

Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP

Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação - FEEC

Departamento de Microondas e Óptica

Autor: Yesica Raquel Rumaldo Bustamante

***Trocador de comprimento de onda baseada em
fenômenos paramétricos em fibras ópticas***

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestrado em Engenharia Elétrica. Área de concentração: Telecomunicações e Telemática.

Orientador: Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa

Co-orientador: Prof. Dr. Jorge Diego Marconi

Campinas, 13 de dezembro de 2011

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

R863t	Rumaldo Bustamante, Yesica Raquel Trocador de comprimento de onda baseada em fenômenos paramétricos em fibras ópticas / Yesica Raquel Rumaldo Bustamante. --Campinas, SP: [s.n.], 2011. Orientadores: Hugo Enrique Hernandez Figueroa, Jorge Diego Marconi. Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. 1. Dispositivos paramétricos . 2. Mistura de quatro ondas. 3. Fibras ópticas. 4. Efeitos óticos não - lineares. I. Hernandez Figueroa, Hugo Enrique. II. Marconi, Jorge Diego. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.
-------	--

Título em Inglês: Wavelength exchanger in parametric phenomena in fiber optics

Palavras-chave em Inglês: Parametric devices, Four wave mixing, Optical fibers, Nonlinear optical effects

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Eric Alberto de Mello Fagotto, Marcelo Luís Francisco Abbade

Data da defesa: 13-12-2011

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

Candidata: Yesica Raquel Rinaldo Bustamante

Data da Defesa: 13 de dezembro de 2011

Título da Tese: "Trocador de comprimento de onda baseada em fenômenos paramétricos em fibras ópticas"

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa (Presidente):

Prof. Dr. Eric Alberto de Mello Fagotto:

Prof. Dr. Marcelo Luís Francisco Abbade:

Resumo

Nos últimos anos, dispositivos paramétricos baseados em fibras ópticas têm sido foco de interesse em diversas aplicações, sendo uma delas o trocador de comprimento de onda. No presente trabalho estudamos esse dispositivo, que, como todo dispositivo paramétrico, está baseado no efeito não-linear de mistura de quatro ondas. O trocador de comprimento de onda foi estudado através de simulações e experimentos. As simulações foram feitas utilizando o software comercial VPI Photonics. Esse software resolve a equação não-linear de Schrödinger utilizando o método *Split Step* Fourier para simular a propagação da luz ao longo da fibra óptica. Devido à importância das características da fibra no funcionamento do trocador de comprimento de onda, primeiramente utilizamos uma técnica baseada no fenômeno de instabilidade modulacional (amplificação de ruído) para obter parâmetros intrínsecos da fibra, tais como o coeficiente não-linear e o comprimento de onda de dispersão nula. Devido ao fato do trocador de comprimento de onda funcionar com bombeios de alta potência, o limiar de espalhamento Brillouin estimulado foi incrementado alargando a linha do laser de bombeio por modulação de fase. Essa modulação de fase foi otimizada para o dispositivo paramétrico estudado, conseguindo um aumento do limiar de 10 *dB*. Finalmente, foi construído um trocador de comprimento de onda com um segmento de 1 *km* de comprimento da fibra altamente não-linear previamente caracterizada. Foram utilizados dois sinais modulados com uma sequência pseudo-aleatória de bits com uma taxa de modulação de 10 *Gb/s* no formato NRZ sintonizados em $\lambda_{s1} = 1532,4 \text{ nm}$ e $\lambda_{s2} = 1538,6 \text{ nm}$. Por sua vez, os bombeios foram sintonizados em $\lambda_{s1} = 1532,4 \text{ nm}$ e $\lambda_{s2} = 1538,6 \text{ nm}$. Os resultados espectrais mostram razões de extinção $> 23 \text{ dB}$; isso permitiu obter diagramas de olho de boa qualidade, demonstrando que a troca de sinais foi eficiente. A qualidade do trocador de comprimento de onda também foi caracterizada através de medidas de taxa de erro.

Palavras chaves: Trocador de comprimento de onda, dispositivos paramétricos, mistura de quatro ondas, fibras ópticas, efeitos não-lineares.

Abstract

In recent years, parametric devices based on optical fibers have been the focus of interest in many applications, being one of these applications the wavelength exchanger. In this work we study the wavelength exchanger in optical fibers which, as all parametric devices is based on the non-linear effect of four-wave mixing. The wavelength exchanger was studied through simulations and experiments. The simulations were performed by using a commercial software called VPI Photonics. This software solves the nonlinear Schrödinger equation by using the *Split Step* Fourier method to simulate the light propagation along the optical fiber. Since the fiber characteristics are very important for the performance of the exchanger, firstly a technique based on modulation instability was used to measure intrinsic parameters of the fibers, such as the nonlinear coefficient and the zero dispersion wavelength. Due to the fact that the exchanger works with high power pumps, the stimulated Brillouin scattering threshold was increased by broadening the pump laser linewidth by phase modulation. Such a phase modulation was optimized for the studied parametric device, obtaining a threshold increase of $10dB$. Finally, a wavelength exchanger was mounted with a $1km$ segment of the previously characterized fiber. Two signals were used, modulated with a pseudo-random bit sequence at 10 Gb/s (NRZ modulation format) tuned at $\lambda_{s1} = 1532,4\text{ nm}$ e $\lambda_{s2} = 1538,6\text{ nm}$. On the other hand, the pumps were tuned at $\lambda_{s1} = 1532,4\text{ nm}$ e $\lambda_{s2} = 1538,6\text{ nm}$. Spectra results show extinction ratios $> 23\text{ dB}$. Such extinction ratios allow obtaining good quality eye diagrams proving that we have an efficient channel exchange. The wavelength exchanger quality was also characterized through bit error rate measurements.

