringência com o comprimento de onda.

3.3 -Laser se propagando na região de dispersão normal.

3.3.1 Introdução.

Quando o laser em ω_1 se propaga na região de dispersão normal, não é satisfeita a condição de casamento de fase que leva a uma amplificação exponencial do ruído. É útil considerar a equação 23 do capítulo 2 para fibras sem atenuação ($\alpha = 0$) para ter uma descrição qualitativa da forma do espectro.

Para o caso de um espectro de entrada plano (i.e. $N_0(\omega) \sim N_0(\omega')$), quando $\beta_2(\omega_1) > 0$, g na equação 23 é imaginário puro ($g = ih$, com $h = (4\gamma P_{01}\Delta\beta + \Delta\beta_2)^{1/2}$ um número real) e o espectro de saída é dado por

$$N(\omega)/N_0(\omega) = 1 + 8\gamma^2 P_{01}^2 \sin^2(hL/2)/h^2 \qquad (3)$$

que é uma função oscilatória da freqüência, com um período que depende da distância L e da potência. A intensidade vai como $8\gamma^2 P_{01}^2/g^2$.

3.3.2 Resultados.

Propagamos um laser de alta potência (P_{01} = 18.5 dBm) na fibra DSF na região de dispersão normal (λ_1 = 1550.3 nm). Na figura 14 apresentamos o espectro experimental de entrada e de saída em vermelho e preto, respectivamente. Em azul apresentamos a resultado da simulação utilizando nossa modelagem. Observamos uma boa concordância entre a teoria e o experimento, porém a concordância é menor que para o caso de MI.

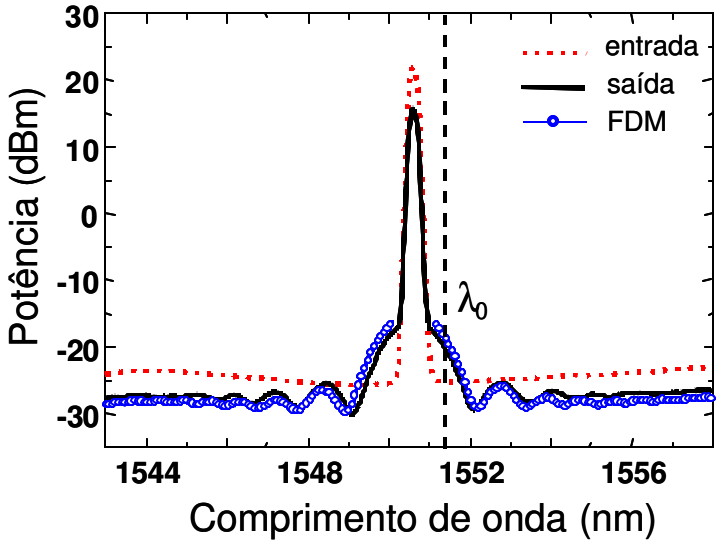

Figura 14.- Espectro de entrada e saída para um laser se propagando na região de dispersão normal.

Observamos oscilações da potência do ruído, as quais decrescem em amplitude e em período para componentes espectrais do ruído afastadas da posição do laser.

A diminuição da amplitude destas oscilações está em acordo com a dependência de $N(\omega)$ com $8\gamma^2 P_{01}^2/h^2$ onde γ e P_{01} são constantes e $h = [-4\gamma P_{01}\beta_2(\omega_1)\Delta\omega^2 - (\beta_2(\omega_1)\Delta\omega^2)^2]^{1/2}$ aumenta quando $\Delta\omega^2 = |\omega - \omega_1|^2$ aumenta.

O período das oscilações depende de L e h (que depende de $\Delta\omega^2$ e de $\beta_2(\omega_1)$): vai diminuir se $\Delta\omega^2$, $\beta_2(\omega_1)$ e L aumentam. Na figura 14 verificamos que quando $\Delta\omega^2$ aumenta, o período das oscilações diminui, i.e., são mais finas e menos visíveis dada a resolução de 0.1 nm do nosso OSA.

Para verificar a dependência com $\beta_2(\omega_1)$ e com L, fizemos medidas com idêntica potência na entrada da fibra P_{01} deslocando a posição do laser em relação ao zero de dispersão. Na figura 15 verificamos que no caso (b) (onde $\beta_2(\omega_1)$ é maior em relação ao caso (a)) as oscilações são menos visíveis.

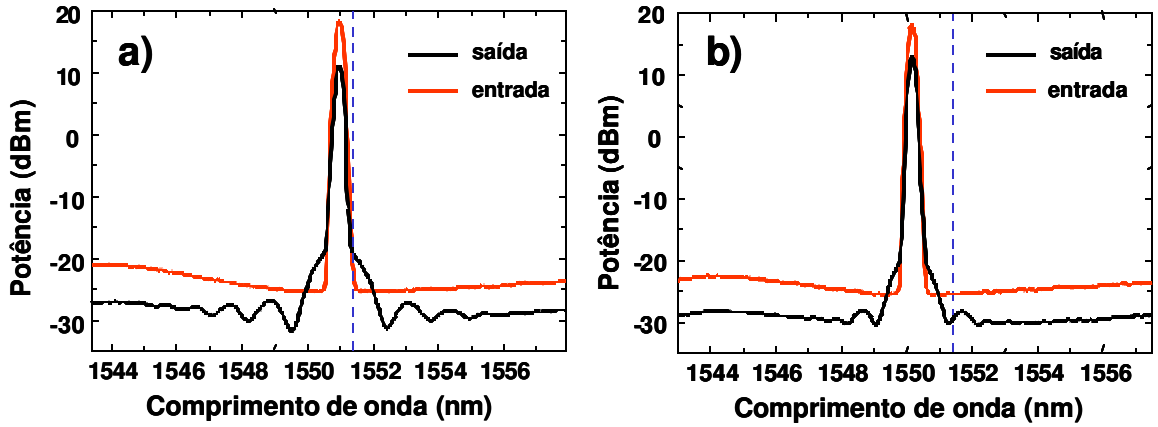

Figura 15.- Espectros de entrada e saída com P_{01} = 75 mW e (a) λ_1 = 1550.95 nm e (b) λ_1 = 1550.15 nm. O zero de dispersão é mostrado em traço azul.

Dado que o período das oscilações também depende de L, fizemos medidas com uma fibra mais curta, com L = 11 km, esperando observar períodos maiores. Nesta fibra, com λ_0 ~ 1558 nm e γ = 3.2 $(W\text{-}km)^{-1}$, esperamos ainda observar maior amplitude das oscilações pois γ é maior do que no caso anterior. Na figura 16 apresentamos o espectro de saída obtido, onde verificamos a consistência com as nossas expectativas.

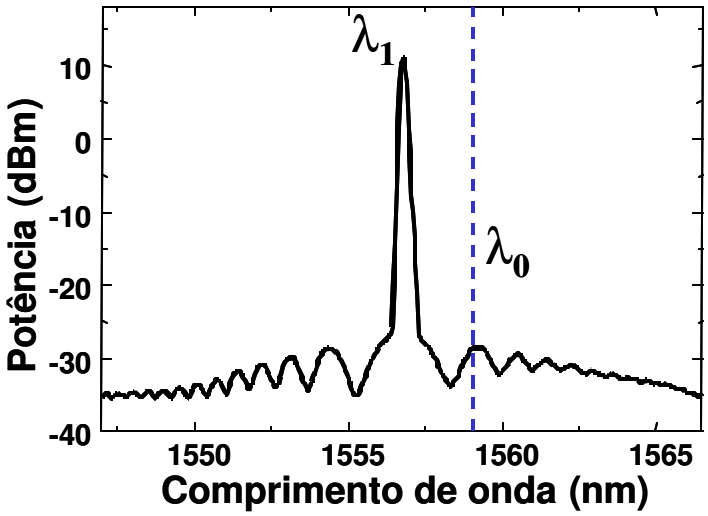

Figura 16.- Espectro de saída após 11 km de propagação de um laser na região normal. P_{01} = 19 dBm.

A obtenção experimental destas oscilações é menos simples que a MI. Para as figuras apresentadas nesta seção, é preciso ter alta potência e posicionar o laser muito perto do zero de dispersão. Um estudo numérico deste caso foi feito por Agrawal e colaboradores em [29]. Ressaltamos que estas oscilações só tinham sido observadas no espectro do sinal detectado com fotodiodo, usando um analisador de espectro elétrico [30]. As nossas medidas, até onde conhecemos, são as primeiras feitas no espectro óptico.

3.4 Penalidades produzidas em sistemas de comunicações ópticas devido à interação entre um laser e ruído.

A amplificação do ruído por MI vai levar a uma degradação da relação sinal-ruído (SNR) num sistema de comunicação óptica. Só a parte deste ruído que passa pelo filtro óptico, e depois de fazer um batimento com o sinal cair dentro da banda do filtro elétrico vai afetar a performance do sistema. Por outro lado, a combinação de automodulação de fase e dispersão vai produzir uma diferente distorção nos pulsos (bits), dependendo se a propagação é na região anômala ou na região normal.

Para estudar isto, nós fizemos simulações da propagação em 120 km de fibra DSF de um trem de pulsos consistindo de 32 bits em um formato de modulação NRZ. A taxa de modulação é de 20 Gb/s, e o laser se propaga na região anômala e na região normal, considerando diferentes valores de potência de entrada P_{01}.

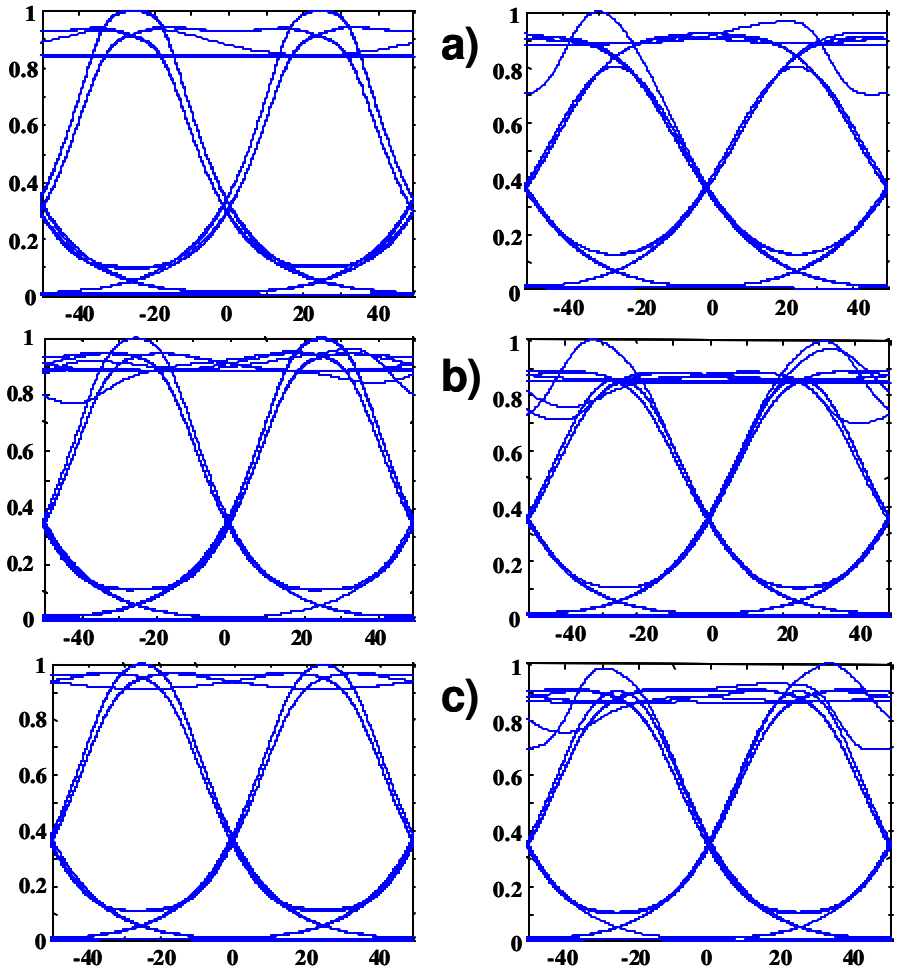

Figura 16.- L = 120 km, $\beta_2 = -0.583$ ps^2/km (esquerda) e $\beta_2 = 0.583$ ps^2/km (direita), para (a) P_{01} = 75 mW, (b) P_{01} = 25 mW e (c) P_{01} = 10 mW.

Na figura 16 mostramos nossos resultados. A dispersão é $|\beta_2(\omega_l)| = 0.583$ ps^2/km, tanto positiva como negativa. Observamos que, para este valor de dispersão, a transmissão na região de dispersão anômala (onde a MI ocorre) é mais bem sucedida, pois o olho fica mais aberto. Porém, em geral é aceito que a propagação na região normal leva a melhores performances respeito à propagação na região anômala [19, 31-37].

De fato, quando o laser se propaga na região anômala um efeito de sóliton tende a ocorrer, isto é, os efeitos dispersivos e de automodulação de fase vão se compensar, e os

bits tenderão a manter a forma inicial, podendo até ficar mais estreitos para potências mais altas. A quantidade de ruído amplificado é pequena para os valores típicos das potências dos lasers usados em sistemas de comunicações ópticas, e só um efeito acumulativo pode levar este ruído amplificado até valores necessários para penalizar a transmissão do sistema. Este caso acontece em sistemas submarinos onde os enlaces são de 6000 kilometros sem regeneração. Nestes enlaces o efeito da MI penaliza a performance do sistema.

3.5 Geração de um buraco no espectro do ruído induzido por um laser de alta potência.

3.5.1 Introdução.

No decorrer das medidas experimentais dos espectros apresentados nas seções anteriores deste capítulo, nós observamos um novo efeito, não reportado na literatura: a geração de um buraco no espectro do ruído induzido por um laser de alta potência.

Na presente seção estudamos este efeito numérica e experimentalmente e mostramos que é devido a dois processos acoplados de FWM. Descrevemos as principais características espectrais deste efeito (tamanho, profundeza, dependência com flutuações de λ_0, etc).

3.5.2 Resultados.

Propagamos um laser de alta potência (P_{01} = 18.5 dBm) e freqüência ω_1 (λ_1 = 1560 nm) em 25 km de fibra DSF com λ_0 = 1551.35 nm. Na figura 17(a), em vermelho mostramos o espectro experimental de entrada e em preto o espectro de saída. No espectro de saída, os lóbulos de ruído amplificado ao redor do laser em ω_1 são devidos a MI. Observamos também um buraco no espectro do ruído em ω_d, o qual está localizado simetricamente à

posição do laser em ω_1 respeito do zero de dispersão (ω_0), i.e., $\omega_1 + \omega_d = 2\omega_0$. O buraco tem uma profundidade máxima de ~2 dB e uma largura a meia altura de 0.8 nm.