Keywords: Wavelength exchanger, parametric devices, four-wave mixing, optical fibers, nonlinear effects.

Agradecimentos

A Deus.

Aos meus pais e meus irmãos, porque nunca mediram esforços para que eu pudesse realizar meus sonhos.

Ao meu orientador, o professor Hugo Figueroa, pela sua grande paciência durante a realização deste trabalho, ter me aceitado no grupo apesar de minha falta de experiência na área.

Ao professor Diego, meu co-orientador, pela sua disponibilidade.

Ao professor Hugo Fragnito por ter me dado a oportunidade de trabalhar no laboratório e também por suas ideias e discussões.

Ao Enver, Vagner, Andres, Raphael e Jhon pela ajuda e recomendações na minha etapa de aprendizagem.

Ao meu amor Samuel, por acreditar em mim, dando-me seus conselhos, recomendações e carinho em todo este tempo.

A todos meus amigos pela convivência e amizade que me tem brindado.

Ao professor L. Bravo Roger por ter me motivado a fazer o mestrado.

À CAPES, pela bolsa durante o mestrado

*Ao meu pai Tito Rinaldo por todo
o amor que me deu.*

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Aplicações do trocador de comprimento de onda	3
1.2	Fundamentos de processos paramétricos	4
1.2.1	Mistura de quatro ondas (FWM)	8
1.2.2	Fibra altamente não-linear	12
1.3	Objetivo da dissertação	13
2	Aspectos Teóricos dos Trocadores de Comprimento de Onda	14
2.1	Trocador de comprimento de onda	14
2.1.1	Conversor de comprimento de onda	16
2.2	Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS)	18
2.3	Instabilidade Modulacional	21
3	Simulações VPI do trocador de comprimento de onda	24
3.1	Trocador de comprimento de onda com um sinal	24
3.2	Trocador de comprimento de onda com dois sinais	29
4	Resultados Experimentais	32
4.1	Caracterização da fibra	32
4.1.1	Medida do γ da fibra	33
4.1.2	Medida de λ_0 na fibra	34
4.2	Aumento do Limiar de Brillouin	36
4.3	Trocador de comprimento de onda	38
4.3.1	Conversão do sinal em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$	40

4.3.2	Conversão do sinal em $\lambda_1 = 1538,6 \text{ nm}$	41
4.3.3	Trocador de comprimento de onda com dois sinais	43
5	Conclusões	47
A	Equipamentos	49

Lista de Figuras

1.1	Aplicações do trocador de comprimento de onda : (a) Conversor de comprimento de onda, (b) Intercambiador de comprimento de onda (c) multiplexação óptica por divisão de tempo OTDM.	3
1.2	Reflexão interna total na fibra óptica.	6
1.3	Comparação entre o perfil degrau e a função de Bessel que se propaga na fibra monomodo.	7
1.4	Diagrama de um nível de energia degenerado e não-'degenerado num processo de mistura de quatro ondas.	9
1.5	Perfis de índice de refração de SMF e HNLF.	12
2.1	Diagrama esquemático do trocador de comprimento de onda.	15
2.2	Diagrama esquemático do trocador de comprimento de onda para um sinal em ω_3 (a) e um sinal em ω_4 (b).	17
2.3	Espectro da luz espalhada em fibras ópticas	19
2.4	Espectro de ganho Brillouin com largura de linha da ordem de 10 MHz [?].	21
2.5	Processo de Instabilidade Modulacional.	22
2.6	Interação de um laser com ruído através de dois processos acoplados de FWM [38].	23
2.7	Espectro de ruído obtido para o laser $\lambda=1550\text{ nm}$ e $P_1=17\text{ dBm}$ [39].	23
3.1	Montagem da simulação no VPI para obter o trocador de comprimento de onda.	25
3.2	Espectros de saída do trocador de comprimento onda com um sinal. (a) sinal localizado em $\lambda_3 =1574,0\text{ nm}$ e (b) sinal localizado em $\lambda_4=1583,3\text{ nm}$. . .	26
3.3	Razão de extinção em função de $\Delta\lambda_l$	27

3.4	Razão de extinção em função de $\Delta\lambda_p$	28
3.5	Espectros de saída do trocador de comprimento onda com dois sinais. Os bombeios e os sinais são localizados em $\lambda_1 = 1545,3 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1551,3 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 1574,0 \text{ nm}$ e $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$, respectivamente.	30
3.6	Trocador de comprimento de onda simulado dos sinais em $\lambda_3 = 1574,0 \text{ nm}$ e $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$ moduladas com 10 Gb/s no formato NRZ.	31
4.1	Montagem experimental do método de instabilidade modulacional. MF: Modulador de fase, AFDE: Amplificador a fibra dopada com érbio, PM: Medidor de potência, OSA: Analisador de espectro óptico, PC: Controle de polarização [36].	33
4.2	Espectros da instabilidade modulacional para diferentes potências de entrada na fibra, com um bombeio de 1556 nm	34
4.3	Espectros da instabilidade modulacional para diferentes valores de λ	35
4.4	Frequência de instabilidade modulacional ω_{MI}^{-2} em função do comprimento de onda.	35
4.5	Montagem experimental para a obtenção do aumento limiar do SBS.	36
4.6	Espectros de retro-espalhamento do bombeio, medidos no medidor de potência	37
4.7	Potência retro-espalhada em função da potência de entrada.	37
4.8	Montagem experimental para obter o trocador de comprimento de onda com dois sinais. MA: Modulador de amplitude, MF: Modulador de fase, AFDE: Amplificador a fibra dopada com érbio, OPFB: Filtro passa-banda, AT: Atenuador variável, PM: Medidor de potência, OSC: Osciloscópio, PC: Controlador de polarização.	39
4.9	Espectro de saída ao redor do sinal $1532,4 \text{ nm}$ e o idler $1538,6 \text{ nm}$	39
4.10	(a) Sinal de entrada em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$, (b) Saída do Idler em $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$, (c) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$ e (d) Diagrama de olho de saída em $\lambda_1 = 1538,6 \text{ nm}$	40
4.11	Espectro de saída ao redor do sinal $1538,6 \text{ nm}$ e o idler $1532,4 \text{ nm}$	41

4.12	(a) Sinal de entrada em $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$, (b) Sinal de saída em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$. (c) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$ e (d) Diagrama de olho de saída em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$	42
4.13	Espectros de saída do trocador de comprimento onda com dois sinais. Os bombeios e os sinais estão localizados em $\lambda_1 = 1566,9 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1560,5 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 1532,4 \text{ nm}$ e $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$, respectivamente.	43
4.14	Espectros de dois conversores de comprimento de onda superpostos de sinal em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$ e em $1538,6 \text{ nm}$	44
4.15	Trocador de comprimento de onda experimental dos sinais. (a) Sinal de entrada em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$, (b) Sinal de entrada em $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$, (c) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$, (d) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$ (e) Sinal de saída em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$, (f) Sinal de saída em $\lambda_2 = 1536,8 \text{ nm}$, (g) Diagrama de olho da saída em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$ (f) Diagrama de olho da saída em $\lambda_1 = 1532,6 \text{ nm}$	45
4.16	Taxa de erro (BER) em função da potência óptica recebida pelo receptor. . .	46
A.1	Foto do arranjo experimental do trocador de comprimento de onda.	49
A.2	Em (a) é mostrado o OSA (Analisador de Espectro Óptico) ANDO, modelo AQ6319, e em (b) é mostrado DCA (Analisador de Comunicações Digitais) Agilent Technologies, modelo Infiniium DCA-J 86100C.	50
A.3	Em (a) é mostrado o DG (Gerador de dados) Tektronix, modelo DG2040, e em (b) é mostrado ECL (Laser de Cavidade Externa Extendida).	50

Capítulo 1

Introdução

Os sistemas de telecomunicações crescem cada vez mais devido ao aumento da demanda da largura de banda. O incremento da capacidade de transmissão, em poucos anos, é provável que chegará a ser medido em Tb/s (terabits por segundo) [1]. Esta demanda se deve ao tráfego gerado pela internet, que vem crescendo a uma taxa aproximada de 50% ao ano, e também aos novos serviços que são cada vez mais oferecidos, tais como televisão de alta definição (HDTV, *High Definition Television*) e voz sobre o protocolo internet (VoIP, *Voice Over Internet Protocol*), entre outros [2].