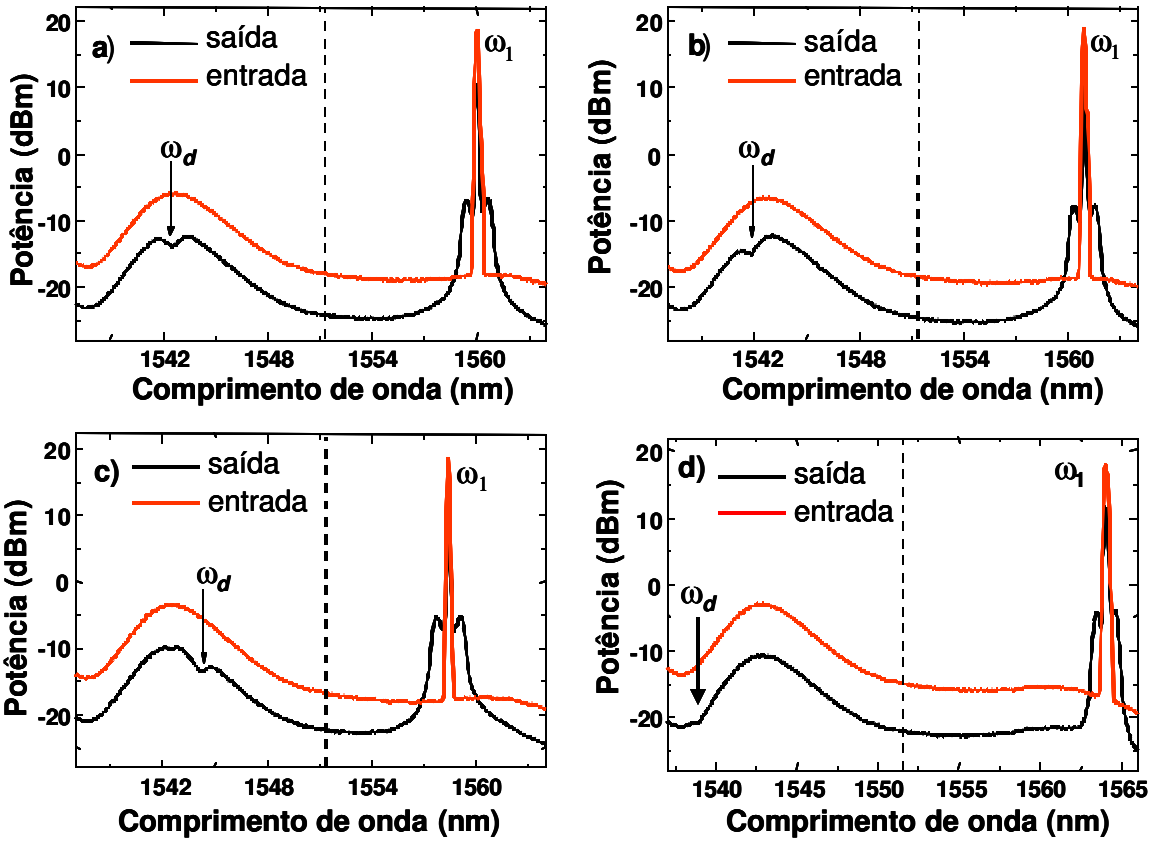

Figura 17.- Propagação de um laser de alta em presencia de um ruído assimétrico. λ_1 = (a) 1560, (b) 1560.8, (c) 1558.4 e (d) 1561.6 nm.

Para verificar se o buraco está sempre localizado simetricamente ao laser respeito λ_0, deslocamos o laser para três posições distintas. Nas figuras 17(b), (c) e (d) são mostrados os espectros para os casos λ_1 = 1560.8 nm, λ_1 = 1558.4 nm e λ_1 = 1561.6 nm, respectivamente. Pode notar-se que o buraco em λ_d satisfaz sempre a relação $\omega_1 + \omega_d = 2\omega_0$ (esta característica é típica de casamento de fase de um processo de FWM).

Na figura 17(d) observa-se que o buraco é bem menor respeito aos casos anteriores. A diferencia desta última figura com as anteriores é que a potência em ω_d é vários dBs

menor. Isto também nos leva a pensar que o buraco é devido a processos de FWM, pois, como já foi explicado antes, os processos de FWM são mais intensos se aumentarmos a intensidade das ondas incidentes. Para confirmar isto, nós fizemos uma serie de medidas experimentais mudando a potência do laser em ω_1 e a potência em $\omega_d = 2\omega_0 - \omega_1$ e verificamos que é necessário uma potência elevada do laser em ω_1 e do ruído em ω_d, para observar este buraco.

Na figura 18 mostramos o espectro subtraído (saída – entrada) para os casos (a), (b) e (c) da figura 17.

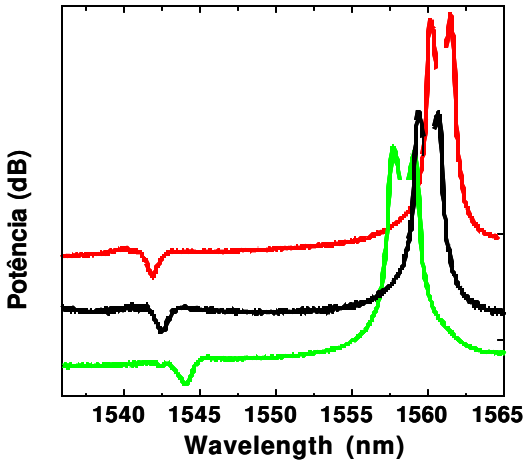

Figura 18.- Espectros subtraídos = (saída – entrada), correspondentes aos casos 17a (preto), 17b (vermelho) e 17c (verde).

3.5.3 Processos de FWM.

Passemos agora a descrever os processos de FWM responsáveis por este efeito. Estes são: processo 1) $\omega_1 + \omega_d - \omega = \omega'$ e processo 2) $\omega_1 + \omega_d - \omega' = \omega$. São dois processos acoplados que transferem energia de ω_1 e ω_d a ω e ω'. Pode parecer um tanto arbitrário a escolha destes processos, porém uma lógica foi seguida: a) Ao fazer medidas de interação de dois lasers com ruído, observamos que se um segundo laser de alta potência é

posicionado em ω_d, então o ruído é amplificado em quantidades maiores ainda que no caso de MI e numa banda larga (compreendida entre os dois lasers). Isto é, a energia e transferida de ω_1 e ω_2 (ω_d) a ω e ω'. Este é um resultado do próximo capítulo que nós adiantamos só com o intuito de expor a nossa hipótese de que o buraco é devido a uma transferência de energia desde ω_d a ω e ω'. b) Várias processos de FWM podem ser candidatos além dos processos 1) e 2) (i.e. $\omega_1 - \omega_d + \omega = \omega'$, $\omega_d - \omega_1 - \omega' = \omega$). Para verificar qual é, devemos calcular $\Delta\beta_T$ e escolher aquele com $\Delta\beta_T$ menor.

Nós calculamos $\Delta\beta_T$ para vários processos e verificamos que são os processos 1) e 2) os únicos casados em fase quando $\omega_d = 2\omega_0 - \omega_1$. O cálculo de $\Delta\beta_T$ é simples: expandindo a dispersão em torno de $\omega_r = (\omega_1 + \omega_d)/2$, a diferencia dos vetores de onda é dado por

$$\Delta\beta_T = \beta_2(\omega_r)[(\omega_1 - \omega_r)^2 + (\omega_d - \omega_r) - (\omega - \omega_r)^2 - (\omega' - \omega_r)^2] +$$

$$\beta_4(\omega_r)[(\omega_1 - \omega_r)^4 + (\omega_d - \omega_r)^4 - (\omega - \omega_r)^4 - (\omega' - \omega_r)^4] + \gamma P_1.$$

Se $\omega_r = \omega_0$ (então ω_1 e ω_d são simétricas em relação a ω_0) temos $\beta_2(\omega_0) = 0$, o que faz que este processo de FWM é cassado em fase até a terceira ordem:

$$\Delta\beta_T = \beta_4(\omega_r)[(\omega_1 - \omega_r)^4 + (\omega_d - \omega_r)^4 - (\omega - \omega_r)^4 - (\omega' - \omega_r)^4] + \gamma P_1.$$

Este processo prove ganho para uma grande banda de componentes espectrais do ruído em ω e ω' a expensas do laser e do ruído em ω_d os quais são debilitados (ver mais no capítulo 4).

Já que sabemos quais processos de FWM são responsáveis por este efeito, poderíamos tentar modelar este efeito usando a nossa modelagem e comparar com os nossos experimentos. Porém, dado que nestes processos temos dois fótons do ruído em ω_d e outro em ω (ou em ω') interagindo com um fóton do laser para gerar uma onda em ω' (ou

em ω), a polarização não linear será quadrática no campo do ruído, ou que inviabiliza o uso da teoria desenvolvida no capítulo 2 pois a condição $P(\omega_1)$, $P(\omega_d) >> P(\omega)$ não é mais satisfeita.

Outro membro do grupo, Stefan Tenenbaum, tem implementado um programa de resolução numérica da equação não linear de Schrödinger, onde a implementação do ruído (campo do ruído com média zero e variância que fixa o nível de potência) foi feita com muito cuidado. Nós fizemos um trabalho em equipe para comparar os meus resultados experimentais com as simulações feitas por ele.

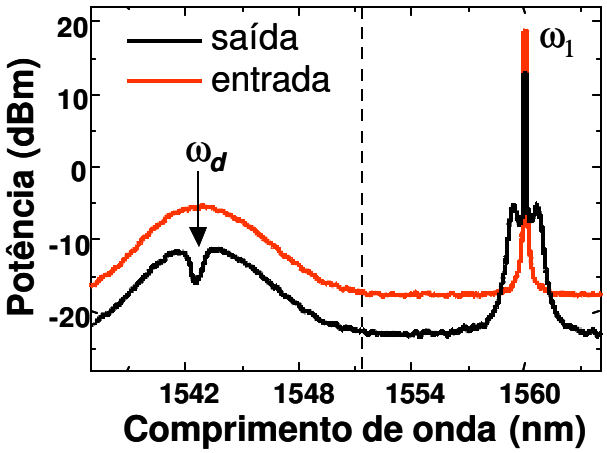

Figura 19.- Espectro obtido resolvendo numericamente a ENLS para o caso apresentado na figura 17(a).

Os espectros experimentais de entrada foram utilizados para construir os espectros de entrada para a simulação. Na figura 19 apresentamos o espectro de entrada e de saída simulados, onde foram utilizados os mesmos parâmetros que na figura 17(a). Notemos que os dois espectros de entrada são quase idênticos. No espectro de saída os lóbulos em torno do laser em ω_1 são devidos a MI. Um buraco no espectro do ruído aparece em $\omega_d = 2\omega_0 - \omega_1$. Porém, comparado com o buraco da figura experimental, agora ele é mais

profundo (4.5 dB comparado com os 2.1 dB do experimento) e, talvez, mais fino. O motivo desta discrepância é devido a flutuações de λ_0 ao longo da fibra que no foram consideradas na simulação, e que ocorrem numa fibra óptica.

A flutuação de λ_0 vária de uma fibra a outra e não pode ser modelada teoricamente por métodos gerais. Isto é, essa flutuação tem que ser medida experimentalmente, e o resultado utilizado na resolução da NLSE. Nós apresentamos, no capitulo 4, um método experimental para obter aproximativamente como varia λ_0 ao longo da fibra.

A figura 20(a) mostra a mesma simulação que na figura anterior, mas agora levando em conta as flutuações de λ_0. O acordo com o experimento (fig. 17(a)) é muito melhor agora, o que reforça a nossa hipótese. Nas figuras 20(b), (c) e (d) apresentamos as simulações correspondentes as figs, 17(b), (c) e (d), respectivamente. O acordo com o experimento é excelente.

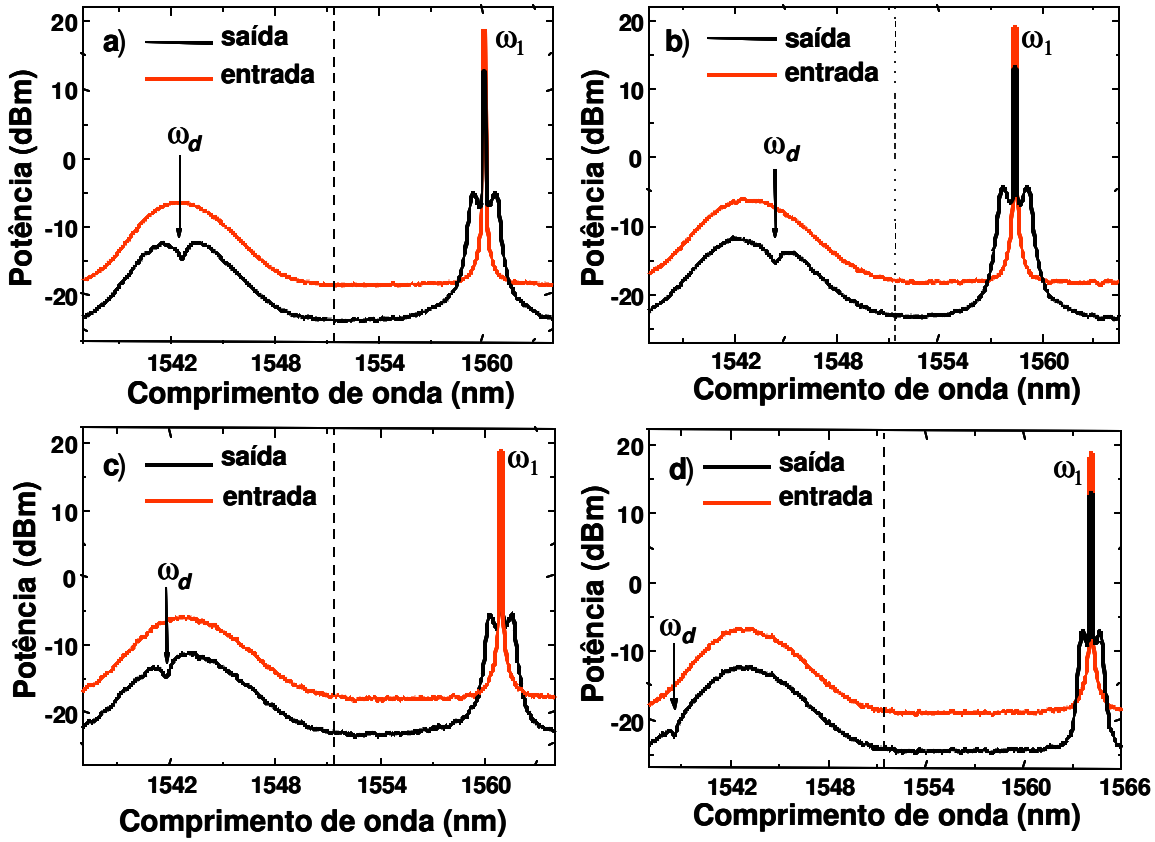

Figura 20.- Espectros obtidos da resolução numérica da ENLS, correspondentes aos espectros experimentais mostrados na figura 18. O mapa de dispersão utilizado é mostrado na fig. 21

O mapa de dispersão usado é mostrado na figura 21.

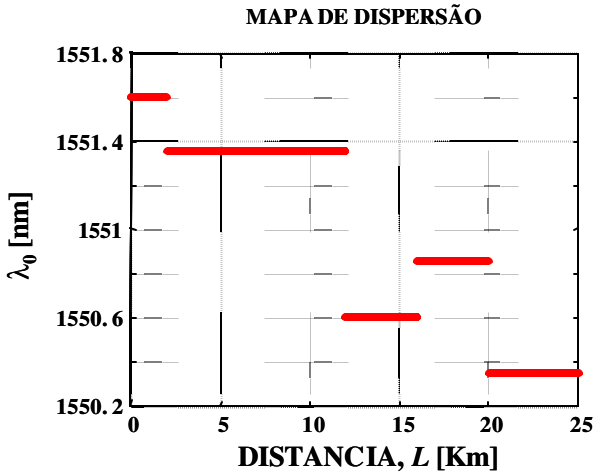

Figura 21.- Mapa de dispersão da nossa fibra DSF de 25 km.

A obtenção deste mapa de dispersão é objeto da discussão de medidas experimentais apresentadas no capítulo 4.

Nos fizemos um estudo detalhado (tanto experimental como numericamente) das condições para a formação do buraco, e das suas características.

Para potências baixas do laser (P_{01} < 10 dBm) e do ruído ($P(\omega)$ < −20 dBm) o buraco é imperceptível. A profundidade e a largura do buraco aumenta com às potências do laser e do ruído em ω_d. Ficando ainda para o futuro um estudo da exata relação de proporcionalidade.

Verificamos que a largura do buraco depende também das flutuações de λ_0 ao longo da fibra. Para mostrar isto, propagamos um laser com P_{01} = 19.2 dBm, e ajustamos o primeiro e segundo amplificador da nossa montagem com o intuito de ter o máximo nível de energia possível em ω_d. Os espectros de entrada e saída são mostrados na figura 22(a). Note-se que neste caso o buraco fica mais profundo e com duas estruturas. Achamos que esta característica é devida a flutuação de λ_0 ao longo da fibra.

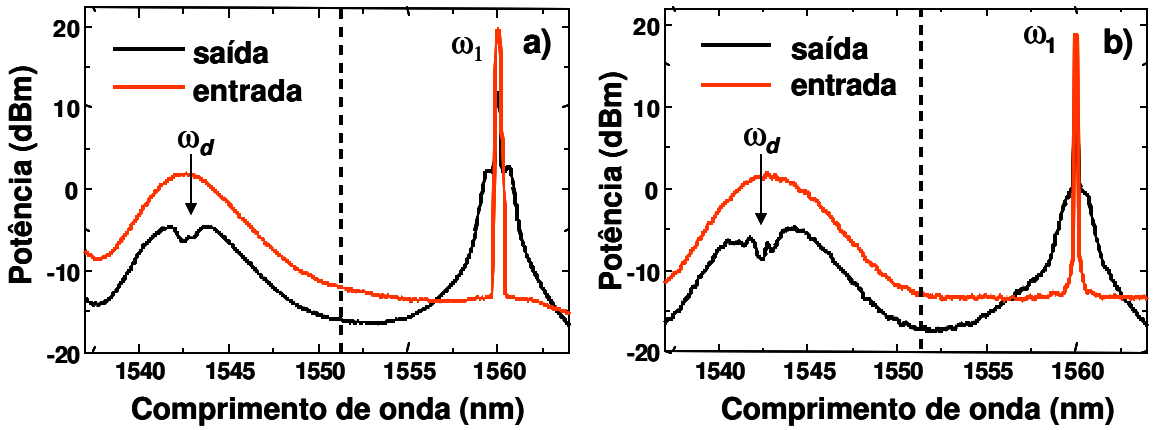

Figura 22.- P_{01} = 19.3 dBm. (a) experimento e (b) simulação.

Na figura 22(b) é mostrada a simulação deste caso. Assumimos que λ_0 varia ao longo da fibra com o mapa mostrado na figura 21. O acordo entre a simulação e o experimento é bastante bom tanto no ruído amplificado ao redor do laser como no buraco estruturado.

3.7 Conclusão.

Nós apresentamos no capítulo 2 uma modelagem para a propagação de ruído na presença de um laser intenso. Neste capítulo nós comparamos experimentos com as simulações e a concordância foi muito boa. Mostramos a avantagem do FDM em relação à análise de estabilidade. Logo fizemos um estudo do espectro de MI considerando diversas flutuações do zero de dispersão.

Mostramos também as limitações de nosso tratamento, o qual reproduz bem os espectros no domínio óptico e é capaz de predezir a modificação na relação sinal-ruído. Porém, como mostrado com as simulações de diagramas de olho, na região anômala (onde a amplificação do ruído é maior) a distorção dos pulsos pode ser menor que na região normal.

No final do capítulo temos apresentado um estudo da formação de um buraco no espectro do ruído.

Referências:

[1] A. Hasegawa and W.F. Brinkman, "Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulation instability," *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 694-697, 1980.

[2] V.E. Zakharov, "The instability of waves in nonlinear dispersive media", *Soviet Physics JETP*, **24**, 740-744, 1967.

[3] V.E. Zakharov and B. Shabat, "Exact theory of two-dimensional self-Focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media", *Soviet Physics JETP*, **34**, 62-69, 1972.

[4] A. Hasegawa, "Generation of a train of soliton pulses by induced modulation instability in optical fibers," *Opt. Lett.*, **9**, 288-290, 1984.

[5] V.I. Bespalov and V.I. Talanov, "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids," *JETP Lett.*, **3**, 307-310, 1966.

[6] T.B. Benjamin and J.E. Feir, "The desintegrationof wave trains on deep water," *J. Fluid Mech.*, **27**, 410-430, 1967. .

[7] V.I. Karpman and E.M. Krushkal, "Modulated waves in nonlinear dispersive media," *Soviet Physics JETP*, **28**, 277-281, 1969.

[8] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion", *Appl. Physics Lett.*, **23**, 142-144, 1973.

[9] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, and J.P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1095-1098, 1980.

[10] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observation of modulation instability in optical fibers," *Phys. Rev. Lett*., **56**, 135-138, 1986.

[11] M.J. Potasek and G.P. Agrawal, "Self-amplitude modulation of optical pulses in nonlinear dispersive fibers," *Phys. Rev. A*, **36**, 3862-3867, 1987.

[12] M.J. Potasek, "Experimental and numerical results of optical subpulse formation of long optical pulses in monomode fibers," *Opt. Lett*., **12**, 717-719, 1987.

[13] M. Nakazawa, K. Suzuki, and H.A. Haus, "Modulation instability oscillation in nonlinear dispersive ring cavity," *Phys. Rev. A*, **33**, 5193-5196, 1988.

[14] M. Nakazawa, K, Suzuki, and H.A. Haus, "The modulation instability laser–Part I: experiment," *IEEE J. Quantum Electron*., **QE-25**, 2036-2044, 1989.

[15] K. Tai, A. Tomita, J.L. Jewell, and A. Hasegawa, "Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3 THz repetition rate by induced modulation instability," *Appl. Phys. Lett*., **49**, 236-238, 1986.

[16] M. Karlsson, "Modulation instability in lossy optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2071-2077, 1995.

[17] M.J. Potasek, "Modulation instability in an extended nonlinear Schrödinger equation," *Opt. Lett*., **12**, 921-923, 1987.

[18] C. Mazzali, D. F. Grosz, and H. L. Fragnito, "Simple Method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero-dispersion wavelength of optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.,* **11**, 251-253, 1999.

[19] D.Marcuse, "Single-channel operation in very long nonlinear fibers with optical amplifiers at zero dispersion," *J. of Lightwave Technol*., **9**, 356-362, 1991.

[20] N. Kuwaki and M. Ohashi, "Evaluation of longitudinal chromatic dispersion," *J. of Lightwave Technol*., **8**, 1476-1481, 1990.

[21] J. Gripp and L.F. Mollenauer, "Enhanced range for OTDR-like dispersion map measurements," *Opt. Lett*., **23**, 1603-1605, 1998.

[22] F.Kh. Abdullaev, S.A. Darmanyan, A. Kobyakov and F. Lederer, "Modulation Instability in Optical Fibers with variable dispersion," *Phys. Lett. A*, **220**, 213-218, 1996.

[23] E. Ciaramella and M. Tamburrini, "Modulation Instability in Long Amplified Links with Strong Dispersion Compensation," *IEEE Phot. Technol. Lett*., **11**, 1608-1610, 1999.

[24] J. Garnier and F.Kh. Abdullaev, "Modulation instability induced by randomly varying coefficients for the nonlinear Schrödinger equation," *Physica D*, **145**, 65-83, 2000.

[25] M. Karlsson, "Four-wave mixing in fibers with randomly varying zero-dispersion wavelength," *J. Opt. Soc. Am. B*., **15**, 2269-2275, 1998.

[26] N.J. Smith and N.J. Doran, "Modulation instabilities in fibers with periodic dispersion management," *Opt. Lett*., **21**, 570-572, 1996.

[27] F. Matera, A. Mecozzi, M. Romagnoli, and M. Settembre, "Sideband instability induced by periodic power variation in long-distance fiber links," *Opt. Lett*., **18**, 1499-1501, 1993.

[28] G. Bosco, A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, e S. Benedetto, "Suppression of spurious tones induced by the split-step method in fiber systems simulations," *IEEE Photon. Technol. Lett*., **12**, 489–491, 2000.

[29] M. Yu, C.J. McKinstrie, and G.P. Agrawal, " Pump-wave effects on the propagation of noisy signals in nonlinear dispersive media," *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1126-1132, 1995.

[30] R. Hui and M. O'Sullivan, "Noise squeezing due to Kerr effect nonlinearities in optical fibres with negative dispersion," *Electron. Lett*., **32**, 2001-2003, 1996.

[31] K. Kikuchi, "Enhancement of optical-amplifier noise by nonlinear refractive index and group-velocity dispersion of optical fibers," *Phot. Technol. Lett*., **5**, 221-223, 1993.

[32] R. Hui, D. Chowdhuri, M. Newhouse, M. O'Sullivan, and M. Poettcker, "Nonlinear amplification of noise in fibers with dispersion and its impact in optically amplified systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.,* **9**, 392-394, 1997.

[33] A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini, and S. Benedetto, "New analytical results on fiber parametric gain and its effects on ASE noise," *IEEE Photon. Technol. Lett*., **9**, 535-537, 1997.

[34] D. Marcuse "Noise properties of four-wave mixing of signal and noise," *Electron. Lett*., **30**, 1175-1177, 1994.

[35] A. Mecozzi, "Long-distance transmission at zero dispersion: combined effect of the Kerr nonlinearity and the noise of the in-line amplifiers," *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 462-469, 1994.

[36] M. Midrio, F. Matera, and M. Settembre, "Reduction of amplified spontaneous emission noise impact on optically amplified systems in normal dispersion region of fibre," *Electron. Lett*., **33**, 1066-1068, 1997.

[37] F. Forghieri, PhD Disertation, Princeton University, 1997, USA.

Capítulo 4

Interação por Mistura de Quatro Ondas entre dois Lasers e o Ruído

4.1 Introdução.

Neste capítulo estudamos alguns processos de mistura de quatro ondas entre dois lasers cw e o ruído de amplificadores. Apresentamos um estudo numérico e experimental de três efeitos:

a) O primeiro consiste em uma amplificação catastrófica de ruído em larga banda que é limitada pela dispersão de quarta ordem, devido a FWM entre dois lasers e o ruído. Este é um efeito novo descoberto e explicado por nós.

b) O segundo é a observação de lóbulos de ruído amplificado, similares a MI, ao redor de um laser que se propaga na região de dispersão normal, quando outro laser propaga-se simultaneamente na região anômala. Este efeito foi teoricamente predito e estudado, e observado experimentalmente pela primeira vez por nós.

c) O terceiro é um efeito novo de geração de buracos e picos no espectro do ruído, observado e explicado pela primeira vez por nós. Estas medidas nos permitem ter uma boa idéia de como flutua λ_0 ao longo da fibra.

4.2 Montagem experimental.

A montagem experimental utilizada neste capítulo é muito parecida com aquela do capítulo anterior. Ela é mostrada na figura 1. Os lasers (frequências ν_1 e ν_2) são sintonizáveis.

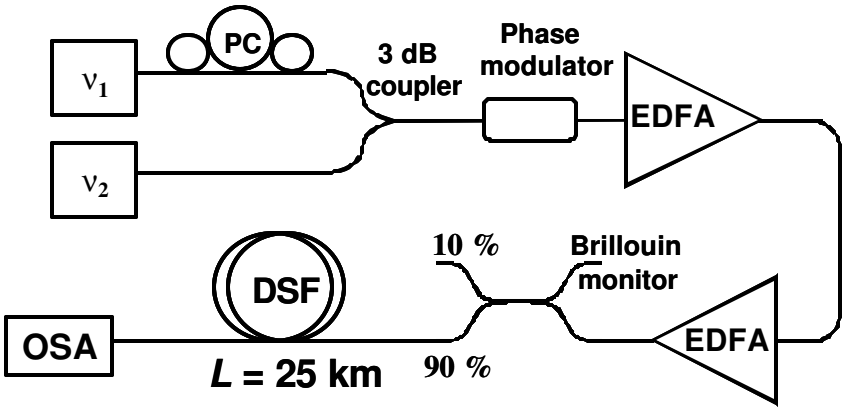

Figura 1.- Montagem experimental utilizada para o estudo de interações entre dois lasers e ruído.

4.3 Amplificação catastrófica do ruído.

Mostramos no capítulo anterior que a propagação de um laser no zero de dispersão de uma fibra (i.e., $\lambda_1 = \lambda_0$), leva a uma 'amplificação catastrófica' do ruído em uma banda larga (limitada pela dispersão de quarta ordem). Nesta seção mostramos experimental e teoricamente que uma amplificação catastrófica do ruído também ocorre quando dois lasers de alta potência (em ω_1 e ω_2) se propagam em uma fibra com a condição que $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0$, isto é, quando os lasers estão simetricamente localizados respeito a $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ da fibra.

Propagamos, em 25 km de fibra DSF, a luz de dois lasers com comprimentos de onda em $\lambda_1 = 1543.5$ nm e $\lambda_2 = 1559.2$ nm e com potências de entrada $P_{01} = P_{02} = 18.2$ dBm, respectivamente. Na figura 2(a) mostramos o espectro de saída (em preto), e o espectro

ado em traço

s, o espectro

amplificado

e λ_2.