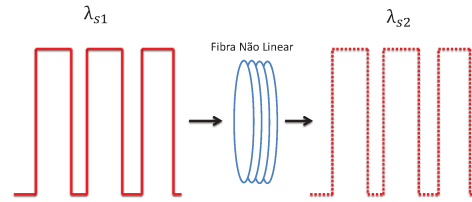
Na década dos 90, houve um rápido crescimento na demanda da largura de banda graças ao desenvolvimento de duas tecnologias-chave: os amplificadores de fibra dopada com érbio (EDFA, *Erbium Doped Fiber Amplifier*) e os sistemas de multiplexação em comprimento de onda (WDM, *Wavelength Division Multiplexing*). Entretanto, caso o aumento do tráfego continue aumentando nessa mesma intensidade, é provável que os sistemas de comunicações ópticas baseados nas tecnologias atuais atinjam a saturação, surgindo, assim, a necessidade de se desenvolver novas tecnologias capazes de fazer frente a essa grande demanda. Para satisfazer essa necessidade, um dos grandes desafios a ser vencido é o desenvolvimento de novos dispositivos totalmente ópticos, capazes de evitar a passagem para o domínio elétrico nas funções básicas inerentes ao gerenciamento da rede, devido às limitações na capacidade de processamento dos componentes eletrônicos. Tal tecnologia tornaria as redes mais dinâmicas e/ou reconfiguráveis para cobrir os serviços oferecidos pelas redes atuais.

Os roteadores de comprimento de onda, como é o caso dos multiplexadores de inserção

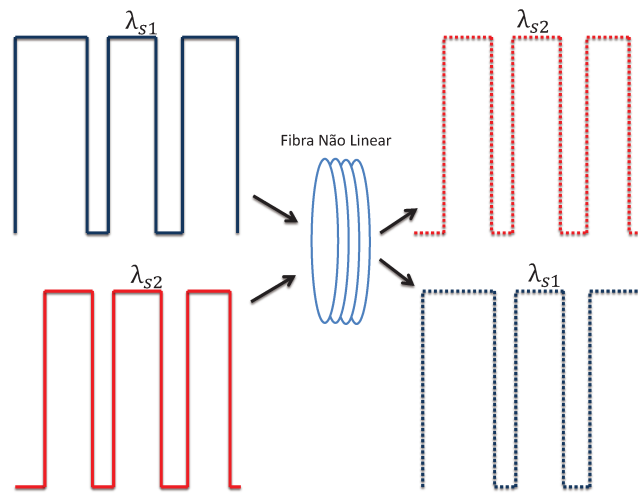
e remoção de canais ópticos (OADM, *Optical Add/Drop Multiplexer*) e os comutadores ópticos (*Cross - Connects*) oferecem uma maior flexibilidade nas redes [2, 3]. Não obstante, apesar de o número de canais serem suficiente para suprir a capacidade de informação requerida pela rede, esse número mostra-se insuficiente para suportar o número de nós, devido às possíveis colisões quando dois canais no mesmo comprimento de onda são roteados para a mesma saída. Uma solução para superar essa limitação é converter sinais de um comprimento de onda para outro [2, 3]. Então, seria extremamente vantajoso utilizar dispositivos que possam suprir a crescente demanda da largura de banda e que, além de atuarem como amplificadores, também pudessem exercer outras funções, como conversor de comprimento de onda (WC, *Wavelength Converters*), ou conjugador de fase (PC, *Phase Conjugator*), dentre outras. Dentro das tecnologias que cumprem esses quesitos, temos os amplificadores ópticos semicondutores (SOAs, *Semiconductor Optical Amplifiers*) e os amplificadores paramétricos baseados em fibras ópticas (FOPAs, *Fiber Optics Parametric Amplifiers*). No caso dos SOAs, têm sido feitos conversores de comprimento de onda, conjugador de fase e formata-dores ópticos (AOR, *All Optical Reshaper*) [4, 5, 6], mas no SOA a taxa de transmissão é menor que $\sim 150 \text{ Gb/s}$ devido ao tempo de resposta do semicondutor, que é da ordem de picosegundos [7]. Já no caso dos FOPAs, além de apresentarem as funcionalidades dos SOAs, proporcionam um alto ganho de 49 dB [8] e uma largura de banda 200 nm [9], e ainda podem funcionar como trocadores de sinais (WE, *Wavelength Exchenger*) [10, 11], com um rápido tempo de resposta da ordem de fentosegundos.

A troca de comprimento de onda totalmente óptica baseada em efeitos paramétricos em fibras ópticas é de particular interesse devido às suas características únicas de troca simultânea entre diferentes comprimentos de onda [11,12], à operação de baixo ruído [13, 14] e a não configuração interferométrica. A Troca de dois comprimentos de onda adjacentes é conseguida com duas bombas de fase encontradas no processo (FWM, *Four Wave Mixing*) em que os sinais passam por um intercâmbio periódico na sua alimentação. Essa capacidade de operação de troca de energia entre os sinais é especialmente interessante para a manipulação de alta velocidade nas redes que foi demonstrada utilizando duas ondas contínuas em paralelo ou ortogonal [11, 15].

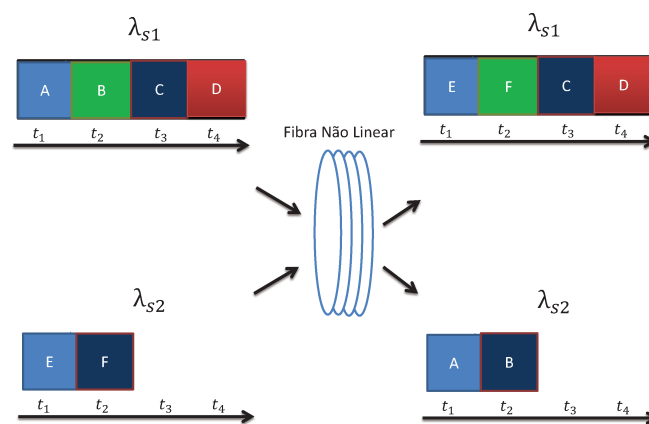
1.1 Aplicações do trocador de comprimento de onda



(a)



(b)



(c)

Figura 1.1: Aplicações do trocador de comprimento de onda : (a) Conversor de comprimento de onda, (b) Intercambiador de comprimento de onda (c) multiplexação óptica por divisão de tempo OTDM.

Uma das aplicações do trocador de comprimento de onda é que ele pode funcionar como um conversor de comprimento de onda, como se mostra na Fig.1.1(a) onde a modulação é transferida desde o comprimento de onda de entrada λ_{s1} para o comprimento de onda de saída λ_{s2} ; Além disso, eles podem ser usados como comutadores de cruzamento óptico (OXC, *Optical Cross Connect Switch*) em redes ópticas, como é mostrado na Fig.1.1(b), onde as modulações do comprimento de onda λ_{s1} e do comprimento λ_{s2} são intercambiadas após de passar pelo trocador de comprimento de onda [2, 16].

Outra aplicação ainda mais interessante do trocador de comprimento de onda é usada para a multiplexação óptica por divisão de tempo (OTDM, *Optical Time Division Multiplexing*) de inserção e remoção. A multiplexação é uma técnica empregada para permitir que várias fontes de informação compartilhem um mesmo sistema de transmissão Fig.1.1(c), onde podemos mudar os pacotes de dados em intervalos de tempo t_1 e t_2 , podemos usar um bombeio pulsado, de modo que os correspondentes pacotes de dados para os dois comprimentos de onda sejam trocados após se passar pelo trocador de comprimento de onda [2, 17, 18].

1.2 Fundamentos de processos paramétricos

A propagação das ondas eletromagnéticas em uma fibra óptica é governada pelas equações de Maxwell [19]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.4)$$

onde $\mathbf{D}$ e $\mathbf{B}$ são as correspondentes densidades de fluxo elétrico e magnético, $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ são vetores de campo elétricos e magnético, ρ é a densidade de carga, e $\mathbf{J}$ é o vetor densidade de corrente. As densidades de fluxo elétrico e magnético ($\mathbf{D}$ e $\mathbf{B}$) estão relacionadas com os vetores do campo elétrico e magnético, respectivamente:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (1.6)$$

onde ε_0 é a constante dielétrica ou permissividade do vácuo e μ_0 é a permeabilidade do vácuo, $\mathbf{P}$ é a polarização e $\mathbf{M}$ é a magnetização. Para materiais dielétricos e não magnéticos tem-se ($\mathbf{M} = \mathbf{0}$), como no caso das fibras ópticas, e para meios sem cargas e correntes livres ($\rho = 0$ e $\mathbf{J} = \mathbf{0}$), homogêneos e isotrópicos, as equações de Maxwell serão:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.7)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.10)$$

Calculando o rotacional da equação (1.9) e usando a identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ onde $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ devido meios sem cargas, temos :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.11)$$

onde $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$, c é a velocidade da luz no vácuo. A equação (1.11) descreve a interação do meio com o campo elétrico, onde a polarização elétrica $\mathbf{P}$ total, no domínio das frequências, é :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E}) \quad (1.12)$$

O primeiro termo da suscetibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição dos efeitos lineares da fibra óptica, como a atenuação e a dispersão. Os processos associados a $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ estão relacionados com os efeitos não-lineares de segunda e terceira ordem, respectivamente.

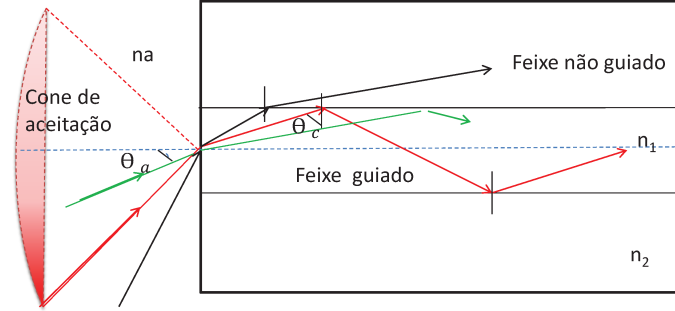


Figura 1.2: Reflexão interna total na fibra óptica.

A suscetibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é a responsável por os fenômenos como geração de segunda harmônica e soma de frequências. Porém, $\chi^{(2)}$ é nulo para meios que apresentam simetria de inversão (meios isotrópicos) como é o caso de fibras ópticas de sílica [20, 21, 22]. A suscetibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ é a responsável dos efeitos como auto-modulação de fase (SPM, *Self-phase Modulation*), modulação cruzada de fase (XPM, *Cross-phase Modulation*) e mistura de quatro ondas [21, 22] .