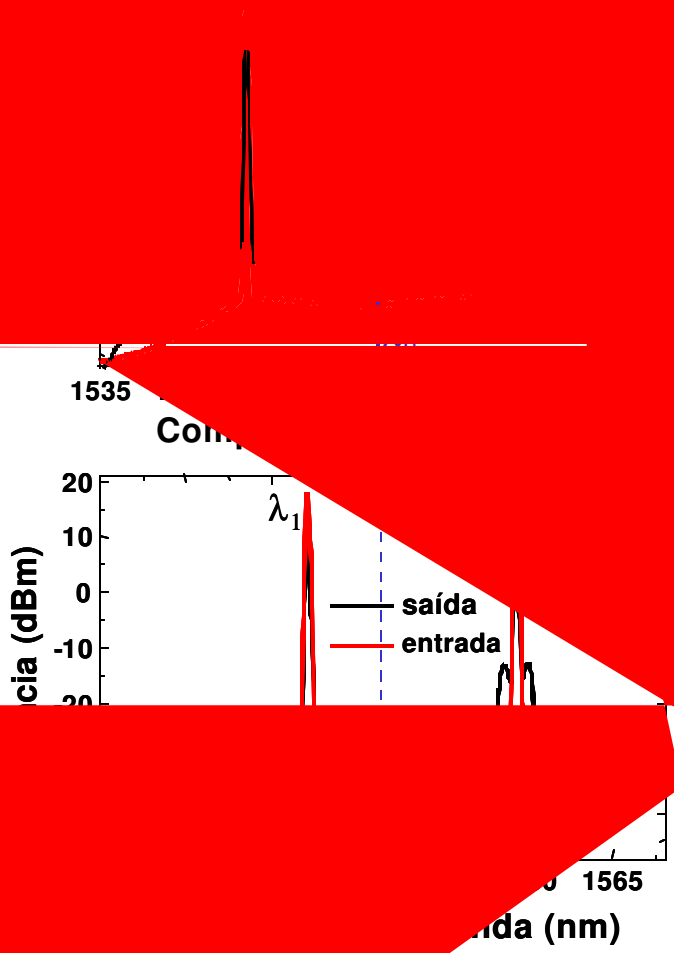

Figura 2.- Dois la 18.2 dBm, se propagam em 2

Observamos na figura 2(a) qu a amplificação do ruído é maior para a espectrais entre λ_1 e λ_2 e mponentes fora deste intervalo: a la de forte amplific espectro de ruído na saída e simétric spectro de entrada o

com 10 dB de diferencia na potência do ruído para componentes em λ = 1535 e λ = 1565 nm.

A amplificação catastrófica de ruído é de 16 dB para o caso apresentado (10 dB de ganho liquido + 6 dB de compensação da atenuação) e é devida a uma transferência de energia dos lasers para o ruído que só acontece se os dois lasers se propagam simetricamente respeito a λ_0. Verificamos isto deslocando em 2.5 nm o laser em λ_1: na figura 2(b) observamos que nesta situação não ocorre amplificação de ruído exceto na região em torno do laser em λ_2 como já explicado no capítulo 2.

4.3.1 Casamento de fase.

No capítulo 2 mostramos que quando dois lasers e ruído se propagam em uma fibra óptica, cinco processos (*a*, *b*, *c*, *d* e *e*) de FWM são possíveis, a eficiência deles dependendo do casamento de fase.

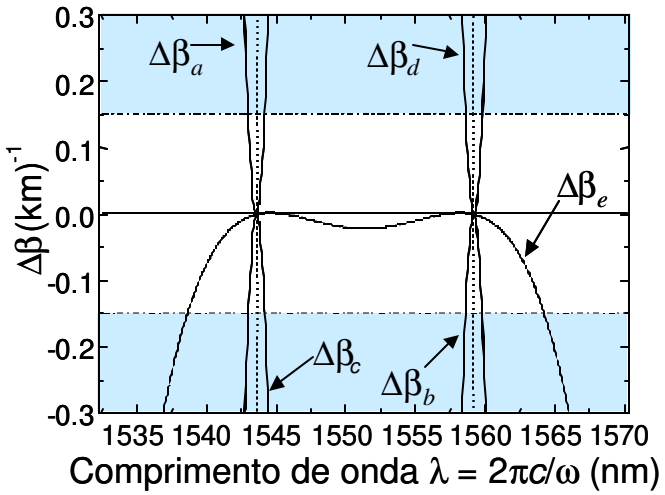

Figura 3.- Diferença dos vetores de onda para cinco possíveis processos de FWM, envolvendo dois lasers (simetricamente localizados respeito de ω_0) e ruído. A posição dos lasers é mostrada com a linha pontilhada.

Na figura 3 mostramos $\Delta\beta$ como função de λ calculado para estes cinco processos. Os dois lasers em $\lambda_1 = 1543.5$ nm e $\lambda_2 = 1559.2$ nm simetricamente localizados respeito λ_0 (para sermos mais precisos, simétrico em relação a ω_0: $\omega_1 - \omega_0 = \omega_0 - \omega_2$). Como explicamos na seção 2.4, para uma fibra de 25 km, um processo de FWM é eficiente se $|\Delta\beta| < 0.15$ km^{-1}. Observamos que o processo $\omega_1 + \omega_2 - \omega = \omega'$ (processo *e*) é cassado em fase em uma larga banda (22 nm neste caso). Os outros processos (*a*, *b*, *c*, *d*) tem larguras de banda menores que 2 nm e são casados em fase para freqüências do ruído próximas de ω_1 e ω_2.

Uma comparação das figuras 3 e 2(a) indica que a forma de $\Delta\beta_e$ define a região espectral de amplificação do ruído.

4.3.2 Cálculo de $\Delta\beta$.

Para mostrar explicitamente que o processo de FWM *e* é cassado em fase em uma larga banda, mostramos o cálculo da diferença dos vetores de onda $\Delta\beta_e = \beta(\omega) + \beta(\omega_1 + \omega_2 - \omega) - \beta(\omega_1) - \beta(\omega_2)$.

Fazendo a expansão em Taylor [1] dos vetores de onda ao redor de uma freqüência arbitrária ω_r temos que $\Delta\beta = \Delta\beta_2 + \Delta\beta_3 + \ldots$ Ao escolher $\omega_r = (\omega_1 + \omega_2)/2$, então temos

$$\Delta\beta_n = \frac{1+(-1)^n}{n!}\,\beta_n(\omega_r)[(\omega - \omega_r)^n - (\omega_1 - \omega_r)^n]. \qquad (1)$$

A equação (1) mostra que todos os termos ímpares são nulos. Se nós consideramos $\omega_r = \omega_0$, então $\beta_2(\omega_r) = 0$ e a contribuição de mais baixa ordem em $\Delta\beta$ é dada pela dispersão de quarta ordem (é esta contribuição que finalmente limita a largura de banda e determina a forma da figura 2a):

$$\Delta\beta = \Delta\beta_4 + \Delta\beta_6 + \ldots, \qquad (2)$$

isto é, processos de FWM do tipo $\omega_1 + \omega_2 - \omega = \omega'$ e $\omega_1 + \omega_2 - \omega' = \omega$ amplificam o ruído em ω e ω' numa grande larga banda se $(\omega_1 + \omega_2)/2$.

Considerando só o termo de quarta ordem, temos:

$$\Delta\beta \cong \Delta\beta_4 = 1/12\beta_4(\omega_r)[(\omega - \omega_r)^4 - (\omega_1 - \omega_r)^4] \, . \qquad (3)$$

Como foi discutido no capítulo 2, $\Delta\beta = 0$ não é a condição do casamento de fase. Existe também uma contribuição não linear ($\partial\varphi_{NL} / \partial z$). Esta contribuição faz com que $\Delta\beta_T = 0$ é satisfeita quando os lasers estão ligeiramente assimétricos respeito a ω_0.

4.3.3 <u>Equações de propagação</u>.

Sabemos que o processo de FWM *e* é responsável pela amplificação catastrófica de ruído, em tanto que os outros processos têm uma contribuição menor. Na equação 28 do capítulo 2, podemos fazer uma simplificação é assumir que a propagação do ruído é bem descrita unicamente pelos termos primeiro e último. Temos então:

$$\frac{\partial}{\partial z}\varepsilon(z,\omega) = -i\gamma[2(P_1 + P_2)\varepsilon(z,\omega) + 2\sqrt{P_1 P_2}\exp[i\Delta\beta_e z + i(\phi_1 + \phi_2)]\varepsilon^*(z,\omega_1 + \omega_2 - \omega)]$$

……(4)

O primeiro termo no membro da direita descreve a modulação de fase cruzada e o segundo o processo de mistura de quatro ondas *e*. A equação 4 indica que a amplitude do campo do ruído em ω depende do campo ω'. Uma equação similar é verificada pelo campo em ω'.

Para ter uma expressão mais compacta, fazemos a mudança de variável $\varepsilon(z,\omega) = r(z,\omega)\exp[-2i\gamma(P_{01}+P_{02})(1-e^{-\alpha z})/\alpha]$ e obtemos as equações de propagação para o campo em ω e ω'

$$\frac{\partial}{\partial z} r(z,\omega) = a r^{*}(z, 2\omega_1 - \omega) \quad \text{e} \tag{5a}$$

$$\frac{\partial}{\partial z} r(z, 2\omega_1 - \omega) = a r^{*}(z,\omega) \tag{5b}$$

onde $a = -2i\gamma(P_1P_2)^{1/2} \exp(i\Delta\beta z + i\phi)$, $\Delta\beta = \Delta\beta_e$ e $\phi = \phi_1(0) + \phi_2(0) + \gamma(P_{01} + P_{02})(1 - \exp(-\alpha z))/\alpha$. Este conjunto de equações e muito similar às equações 18 do capítulo 2. A diferença está na forma da constante de acoplamento *a*. Desacoplando este sistema de equações obtemos

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} r + b\frac{\partial}{\partial z} r - |a|^2 r = 0, \tag{6}$$

onde $b = -\frac{\partial}{\partial z}(\ln a) = \alpha - i[\Delta\beta + \gamma(P_1 + P_2)]$.

Podemos obter informação sobre a física envolvida considerando $\alpha = 0$. A solução analítica fica, para este caso,

$$N(?) = N_0(?) + \frac{16?^2 P_{01}P_{02}}{g^2}\sinh^2(gL/2)[N_0(?`) + N_0(?)] \tag{7}$$

onde $g = (16\gamma^2 P_{01}P_{02} - 4\gamma(P_{01} + P_{02})\Delta\beta + (P_{01} + P_{02})^2 - \Delta\beta^2)^{1/2}$ e $N(\omega) = \langle |\varepsilon(\omega)|^2 \rangle$.

4.3.4 <u>Comparação experimento simulação</u>.

Como no caso para a interação entre um laser com ruído, teremos que resolver numericamente a Eq. (6). Nós fizemos isto com os mesmos parâmetros que o experimento mostrado na figura 2(a). O resultado é mostrado na figura 4, onde voltamos

a mostrar os espectros experimentais para comparação. Comparado com o experimento, o FDM apresenta menos ganho para as componentes espectrais do ruído que se situam entre λ_1 e λ_2 e mais ganho para as componentes mais externas. As discrepâncias observadas podem ser interpretadas como devidas a duas contribuições: 1) No FDM só o processo *e* é considerado, os outros processos não são considerados, porém eles estão casados em fase para freqüências do ruído próximas dos lasers; 2) a simulação considerou um λ_0 constante ao longo da fibra e sabemos que λ_0 varia. Porém, o FDM consegue descrever o fundamental da amplificação catastrófica observada.

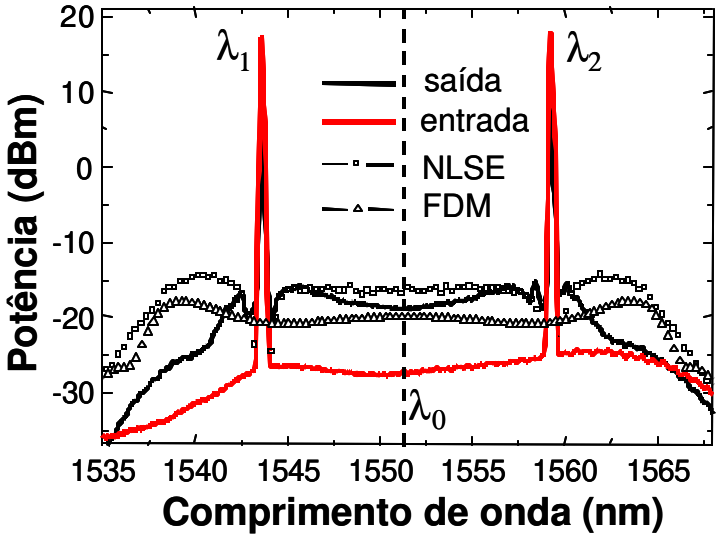

Figura 4.- Os espectros experimentais da figura 2(a), estão acompanhados de resoluções numéricas usando o FDM e a ENLS.

Para comparar a nossa modelagem numérica com a ENLS, Stefan Tenenbaum fez simulações resolvendo numericamente a ENLS utilizando os mesmos parâmetros que o experimento da figura 2a. O resultado é apresentado na figura 4.

A avantajem do uso da ENLS é que ela considera todos os processos de FWM *a*, *b*, *c*, *d*, e *e* assim como os processos de FWM em cascata (i.e. processos onde participam como

ondas 'pai' ondas geradas por FWM ao longo da propagação), o que faz com que o resultado seja mais realista. Porém, para que a resolução numérica da ENLS forneça um resultado realista temos que ter uma correta descrição da estatística do ruído, para isso é necessário gerar várias centenas de milhares de pontos. Além disso, quando altas potências dos lasers são empregadas é necessário fazer ~30 simulações e tomar uma média sobre todos os resultados. Isto leva a um tempo de execução da ENLS de ~6 horas para a simulação apresentada na figura 4. Em quanto o resultado com o FDM é obtido após 2 minutos de execução no mesmo computador.

4.3.5 Dependência com a potência.

Nós fizemos um estudo do ganho do ruído por FWM em função das potências dos lasers ($P_{01} = P_{02} = P_0$). Os lasers estão localizados em $\lambda_1 = 1543.5$ nm e $\lambda_2 = 1559.2$ nm. O resultado é mostrado na figura 5. O ruído começa a ser amplificado por acima de 1 dB para $P_0 > 10$ dBm. Para P_0 da ordem de 5 dBm (potências comuns em sistemas de comunicações ópticas) o ganho é menor que 0.5 dB.

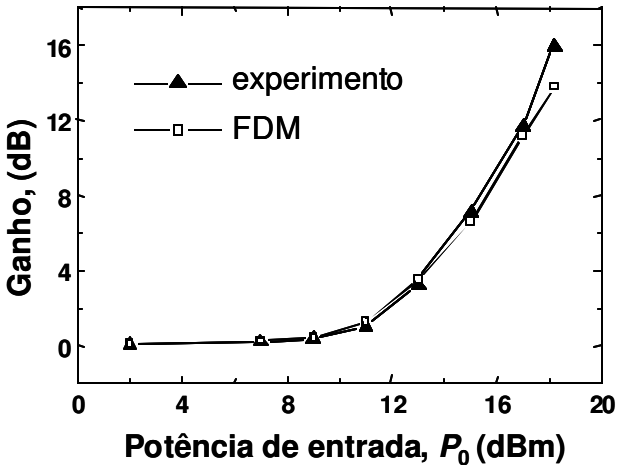

Figura 5.- Ganho do ruído por FWM como função da potência de entrada $P_{01} = P_{02} = P_0$. O ganho é calculado em $\lambda = \lambda_0$.

4.3.6 Dependência com a posição.

Mostramos que a condição necessária para a amplificação catastrófica em larga banda é $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0$. Investigamos experimental e numericamente a sensibilidade da amplificação do ruído a deslocamentos de λ_1 (ou λ_2) da posição de simetria. Definimos $\Delta = \lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda_0$, em nm, que indica quanto nos deslocamos da condição de casamento de fase.