Então, mantendo apenas as polarizações de primeira e terceira ordem, a polarização induzida pode ser composta como a soma de efeitos lineares e não-lineares, como:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_N \quad (1.13)$$

onde $\mathbf{P}_L$ é a contribuição dos efeitos lineares e $\mathbf{P}_N$ representada a contribuição dos efeitos não-lineares. Substituindo a equação (1.13) na equação (1.11) temos :

$$\left(\nabla^2 + \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_N}{\partial t^2} \quad (1.14)$$

onde $(n/c)^2 = \mu_0 \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)})$.

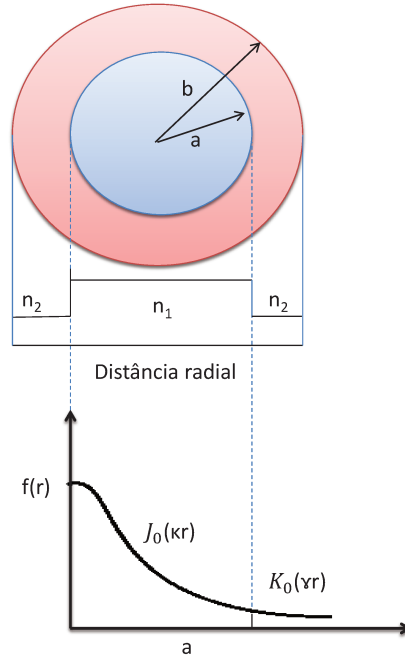


Figura 1.3: Comparação entre o perfil degrau e a função de Bessel que se propaga na fibra monomodo.

No caso das fibras ópticas, o índice de refração do núcleo, n_1 , é ligeiramente maior que o índice de refração da casca, n_2 , o que permite que a luz seja guiada por reflexão interna total, como mostra a Fig.1.2.

A luz será guiada na fibra toda vez que ela incide na interface núcleo/casca com ângulo menor que o ângulo crítico θ_c , dado por $\sin \theta_c = n_2/n_1$. Isso define um ângulo de aceitação que se expressa em termos da abertura numérica ($NA = \sin \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$). Nas fibras monomodo de perfil de índice degrau como mostra a Fig.1.3, a amplitude da componente longitudinal do campo é proporcional à diferença entre os dois índices de refração ($\Delta = n_1 - n_2/n_2 \ll 1$), tendo um valor típico de $\Delta \sim 0,003$ [23]. As componentes longitudinais do campo elétrico são da ordem de $\Delta^{1/2}$, que resulta ser ~ 20 vezes menor que os componentes transversais. Com essa condição, podemos escrever os campos como:

$$\mathbf{E}_j = \hat{x} \frac{1}{2} (F_j(x, y) A_j e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + c.c) \quad (1.15)$$

$$\mathbf{P}_{\mathbf{N}j} = \hat{x} \frac{1}{2} (P_j(x, y) A_j e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} + c.c) \quad (1.16)$$

onde β é a constante de propagação para cada frequência ω_j e F_j é a distribuição transversal do campo elétrico :

$$F_j(x, y) = \begin{cases} C. & J_0(k_T \rho) & \rho \leq a \\ D. & K_0(\gamma_T \rho) & \rho > a \end{cases} \quad (1.17)$$

onde $C = [J_0(k_T a)] - 1$ e $D = [K_0(\gamma_T a)] - 1$, $k_T = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$, $\gamma_T = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, onde a é o raio do núcleo, J_0 e K_0 são as funções de Bessel correspondendo ao modo fundamental (chamado HE_{11} ou LP_{01}) para a fibra monomodo.

1.2.1 Mistura de quatro ondas (FWM)

A resposta não-linear dos elétrons de um meio à aplicação de um campo óptico intenso origina os denominados processos paramétricos. Os processos paramétricos de terceira ordem envolvem, em geral, a interação entre quatro ondas e incluem fenômenos como geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas e amplificação paramétrica.

FWM é um efeito não-linear devido à dependência do índice de refração com a potência aplicada na fibra, que gera sinais a partir do batimento dos canais WDM que se propagam pela fibra [24].