Propagamos em 25 km de fibra DSF dois lasers em idênticas posições que na figura 2a com potências $P_{01} = P_{02} = 15.5$ dBm, e deslocamos com passos de 0.1 nm a posição do laser λ_2. Com os mesmos parâmetros fizemos simulações com o FDM. Em ambos casos calculamos o ganho experimentado pelo ruído em $\lambda = \lambda_0$. Na figura 6 são mostrados nossos resultados. O FDM indica uma maior sensibilidade do ganho com o deslocamento: a largura a meia altura é de ~0.2 nm. O experimento tem uma largura a meia altura de ~0.6 nm e para deslocamentos grandes o ganho não cai para zero (como no caso do FDM), mas fica em um patamar de ~1.8 dB.

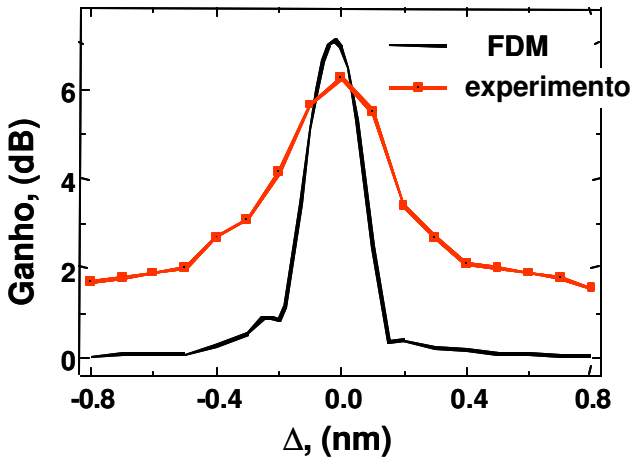

Figura 6.- Ganho do ruído em $\lambda = \lambda_0$ em função do deslocamento do laser (Δ).

4.3.7 <u>Amplificação catastrófica em enlaces com e sem amplificadores</u>.

Mostramos que, em uma fibra de 25 km, são necessárias potências dos lasers maiores que 10 dBm para uma amplificação do ruído da ordem de 1 dB. Dado que o FWM é acumulativo é interessante investigar a amplificação de ruído por FWM em enlaces maiores, sejam estes com amplificadores ou sem eles.

Primeiro consideremos dois enlaces, sem amplificadores, de L = 150 km (Fig. 7a) e L = 200 km (Fig. 7b) com potências de entrada de 15 mW e 30 mW, respectivamente, suficientes para cobrir essas distancias. Os dois lasers estão localizados quase simetricamente respeito λ_0 com os mesmos λ_1 e λ_2 que na figura 2a.

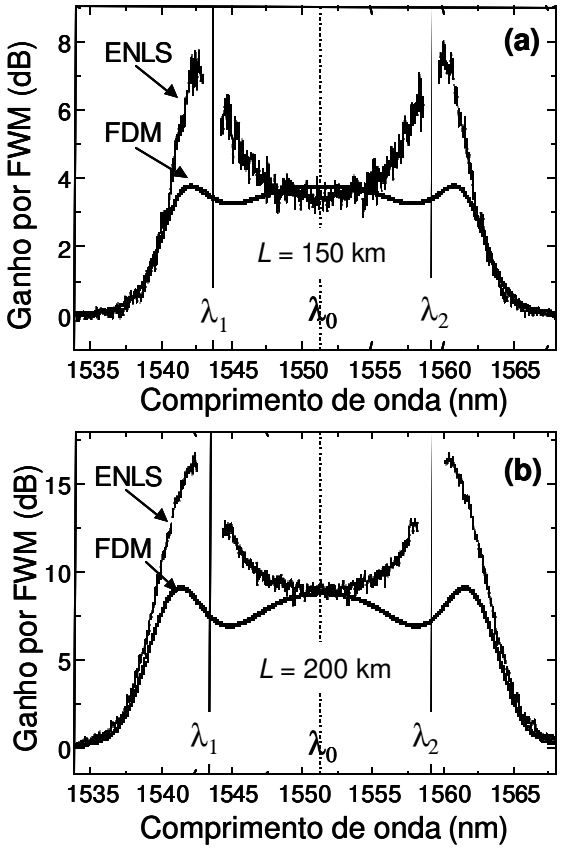

Figura 7.- Espectro do ganho de ruído para enlaces com (a) 15 mW e (b) 30 mW.

Nas figuras 7(a) e 7(b) observamos um ganho devido a FWM de ~4 dB e ~8.5 dB, respectivamente, sobre uma banda de ~22 nm. Para comparação, no mesmo gráfico, apresentamos o resultado resolvendo numericamente a ENLS. Para freqüências de ruído próximas dos lasers, onde os processos de FWM *a*, *b*, *c* e *d* estão casados em fase, as simulações com a ENLS apresentam mais ganho respeito o FDM, onde só o processo *e* é considerado.

Na figura 8(a) simulamos um link de L = 400 km com três amplificadores em linha (cada 100 km um amplificador) com ganho plano. O ruído adicionado em cada amplificador j não tem correlação com o ruído no amplificador k. A potência de entrada foi $P_{01} = P_{02} =$ 10 mW, e os lasers foram localizados na mesma posição que na figura 3(a). O ganho de 4.5 dB se estende em uma banda de ~22 nm.

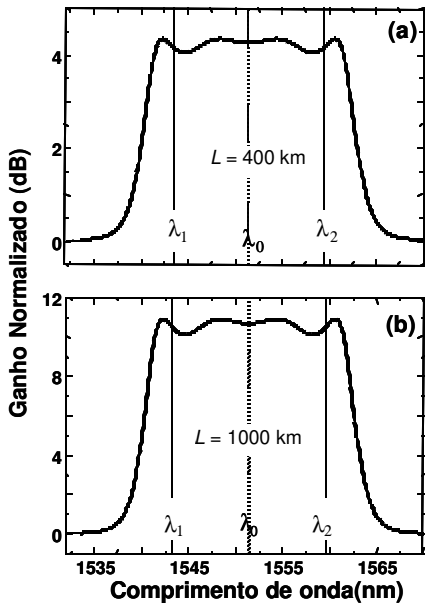

Figura 8.- Espectros de ganho de ruído para enlaces com (a) L = 400 km (três amplificadores) e (b) L = 1000 km (nove amplificadores concatenados).

Na figura 8 (b) simulamos um enlace de 1000 km (9 amplificadores em linha) o ganho obtido é de 11 dB. Observamos que para este caso o ganho é acumulativo. No caso que o

ruído experimente ganhos maiores que 20 dB, teremos que adicionar na equação de propagação de cada laser (A3 do capítulo 2), um termo de FWM que leve em conta a transferência de energia dos lasers para o ruído.

4.3.8 Influencia das flutuações do zero de dispersão.

Estudamos numericamente a influencia das flutuações de λ_0 na amplificação catastrófica do ruído em um enlace de 400 km de fibra DSF. Modelamos λ_0 como $\lambda_0(z) = \langle\lambda_0\rangle + \delta\lambda_0(z) + \Delta\lambda_0(z)$, onde $\langle\lambda_0\rangle$ = 1551.35 nm em todas as simulações. $\Delta\lambda_0(z)$ é uma flutuação rápida (com comprimento de correlação nulo) modelada como um processo gaussiano com média zero e variância 0.2 nm. Finalmente, $\delta\lambda_0(z)$ é uma flutuação lenta modelada como um valor constante para cada segmento de 4 km e variando aleatoriamente de segmento em segmento como um processo gaussiano com média zero e variância 10 nm.

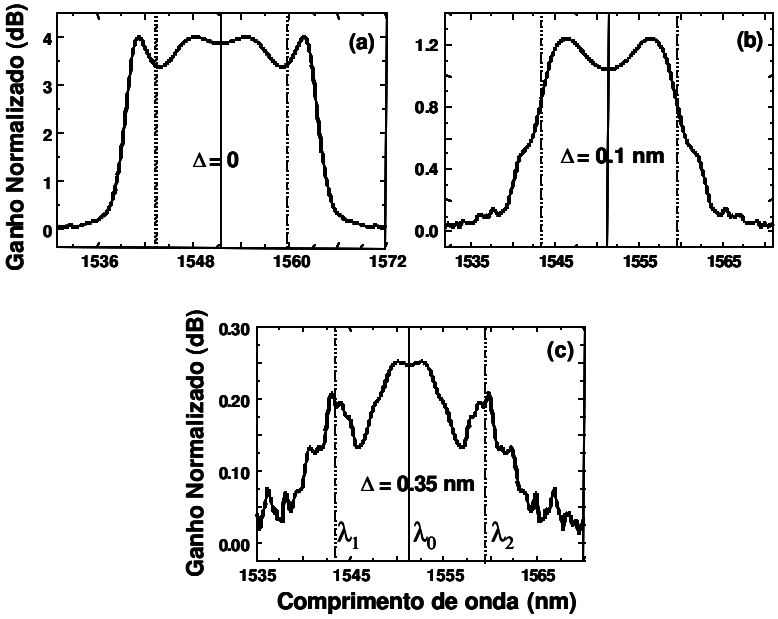

Figura 9.- Ganho normalizado em um enlace de 400 km quando (a) Δ = 0, (b) Δ = 0.1 e (c) Δ = 0.35 nm.

Definimos um ganho normalizado como aquele ganho devido a FWM. Na figura 9a mostramos nossos resultados. O ganho normalizado é agora ~1.8 dB e tem que ser comparado com os 4.5 dB obtidos na figura 8a. Esta diminuição do ganho do ruído é devida a flutuações de λ_0 ao longo da fibra. Porém, a forma espectral é bastante parecida em comparação ao caso sem flutuações de λ_0. Agora deslocamos ligeiramente o laser em λ_2 por Δ = 0.1 nm e o espectro é mostrado na figura 8b. O ganho normalizado cai para ~0.7 dB em uma banda de 15 nm. Para um deslocamento de Δ = 0.35 nm (~45 GHz) o ganho é de 1 dB e a forma espectral muda completamente (figura 8c).

Esses resultados indicam que: 1) as flutuações rápidas tendem a reduzir o ganho mas preservando a forma espectral, com a conclusão que, essencialmente, a banda de ganho é limitada pela dispersão de quarta ordem, e 2) pequenos deslocamentos dos lasers de bombeio diminuem consideravelmente a eficiência dos processos de FWM.

4.3.9 <u>Amplificação de sinais coerentes</u>.-

Assim como o ruído é amplificado eficientemente quando dois lasers com alta potência, estão simetricamente localizados respeito a λ_0, do mesmo modo um sinal coerente poderá ser amplificada se for injetado junto com os dois lasers. Em 1997 foi feita uma pesquisa nessa direção [2,3], com o intuito de fazer amplificação paramétrica de sinais usando dois lasers de bombeio. Na figura 10 ilustramos a idéia deste sistema. Dado que se trata do mesmo processo de FWM responsável pela amplificação do ruído, algumas similaridades existem entre ambos casos. Por exemplo, a banda de amplificação do sinal é plana e larga (limitada pela dispersão de quarta ordem). Porém, existem diferenças entre amplificação de ruído e de lasers devidas à natureza estocástica do ruído. A amplificação de um sinal

depende da fase relativa (ϕ) na entrada da fibra entre os lasers em λ_1, λ_2 e λ_s. Esta dependência com a fase faz com que o ganho tenha uma dependência senoidal com ϕ [4].

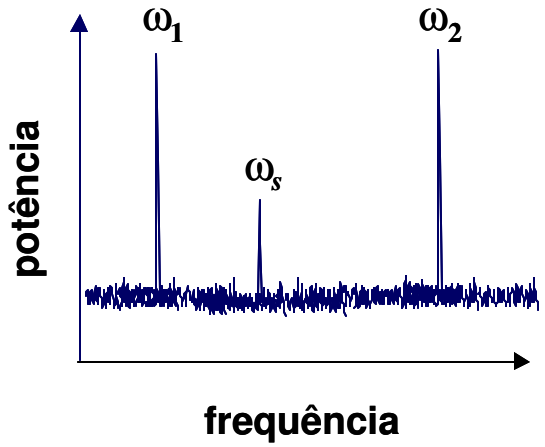

Figura 10.- Amplificação paramétrica de um sinal coerente em ω_s através do processo de FWM *e* com os lasers em ω_1 e ω_2.

4.4 'Instabilidade Modulacional' na região de dispersão normal.

4.4.1 Introdução.

O primeiro estudo sobre MI em fibras ópticas foi feito em 1980, por Hasegawa e Brinckman, utilizando a análise de estabilidade na ENLS. Depois da primeira observação experimental de MI em 1986, esta análise foi utilizada para estudar a propagação de um laser em fibras birrefringentes [5-6]. Por exemplo, Wabnitz [5] usou esta análise e numericamente mostrou que um laser intenso propagando-se na região de dispersão normal, com luz acoplada em cada eixo de polarização, é modulacionalmente instável produzindo um espectro de MI (a contribuição não linear ao índice de refração das ondas intensas é comparável à birrefringência linear). Este tipo de instabilidade levou o nome de 'instabilidade de polarização' (PI, de polarization instability). Este estudo teórico foi continuado com verificações experimentais: em [7-8] foi medido PI com fibras

fortemente birrefringentes e em [9-10] em fibras fracamente birrefringentes. Posteriormente se encontrou a existência da MI para um laser intenso se propagando na região normal de fibras bimodais, onde o casamento de fase é obtido através das diferentes constantes de propagação (β) dos modos envolvidos [11].

4.4.2 Análise de estabilidade.

Uma extensão do estudo da estabilidade para o caso da propagação de dois lasers, foi feita por Agrawal em 1987 [12]. Agrawal partia de duas equações acopladas:

$$\partial A_1(z,t)/\partial z + \frac{1}{v_{g1}}\partial A_1(z,t)/\partial t = \frac{-i}{2}\beta_{21}\partial^2 A_1(z,t)/\partial t^2 + i\gamma[|A_1(z,t)|^2 + 2|A_2(z,t)|^2]A_1(z,t)$$

$$\partial A_2(z,t)/\partial z + \frac{1}{v_{g2}}\partial A_2(z,t)/\partial t = \frac{-i}{2}\beta_{22}\partial^2 A_2(z,t)/\partial t^2 + i\gamma[|A_2(z,t)|^2 + 2|A_1(z,t)|^2]A_2(z,t) \quad \text{.....(8)}$$

onde $\beta_{2j} = \beta_2(\omega_j)$. Considerou uma solução da forma $A_j = (A_j + m_j)\exp(i\phi_j)$, onde m_j é uma pequena perturbação. Procedendo da mesma forma que para o caso de um laser, linearizous em m_j e obteve equações para m_1 e m_2.

Finalmente, obteve a relação de dispersão:

$$[(K-\Omega)^2 - f_1]\,[(K-\Omega)^2 - f_2] = 4\Omega^4\,[\gamma^2 P_1 P_2 \beta_{21}\beta_{22}]. \qquad (9)$$

onde $f_j = \frac{1}{2}\beta_{2j}\Omega_j^2[\frac{1}{2}\beta_{2j}\Omega_j^2 + 2\gamma P_j]$. Se pode verificar que K é imaginário se $\Omega < \Omega_c = \frac{1}{2}[(4\gamma P_0/\beta_2)]^{1/2}$. O coeficiente de ganho é $g = 2\mathrm{Im}(K)$.