FWM consiste na interação de dois fótons cujas frequências são ω_1, ω_2 gerando um terceiro e um quarto fóton de frequência ω_3 e ω_4 (caso não-degenerado da mistura de quatro ondas). Tendo que um fóton com frequência ω propagando-se com constante de propagação β , a energia e momento do fóton são $\hbar\omega$ e $\hbar\beta$, respectivamente. Durante o processo de mistura de quatro ondas, a energia total e momento são conservados e as relações de conservação são [24]:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.18)$$

$$\beta(\omega_1) + \beta(\omega_2) = \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) \quad (1.19)$$

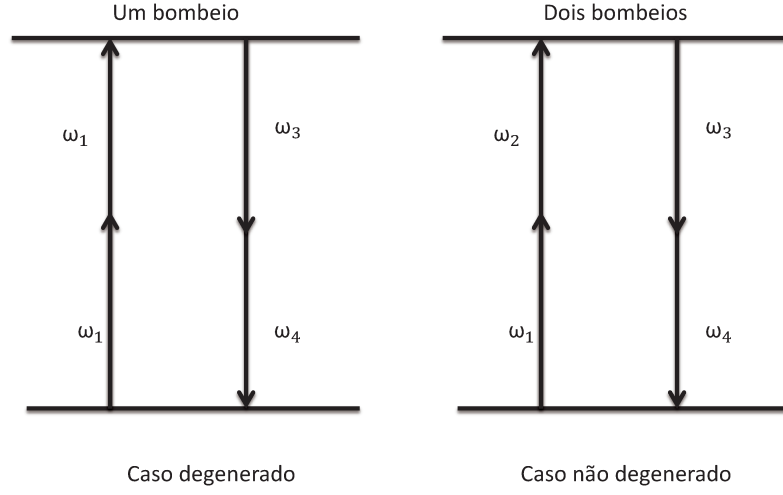


Figura 1.4: Diagrama de um nível de energia degenerado e não-degenerado num processo de mistura de quatro ondas.

No caso degenerado de mistura de quatro ondas dois fótons da mesma frequência ω_1 originam um fóton de frequência ω_3 e um fóton de frequência ω_4 ; neste caso, a energia total é momento também são conservadas e as relações são:

$$2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.20)$$

$$2\beta(\omega_1) = \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) \quad (1.21)$$

Estes dois casos de mistura de quatro ondas mostram-se na Fig. 1.4. Só a magnitude dos vetores de onda aparece na equação (1.18), porque as quatro ondas se propagam ao longo da mesma direção nas fibras monomodo. $\beta(\omega_j)$ controla a mudança de fase da onda; a equação (1.19) também é referida como condição de casamento de fase (phase-matching) [21].

Podemos escrever o campo total como:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 \quad (1.22)$$

A partir da equação (1.15) reemplazamos na equação (1.22) temos campo total é :

$$\mathbf{E} = \hat{x} \frac{1}{2} F(x, y) \left[A_1 e^{i(\beta z - \omega_1 t)} + A_2 e^{i(\beta z - \omega_2 t)} + A_3 e^{i(\beta z - \omega_3 t)} \right] + c.c. \quad (1.23)$$

onde as três frequência ω_1 , ω_2 e ω_3 representam, respectivamente, as frequências de bombeio, sinal e *idler* (sinal escravo). Aplicando o laplaciano na equação (1.23) :

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_j}{\partial z^2} = \hat{x} \frac{1}{2} E(x, y) \left[\frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} e^{-i(\beta z - \omega_j t)} - 2i\beta \frac{\partial A_j}{\partial z} e^{-i(\beta z - \omega_j t)} - \beta^2 A_j e^{-i(\beta z - \omega_j t)} \right] + c.c. \quad (1.24)$$

onde $j=1, 2$ ou 3 . Introduzindo a aproximação da envoltória lentamente variável, dada por [25]:

$$\left| \frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta_j \frac{\partial A_j}{\partial z} \right| \quad (1.25)$$

onde $\beta_j = \beta(\omega_j) = 2\pi/\omega_j$, com $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$,

$$\left| \lambda_j \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial A_j}{\partial z} \right) \right| \ll \left| \frac{\partial A_j}{\partial z} \right| \quad (1.26)$$

e considerando esta aproximação em uma fibra sem atenuação ($\alpha = 0$), se obtém as três equações acopladas do bombeio, sinal e *idler*

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\gamma[(|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + |A_3|^2)A_1 + 2A_2A_3A_1^* e^{i\Delta\beta z}] \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\gamma[(|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + |A_1|^2)A_2 + 2A_3A_1A_2^* e^{-i\Delta\beta z}] \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = i\gamma[(|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + |A_1|^2)A_3 + 2A_1A_2A_3^* e^{-i\Delta\beta z}] \quad (1.29)$$

O símbolo (*) significa o complexo conjugado, $\Delta\beta$ é o casamento de fase $\Delta\beta = \beta_2 + \beta_3 - 2\beta_1$,

$\gamma = n_2\omega/cA_{eff}$ é o coeficiente não-linear , n_2 é o índice de refração que está relacionado com $\chi^{(3)}$, desta maneira $n_2 = 3\chi^{(3)}/4\epsilon_0cn_0^2$ e A_{eff} é área a efetiva da fibra.