Da equação 9 podemos concluir que, ainda no caso que os dois lasers se propagem na região de dispersão normal o fenômeno da MI vai acontecer. Agrawal denominou esta MI como induzida pela modulação de fase cruzada.

4.4.3 Coeficiente de ganho.

Utilizando a Eq. 9, calculamos o coeficiente de ganho g para os seguintes parâmetros: os lasers em ω_1 e ω_2 se propagam na região de dispersão normal com $\gamma = 1.8$ $(W\text{-}km)^{-1}$, $\beta_2(\omega_1) = 0.29$ e $\beta_2(\omega_2) = 0.49$ ps^2/km. As potências são $P_{01} = P_{02} = 25$ mW. Na figura 10 mostramos o espectro de g em função da distancia $\Delta\lambda = \lambda_{ruído} - \lambda_{laser}$. Um ganho máximo de 0.08 km^{-1} é observado para componentes do ruído deslocadas de 0.6 nm do laser λ_1 ou λ_2. Porém, nos experimentos não é observado o ganho predito pela Eq. 9.

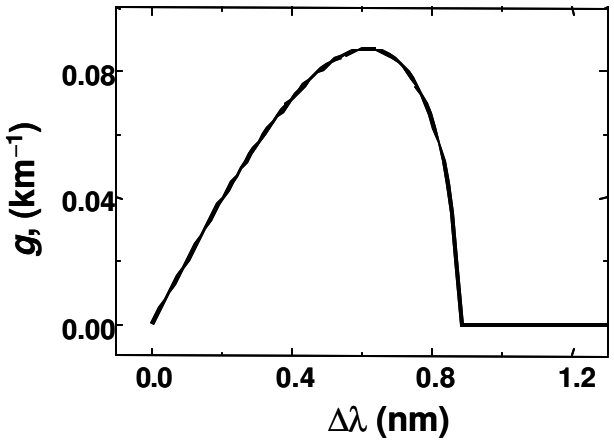

Figura 11.- Coeficiente de ganho para o ruído, obtido a partir da análise de estabilidade, para a propagação de dois lasers na região de dispersão normal.

Pouco depois da publicação do trabalho de Agrawal, J. Rothenberg [13] mostrou que o cálculo do Agrawal estava errado dado que, se dois lasers se propagam na fibra devería ser incluido termo de FWM na equação 8. O fato de Agrawal ter ignorado este termo conduz a soluções em contradição com esta simplificação. Fazendo uma resolução numérica da NLSE levando em conta o termo de FWM, nenhuma amplificação fora observada por Rothenberg.

Posteriormente Agrawal [14] utilizou uma análise no domínio da freqüência (que se inscreve dentro de nosso tipo de análise) para estudar uma possível instabilidade modulacional na região de dispersão normal. Porém, ele não resolveu equações de propagação, mas fez uma discussão em termos de casamento de fase, e mostrou que se dois lasers se propagam na região normal, MI não acontece; ainda, se um laser se propaga na região normal e outro na região anômala, uma 'instabilidade modulacional' podería acontecer. Isto é, ao redor do laser que se propaga na região normal dois lóbulos de amplificação de ruído foram preditos.

Um estudo similar com, basicamente, as mesmas conclusões foi reportado em [15]. Nesta referencia, foi predito um terceiro lóbulo de amplificação.

Estes dois trabalhos teóricos (onde foi considerada uma fibra sem perda para simplificar a análise) não foram acompanhados com medidas experimentais.

4.4.4 Experimentos.

Fizemos experimentos para verificar essas predições teóricas. Propagamos em 25 km de fibra DSF dois lasers em λ_1 = 1537.4 nm e λ_2 = 1564.2 nm, um em cada região de dispersão, com potências $P_{01} = P_{02} \cong 17.4$ dBm.

Na figura 11 é apresentado o espectro de saída. Observamos ao redor do laser em λ_2 lóbulos de ruído amplificado. Similarmente ao redor do laser λ_1, que se propaga na região normal, observamos lóbulos de ruído amplificado. Note-se que os lóbulos ao redor do laser λ_1 e do laser λ_2 não são simétricos, como ocorre no caso de instabilidade modulacional com um laser. Os lóbulos identificados com ω_{+1} e ω_{-2} são maiores e mais largos em comparação com os lóbulos ω_{-1} e ω_{+2}.

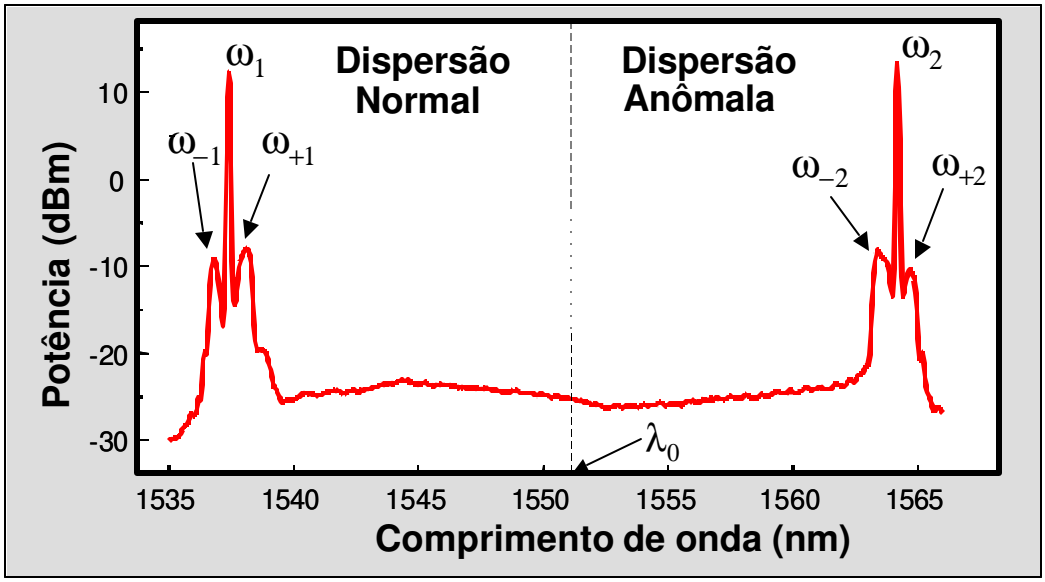

Figura 12.- Propagação de dois lasers em λ_1 (região anômala) e λ_2 (região normal). Note os lóbulos de ruído amplificado ao redor do laser em λ_1. O zero de dispersão é mostrado em traço ponteado.

Note também que o laser em λ_1 está mais afastado do zero de dispersão que o laser em λ_2. De fato, a posição dos lasers em λ_1 e λ_2 respeito ao zero de dispersão é aquela que maximiza os lóbulos observados ao redor de cada laser.

Nós estudamos (vide figura 13) a condição de casamento de fase para a formação destes lóbulos na região normal. Para isso propagamos agora λ_1 em 1542.8 nm e o laser em λ_2 o deslocamos para três posições distintas em 1554.3 (acima), em 1558.7 (no meio) e em 1563.1 nm (embaixo), com $P_{01} = P_{02} = 16$ dBm.

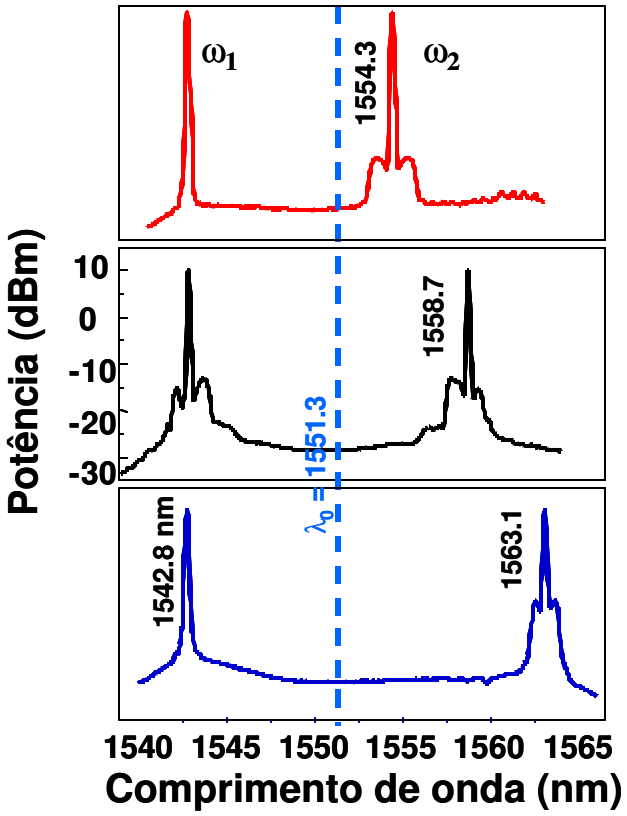

Figura 13.- Os lóbulos ao redor do laser em λ_1 aparecem para certas condições de propagação do laser em λ_2.

Note que os lóbulos ao redor do laser na região normal aparecem somente no caso em que λ_2 = 1558.7 nm. Verificamos para nossa fibra que para potências $P_{01} = P_{02}$ menores que 16 dBm lóbulos de ruído amplificado o redor de λ_1 aparecem se: $\lambda_1 + \lambda_2 = 2\lambda_0 - 1$nm (i.e. os lasers estão quase simetricamente localizados respeito λ_0). Esta condição não é rígida, isto é, com deslocamentos de até 3 nm respeito dessa condição, ainda são observados os lóbulos em λ_1.

Achamos que os processos de FWM *c* e *d* e ainda o processo *e*, são responsáveis pelas estruturas mostradas nas figuras 12 e 13. Porém, um entendimento detalhado deste fenômeno está ainda em curso.

Quando as potências $P_{01} = P_{02}$ são maiores que 17.5 dBm, processos de FWM em cascata complicam o entendimento dos espectros resultantes.

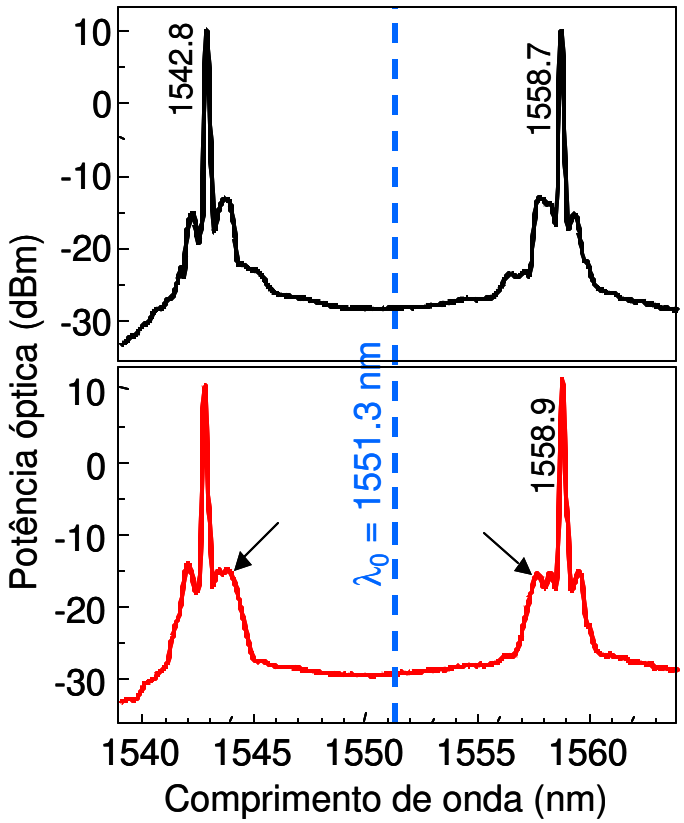

Figura 14.- Deslocamentos finos do laser em λ_2 mostram que o lóbulo maior parece estar composto de dois lóbulos.

Fizemos uma análise experimental da assimetria que apresentam os lóbulos observados. Para isso, deslocamos o laser em λ_2 em pequenas quantidades. Na figura 14 mostramos os resultados. Na figura de acima observamos que os lóbulos em ω_{+1} e ω_{-2} são maiores que os lóbulos em ω_{+2} e ω_{-1}. De fato, fazendo deslocamentos finos de λ_2 (figura de embaixo) observamos que os lóbulos maiores estariam compostos de dois lóbulos. Este terceiro lóbulo poderia corresponder ao predito na ref. [15], porém ainda não temos certeza disto, já que flutuações de λ_0 também poderiam provocar este tipo de estruturas.

4.4.5 Domínio do tempo.

Concluímos está seção ressaltando que o estudo da 'instabilidade modulacional na região de dispersão normal' tem sido objeto de estudos teóricos e experimentais no domínio do tempo [16-20]. Nessas referências se mostra que a propagação de um laser pulsado na região anômala pode induzir a geração de pulsos em um laser contínuo que se propaga simultaneamente na região normal. O mecanismo responsável deste fenômeno, segundo estas refs., é a modulação de fase cruzada que o laser pulsado induz no continuo. Esta XPM é mais eficiente quando os lasers se propagam quase simetricamente em relação ao λ_0, isto para obter velocidades de grupo comparáveis nos lasers em λ_1 e λ_2 e assim minimizar o *walk-off*.

4.5 Geração de pares de picos e buracos no espectro do ruído.

4.5.1 Introdução.

Nesta tese temos mencionado constantemente a importância das flutuações de λ_0 ao longo da fibra, nos processos de FWM que estudamos. Nesta seção apresentamos um método que nos permite quantificar entre que espectro de valores varia λ_0 ao longo da fibra. Este método também nos proporciona considerável informação sobre a distribuição dos diferentes λ_0 ao longo da fibra.

Na literatura, tem sido propostos vários métodos para medir o zero de dispersão 'médio' [21-22] e a variação de λ_0 ao longo da fibra [23-25]. No capítulo 3 propusemos a medida da formação de um buraco no espectro do ruído, como uma forma simples e rápida que nos permite conhecer a posição de λ_0. Também mostramos que, ao aumentarmos a

potência do laser e o ruído, o buraco fica mais estruturado evidenciando a variação de λ_0. Porém, esta medida nada nos indica sobre a distribuição de λ_0 ao longo da fibra.

4.5.2 Resultados: comparação experimento-teoria.

As nossas medidas consistem na propagação em 25 km de fibra DSF de dois lasers em λ_1 = 1548.9 e λ_2 = 1560 nm, com potências $P_{01} = P_{02} \sim 17.7$ dBm, respectivamente. Uma condição necessária é que o nosso espectro de ruído seja assimétrico. Na figura 15(a) mostramos os espectros de entrada (onde se observa que o ruído não é plano) e saída. Simetricamente ao laser λ_2 respeito de λ_0 (= 1551.35 nm) um buraco é formado (seta preta). Este buraco é mais fino comparado com o caso de um laser só mostrado no capítulo 3. Além disso, observamos uma estrutura numa posição simétrica a λ_1 respeito de λ_0 (seta azul).

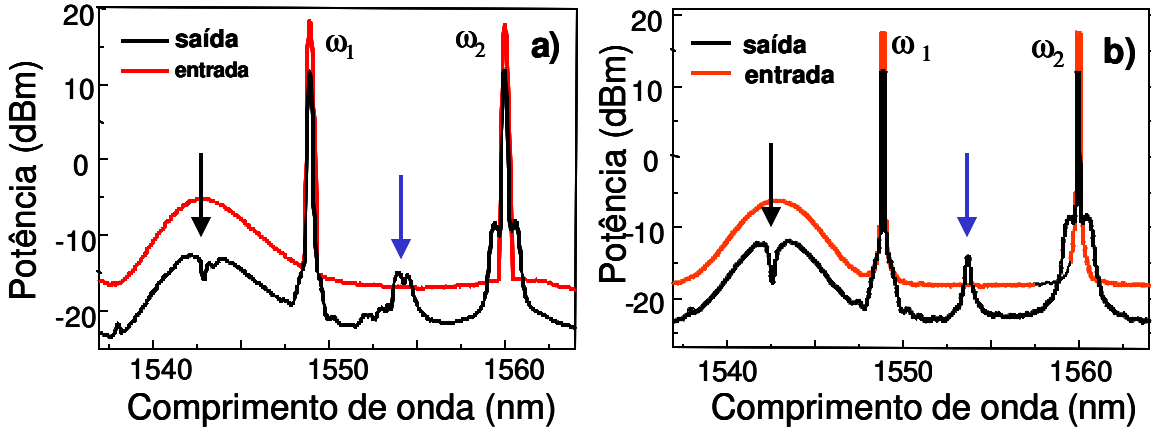

Figura 15.- Espectros de entrada e saída mostrando estruturas (picos-buracos) no espectro do ruído. (a) experimento e (b) simulação.

Stefan Tenenbaum fez a simulação desta propagação resolvendo numericamente a ENLS. O espectro de entrada experimental é usado para gerar o espectro de entrada numérico.

Na figura 15(b) são mostrados os espectros de entrada e saída. O espectro de saída tem os lóbulos de MI ao redor do laser em ω_2. Tem também um buraco bem definido na posição simétrica a ω_2 respeito a ω_0 (seta preta), e um pico bem definido numa posição simétrica a ω_1 respeito a ω_0 (seta azul). Nós acreditamos que o fato que no espectro de saída experimental não é observado um pico e um buraco bem definidos é devido a que na simulação consideramos um zero de dispersão constante ao longo da propagação.

4.5.3 Invertendo os extremos da fibra.

Nos mostraremos que estas estruturas (pico e buraco) são devidas a dois processos acoplados de FWM: 1) $\omega_1 - \omega_2 + \omega$ e 2) $\omega_2 - \omega_1 + \omega$, que correspondem aos processos *c* e *d* do capítulo 2. Como é bem sabido, o FWM é mais intenso quando maiores são as potências das ondas envolvidas (neste caso dois lasers e ruído). Devido a isto, os processos de FWM são sempre mais importantes nos primeiros L_{eff} kms de fibra em comparação com os kilometros finais da fibra onde a atenuação tem diminuído a potência dos lasers e do ruído. Levando em conta este fato, nós invertemos a fibra (isto é, o extremo que era a saída da luz é agora o extremo por onde nós agora jogamos a luz) e medimos o espectro. Os resultados são apresentados na figura 16.

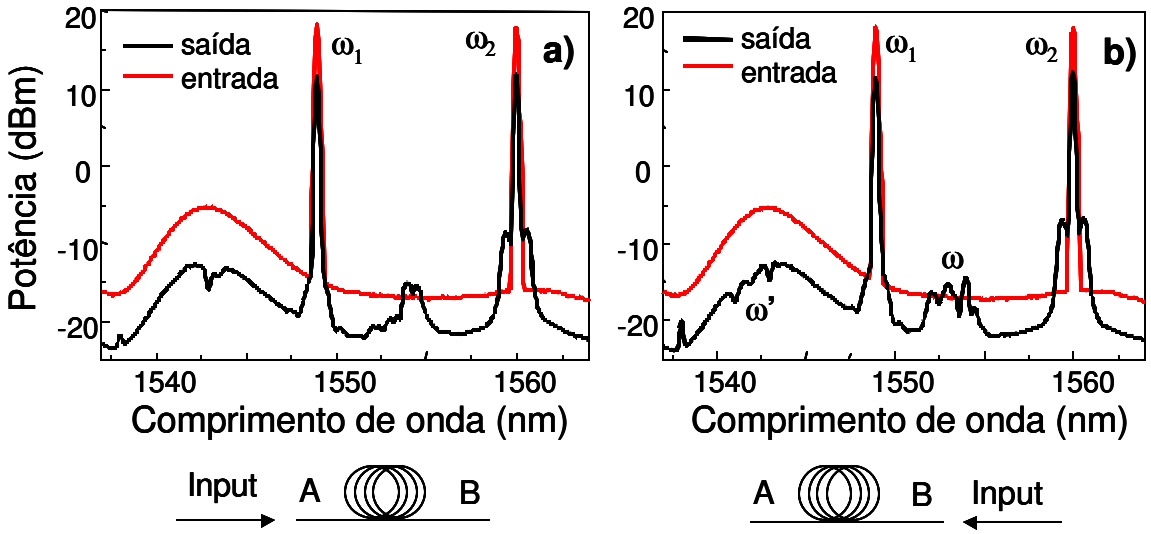

Figura 16.- Medidas experimentais jogando a luz (a) desde o extremo **A** e (b) desde o extremo **B**.

A figura 16(a) é a mesma que a figura 15(a), e indicamos que o extremo por onde é jogada a luz é o extremo **A**. Na figura 16(b) mostramos o espectro para o caso em que a luz é injetada pelo extremo **B**: o espectro de saída é mais estruturado, podemos observar agora três buracos nítidos e três picos.

4.5.4 Processos de FWM.

Explicamos esses espectros em termos de dois processos de FWM *c* e *d*: no processo 1, três ondas em ω_1, ω_2, e ω, geram uma quarta onda em $\omega' = \omega_2 - \omega_1 + \omega$; no processo 2, as mesmas três ondas produzem FWM em $\omega'' = \omega_1 - \omega_2 + \omega$. Fazendo a expansão do vetor de onda em torno de ω_0, a diferencia dos vetores de onda para o processo 1 é dada por $\Delta\beta' = \beta_3(\omega_0)[(\omega' - \omega_0)^3 + (\omega_1 - \omega_0)^3 - (\omega_2 - \omega_0)^3 - (\omega - \omega_0)^3]/6 + \beta_4(\omega_0)[(\omega' - \omega_0)^4 + (\omega_1 - \omega_0)^4 - (\omega_2 - \omega_0)^4 - (\omega - \omega_0)^4]/24$, com similar equação para $\Delta\beta''$. Podemos ver que para $\omega = 2\omega_0 - \omega_2$, o processo *c* é casado em fase até a dispersão de terceira ordem. Neste caso uma onda é gerada em $\omega' = 2\omega_0 - \omega_1 = \omega_d$. Por outro lado, se $\omega = 2\omega_0$

$-\omega_1$, então o processo *d* é casado em fase até terceira ordem, e a onda gerada está em $\omega'' = 2\omega_0 - \omega_2 = \omega_a$. Note que, como $\omega_a + \omega_1 = \omega_d + \omega_2 = 2\omega_0$, esses processos de FWM estão acoplados um a outro: a onda incidente em ω para o processo *c* é exatamente na mesma freqüência que a onda gerada no processo *d*, e vice versa.

Devido a mudança de ω_0 ao longo da fibra, cada valor de ω_0 vai acoplar pares em $\omega'' = 2\omega_0 - \omega_2 = \omega_a$ e $\omega' = 2\omega_0 - \omega_1 = \omega_d$. Isto é, os diferentes pares de pico-buraco correspondem a diferentes valores de ω_0 na fibra.

Nós verificamos que a energia sempre é transferida da região do ruído onde há maior potência para a região onde há menos. É devido a isso que precisamos ter um espectro assimétrico no ruído. Verificamos também que a energia que sai de uma região (buraco) é a mesma que vai para a outra (pico). Ainda não temos um bom entendimento da origem física desse comportamento, onde os lasers jogam um papel de catalisador passivo.

Voltando à figura 16(b), observamos basicamente três buracos em $\lambda_{d1} = 1542.8$, $\lambda_{d2} = 1541.9$ e $\lambda_{d3} = 1541$ nm; também três picos em $\lambda_{p1} = 1553.9$, $\lambda_{p2} = 1552.9$ e $\lambda_{p3} = 1552.1$ nm. Esses três pares pico-buraco correspondem, grosso modo, a três zeros de dispersão: $\lambda_{01} = 1551.4$, $\lambda_{02} = 1550.9$, e $\lambda_{03} = 1550.45$ nm. Na verdade, observamos também um pequeno pico em $\lambda_{d1} = 1554.4$ nm.

Na figura 16(a) observamos basicamente dois buracos, em $\lambda_{d1} = 1542.9$ e $\lambda_{d2} = 1543.4$ nm, e dois picos principais em $\lambda_{p1} = 1553.9$ e $\lambda_{p1} = 1554.4$ nm. Esses dois pares pico-buraco correspondem a dois zeros de dispersão: $\lambda_{01} = 1551.4$ e $\lambda_{04} = 1551.65$ nm.

O buraco em $\lambda_{d1} = 1542.9$ nm aparece nos espectros de 16(a) e 16(b), isso indica que o λ_0 associado é o predominante. Os pares buracos-picos que aparecem no espectro em 16(a)

permitem identificar os λ_0's próximos ao extremo **A** da fibra. O mesmo sucede com o espectro em 16(b), que permite identificar os λ_0's próximos ao extremo **B** da fibra.

Isto nos permite ter uma idéia muito boa da distribuição de λ_0 ao longo da fibra. Para verificar nosso raciocínio, Stefan Tenenbaum resolveu numericamente a NLSE usando o 'mapa' de dispersão mostrado na figura 17.

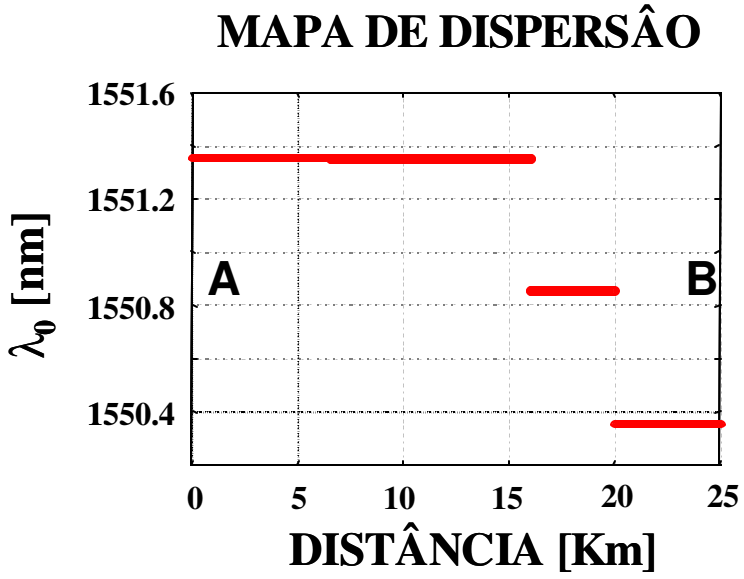

Figura 17.- Mapa de dispersão usado para as simulações da figura 18. Os extremos A e B estão escritos no mapa.

Este mapa é menos detalhado (ou menos 'exato') que o mapa apresentado no capítulo 3. Porém, ele contém os 3 λ_0's principais (λ_{01}, λ_{02} e λ_{03}). Este mapa, achamos, representa a flutuação fundamental de λ_0 ao longo da fibra.

Os resultados da simulação numérica são mostrados na figura 18, para os casos em que a luz é injetada pelo extremo **A** (esquerda) e pelo extremo **B** (direita), respectivamente.

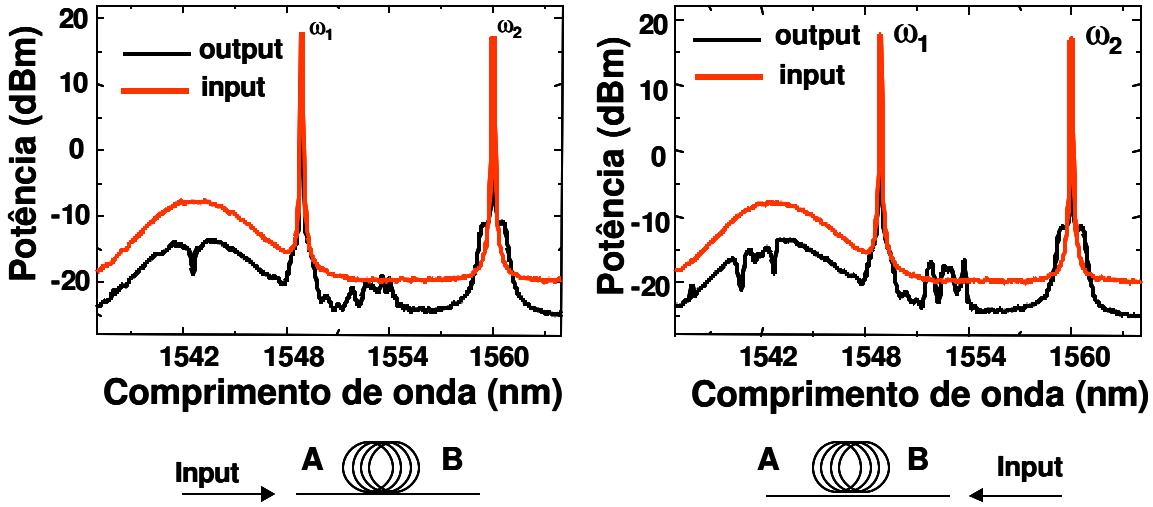

Figura 18.- Espectros numéricos para os mesmos parâmetros que os experimentos na figura 16, obtidos usando o mapa de dispersão da figura 17.

Se compararmos os espectros experimentais da figura 16 com os numéricos da figura 18, observamos um razoável acordo. Isto reforça a validade da lógica do nosso raciocínio.

4.5.5 Casamento de fase.

A medida do buraco no espectro do ruído (capítulo 3) não nos permite ter tanta informação sobre a variação de λ_0 ao longo da fibra. Nos perguntamos qual é a diferencia entre os dois casos se os dois são devidos a processos de FWM?. A diferencia tem a ver com quanto rápido varia $\Delta\beta$ para cada processo. Para melhor ilustrar isto na figura 19 mostramos $\Delta\beta$ em função do comprimento de onda para os processos 1 e 2 (*c* e *d* do capítulo 2), respectivamente, para os três valores de λ_0 mencionados acima. Mostramos

para valores de $\Delta\beta$ compreendidos entre –5 e 5 km^{-1}, para ter primeiro uma idéia da variação de $\Delta\beta$.

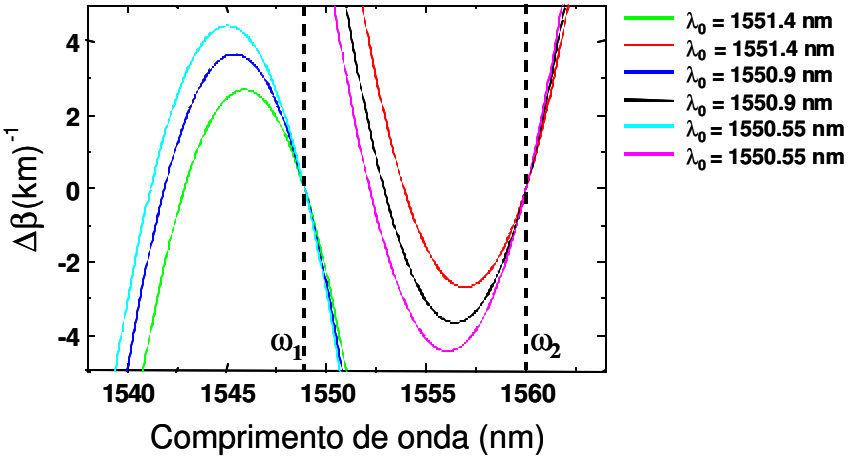

Figura 19.- Cálculo de $\Delta\beta$ para os processos de FWM *c* e *d*, para três valores de λ_0. As posições dos lasers em ω_1 e ω_2 estão indicadas com a linha tracejada.

Como remarcamos no inicio do capítulo, os valores de $\Delta\beta$ de nosso interesse tem a ver com o comprimento de coerência, isto é, estamos interessados em valores de $\Delta\beta$ compreendidos entre –0.15 e 0.15 km^{-1}.

Observamos na figura 20 que $\Delta\beta$ depende fortemente do comprimento de onda, ou seja, $\Delta\beta$ muda de –0.15 a 0.15 km^{-1} em intervalos de ~0.3 nm, isto faz com que o $\Delta\beta$ calculado com um valor de λ_0 poda ser distinguido do aquele calculado com outro λ_0. Isto possibilita a formação dos diferentes pares pico-buraco sem uma superposição entre eles.

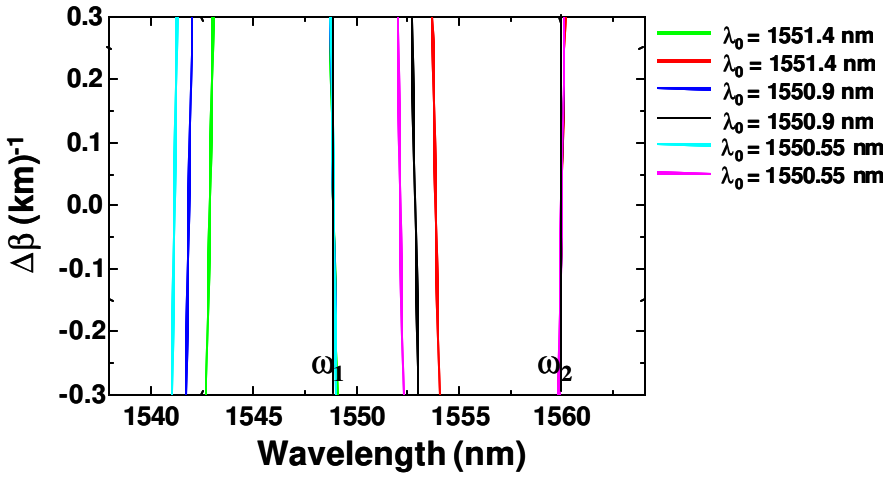

Figura 20.- Cálculo de $\Delta\beta$ para os processos de FWM *c* e *d*, para três valores de λ_0. As posições dos lasers em ω_1 e ω_2 estão indicadas com a linha tracejada.

4.5.6 Pares pico-buraco em uma fibra com grande flutuação de λ_0.

Nós fizemos este tipo de medidas para várias fibras disponíveis no nosso laboratório. Na figura 21 mostramos os espectros de saída, após propagação numa fibra de 11 km da XTAL fibras ópticas, para os casos em que o laser é injetado pelo extremo **A** e **B**.

As setas mostram os picos, que estão espalhados sob 11.6 nm (i.e. o zero de dispersão tem valores até com 5.8 nm de diferencia). Os buracos não são observados pois a diferencia entre o nível de ruído onde o pico é formado (–42 dBm) e onde o buraco é formado (–25 dBm) é de 17 dB, o que faz com que o buraco seja muito pequeno.

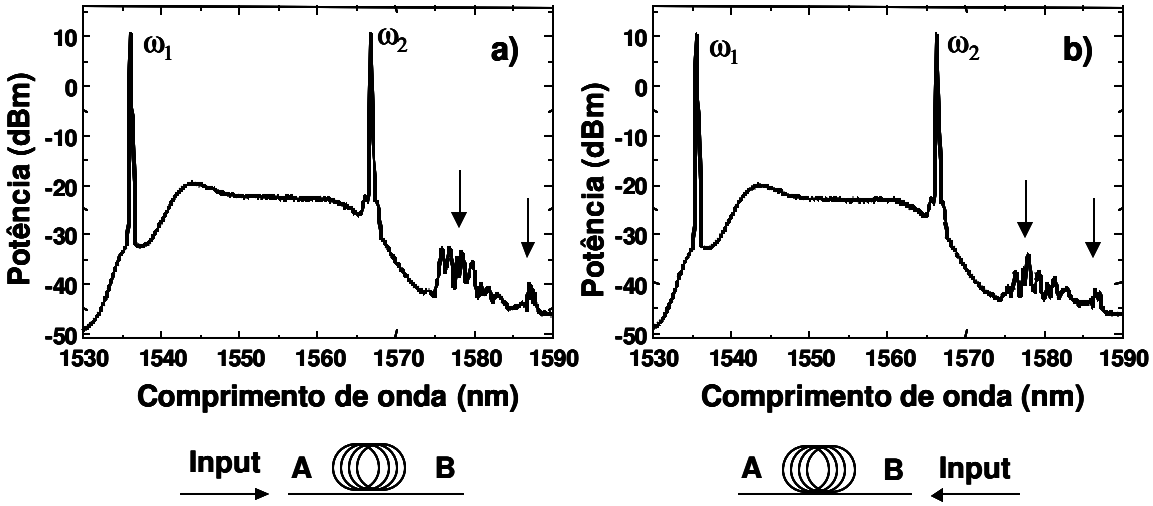

Figura 21.- Medida experimental em uma fibra de 11 km. Os valores de λ_0 estão espalhados em um intervalo de ~5.5 nm.

Referências:

[1] G.P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 2nd Ed., Academic Press, New York, 1995.

[2] F.S. Yang, M.C. Ho, M.E. Mahric and L.G. Kazovsky, " Demonstration of two-pump fibre optical parametric amplification," *Electron. Lett.*, **33**, 181-1813, 1997.

[3] M.E. Marhic, Y. Park, F.S. Yang, and L.G. Kazovsky, "Broadband fiber-optical parametric amplifiers and wavelength converters with low-ripple Chebyshev gain spectra," *Opt. Lett.*, **21**, 1354-1356, 1996.

[4] J.M. Chávez Boggio, P. Dainese, and H.L. Fragnito, "Gain Fluctuations in Optical Fiber Parametric Amplifiers," 13th IEEE-LEOS Annual Meeting Conference Proceedings, pp. 454-455 (Puerto Rico, November, 2000).

[5] S. Wabnitz, "Modulational polarization instability of light in a nonlinear birefringent dispersive medium," *Phys. Rev. A*, **38**, 2018-2021, 1988.

[6] C.R. Menyuk, "Nonlinear pulse propagation in birefringent optical fibers," *IEEE J. Quantum Elect*. **QE-23**, 174-177, 1987.

[7] P.D. Drummond, T.A.B. Kennedy, J.M. Dudley, R. Leonhardt, and J.D. Harvey, "Cross-phase modulation instability in high-birefringence fibers," *Opt. Comm.*, **78**, 137-142, 1990.

[8] J. E. Rothenberg "Modulation instability for normal dispersion," *Phys. Rev. A*, **42**, 682-685, 1990.

[9] S. G. Murdoch, R. Leonhardt, and J. D. Harvey "Polarization Modulation Instability in Weakly Birefringent Fibers," *Opt. Lett*. **20**, 866-868, 1995.

[10] E. Seve, P. Tchofo Dinda, G. Millot, M. Remoissenet, J. M. Bilbault, and M. Haelterman "Modulation instability and critical regime in a highly birefringent fiber," *Phys. Rev. A*, **54**, 3519-3534, 1996.

[11] G. Millot, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, and H. Haelterman "Observation of modulation instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber," *Opt. Lett.,* **22**, 1686-1688, 1997.

[12] G.P. Agrawal "Modulation instability induced by cross-phase modulation," *Phys. Rev. Lett*., **59**, 880-883, 1987.

[13] J.E. Rothenberg "Modulational instability of copropagating frequencies for normal dispersion," *Phys. Rev. Lett*., **64**, 813, 1990.

[14] M. Yu, C.J. McKinstrie, and G.P. Agrawal "Instability due to cross-phase modulation in the normal-dispersion regime" *Phys. Rev. E*, **48**, 2178-2186, 1993.

[15] W. Huang and J. Hong "A coupled-mode analysis of modulation instability in optical fibers," *J. of Lightwave Technol*., **10**, 156-162, 1992.

[16] D. Schadt and B. Jaskorzynska, "Generation of short pulses from CW light by influence of cross phase modulation (CPM) in optical fibers," *Electron. Lett*., **23**, 1090-1091, 1987.

[17] D.M. Patrick and A.D. Ellis, "10 GHz pulse train derived from a CW DFB laser using cross phase modulation in an optical fibre," *Electron. Lett*., **29**, 1391-1392, 1993.

[18] A.S. Gouveia-Neto, M.E. Faldon, A.S.B. Sombra, P.G.J. Wigley, and J.R. Taylor, "Subpicosecond-pulse generation through cross-phase-modulation-induced modulation instability in optical fibers," *Opt. Lett*., **13**, 901-903, 1988.

[19] E.J. Greer, D.M. Patrick, P.G.J. Wigley, and J.R. Taylor, "Picosecond pulse-generation from a continous-wave diode laser through cross-phase modulation in an optical fiber," *Opt. Lett.*, **15**, 851-853, 1990.

[20] Valeria L. da Silva, Tese de Doutorado, IFGW-Unicamp, 1990.

[21] C. Mazzali, D. F. Grosz, and H. L. Fragnito, "Simple Method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero-dispersion wavelength of optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.,* **11**, 251-253, 1999.

[22] K.T. Chan, S. Li, and W.H. Cao, "Zero dispersion wavelength determination in optical fibers using cross-phase modulation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **11**, 1629-1631, 1999.

[23] S. Nishi and M. Saruwatari, "Technique for measuring the distributed zero dispersion wavelength of optical fibers using idler pulse generation caused by modulation instability," *Electron. Lett.*, **32**, 579-581, 1996.

[24] R.M. Jopson, M. Eiselt, R.H. Stolen, R.M. Derosier, A.M. Vengsarkar and U. Koren, "Non-destructive dispersion-zero measurements along an optical fibre," *Electron. Lett.*, **31**, 2115-2117, 1995.

[25] J. Gripp and L.F. Mollenauer, "Enhanced range for OTDR-like dispersion map measurements," *Opt. Lett.*, **23**, 1603-1605, 1998.

Capítulo 5

Conclusões

Nesta tese temos estudado teórica e experimentalmente interações por mistura de quatro ondas, entre um ou dois lasers e ruído, utilizando fibras de dispersão deslocada. Utilizamos uma modelagem no domínio da freqüência que leva em conta a atenuação da fibra, a dispersão até qualquer ordem e a natureza estocástica do campo do ruído.

5.1 Interação de um laser com o ruído.

A principal vantagem da nossa modelagem (FDM) é o excelente acordo entre os espectros experimentais e os numéricos. Predições corretas sobre a variação da razão sinal-ruído são obtidas com o FDM. Isto nos permitiu estudar enlaces com compensação da dispersão e estudar o efeito no espectro de instabilidade modulacional de diversas flutuações do zero de dispersão (λ_0).

Porém, devido a que a penalidade de um sistema de comunicação óptica depende também da distorção temporal dos pulsos de luz, o FDM é um modelo insuficiente para estudar a performance de um sistema de comunicação.

5.2 Interação de dois lasers com o ruído.

Mostramos que amplificação catastrófica do ruído em larga banda é possível se dois lasers de alta potência se propagam simetricamente localizados respeito a λ_0. Este efeito, que é razoavelmente bem descrito pelo FDM, pode penalizar a performance de um sistema de comunicação com fibras de dispersão deslocada, porém, um estudo no domínio do tempo tem ainda que ser feito.

Mostramos experimentalmente que lóbulos de ruído similares à instabilidade modulacional são formados ao redor de um laser que se propaga na região de dispersão normal, se, simultaneamente, um laser se propaga na região anômala.

Finalmente apresentamos um método simples e rápido que nos permite conhecer de maneira aproximativa a variação do zero de dispersão ao longo da fibra.

5.3 Contribuições deste trabalho.

As contribuições originais decorrentes deste trabalho são:

- Uma modelagem simples e de rápida execução para estudar interações entre um ou dois laser e ruído [1]. A originalidade vem de propor que esta modelagem é mais simples e exata comparada à análise de estabilidade.
- Medida experimental de um buraco no espectro do ruído induzido por um laser de alta potência através de um processo de mistura de quatro ondas [2].
- Medida experimental de amplificação catastrófica do ruído induzida por dois lasers intensos através de processos de mistura de quatro ondas casados em fase até a terceira ordem de dispersão [3,4].
- Primeira medida experimental de 'instabilidade modulacional' na região de dispersão normal [5].

- Medida experimental de pares de picos-buracos induzidos por mistura de quatro ondas entre dois lasers e ruído [6].

Referencias

[1] J.M. Chávez Boggio, P. Dainese, and H.L. Fragnito, "Simple Model for Noise-Signal Interactions in Optical Fibers," in *Integrated Photonics Research*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2000), pp. 32-35.

[2] J.M. Chávez Boggio, S. Tenenbaum, A. Guimarães, and H.L. Fragnito, "Observation of a Dip in the Spectrum of Noise After Propagation in an Optical Fiber," CLEO/EUROPE 2000 (Nice, September 10-15, 2000).

[3] J.M. Chavez Boggio and H.L. Fragnito, "Broadband Noise Amplification Pumped by Two Lasers in Optical Fibers," aceito em *Journal of Optical Society of America B.*

[4] J.M. Chávez Boggio, M.O. Berendt, and H.L. Fragnito, "Broadband Parametric Noise Amplification in Dispersion Shifted Fibers," in Optical Fiber Communication Conference, OSA technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2000), WM, pp. 230-232.

[5] J.M. Chávez Boggio, D.F. Grosz, and H.L. Fragnito, "Observation of Modulation Instability in the Normal Dispersion Region Over NonPolarization Preserving Fibers," 12th IEEE-LEOS Annual Meeting Conference Proceedings, pp. 242-243 (San Francisco, November, 1999).

[6] J.M. Chávez Boggio, S. Tenenbaum, and H.L. Fragnito, "Four Wave Mixing Induced Changes in the Noise Spectrum in an Optical Fiber," in Optical Fiber Communication Conference, OSA technical Digest (Optical Society of America, Washington DC, 2001), WDD24.