As soluções das equações (1.27), (1.28) e (1.29) são obtidas usando funções elípticas Jacobianas [21, 24]. Devido à potência do bombeio é muito maior em relação com o sinal e o *idler*, quando ocorre a transferência de energia entre sinal e *idler* a depleção do bombeio é desprezível . Considerando a potência do bombeio na entrada da fibra que é da ordem $\sim 10^4$ até 10^5 vezes maior que a potência do sinal e do *idler* e tendo um ganho de 20 - 30 *dB* na saída do amplificador, a potência do sinal (ou *idler*) ainda é $\sim 1\%$ da potência do bombeio. Com esta aproximação se chega a duas equações acopladas para o sinal e o idler dadas por [26]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\gamma(P_1 A_1) \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\gamma(2P_1 A_2 + A_1^2 A_3^* e^{-i\Delta\beta z}) \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = i\gamma(2P_1 A_3 + A_3^2 A_2^* e^{-i\Delta\beta z}) \quad (1.32)$$

onde $P_1 = |A_1|^2$ é a potência de bombeio. Estas equações podem ser resolvidas analiticamente e são válidas para fibras sem atenuação. A eficiência de conversão para o *idler* e o ganho paramétrico do sinal são dados, por:

$$\frac{P_3}{P_2(0)} = \left(\frac{x_0 \sinh(x)}{x} \right)^2 \quad (1.33)$$

$$\frac{P_2}{P_3} = 1 + \left(\frac{x_0 \sinh(x)}{x} \right)^2 \quad (1.34)$$

onde $P_2 = |A_2|^2$ é a potência do sinal na saída da fibra, $P_2(0)$ é a potência do sinal na entrada da fibra , $P_3 = |A_3|^2$ é a potência do idler na saída da fibra, L é comprimento da fibra, $x_0 = \gamma P_1 L$, $x = x_0 \sqrt{1 - (\Delta\beta_T/2\gamma P_1)}$, e $\Delta\beta_T = \Delta\beta + 2\gamma P_1$.

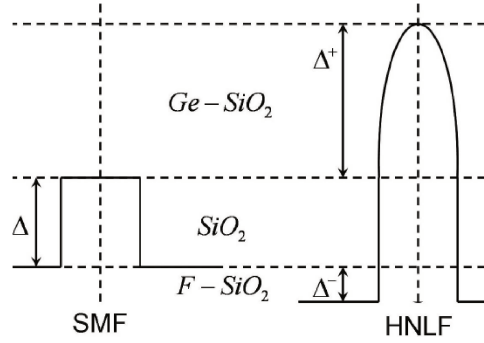


Figura 1.5: Perfis de índice de refração de SMF e HNLF.

1.2.2 Fibra altamente não-linear

A fibra altamente não-linear (HNLF, *Highly Non-Linear Fiber*), sendo γ da ordem $\sim 8 - 20 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e com atenuação, em torno de $0,5 \text{ dB/km}$ [27], tem um grande interesse pela possibilidade de desenvolvimento de dispositivos ópticos explorando os efeitos não-lineares.

Uma forma de comparar uma HNLF com uma fibra padrão monomodo (SMF, *Single Mode Fiber*) é observando as diferenças nos perfis de índice de refração, sendo que o coeficiente não-linear é proporcional ao índice de refração. Podemos conseguir fibras de sílica altamente não-lineares se temos seu núcleo dopado com GeO_2 , no entanto, as perdas aumentam significativamente com o aumento da dopagem. Por isso, para diminuir as perdas podemos também dopar a casca com flúor [27]. A mudança do índice de refração pode ser descrita como:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2} \quad (1.35)$$

A HNL-DSF pode ser superior em (+) 3,5% relativo ao índice de refração do núcleo de uma SMF, e pode ser inferior a (-) 0,5% relativo à região da casca. Isto é mostrado na figura 1.5, onde o crescimento de 3,5% deve-se à dopagem de germânio no núcleo e a diminuição de 0,5% à dopagem com flúor na casca [27].

Outra forma para conseguirmos fibras altamente não-lineares é pela redução da A_{eff} . Núcleos com diâmetros muito pequenos requerem técnicas precisas de controle de diâmetro que faz variar o zero de dispersão ao longo da fibra. Na prática, há um balanço ideal entre o índice de refração e a área efetiva, onde é possível se observar fibra com $\gamma = 30 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$.

	DSF	HNL	BiF
Atenuação (dB/km)	0,25	0,55	800
Dispersão ($ps/nm/km$) @ 1550 nm	-1,6	0,57	-260
Area Efetiva (μm^2)	45	10	3
Coefficiente não linear ($W^{-1}km^{-1}$)	3	11,9	1100

Tabela 1.1: Comparação entre fibras DSF, HNL e BiF [27, 28]

Atualmente, existem pesquisas que mostram que é possível obter valores da ordem de $\gamma > 1000 W^{-1}km^{-1}$ para fibras dopadas com bismuto (BiF) [28]; na Tabela 1.1, comparamos as fibras DSF, HNL e BiF.

1.3 Objetivo da dissertação

O objetivo deste trabalho foi explicar o funcionamento do trocador de comprimento de onda por meio do processo de mistura de quatro ondas para obter uma troca simultânea de sinais. A explicação foi desenvolvida tanto na parte da simulação com o VPI como também na parte experimental. No Capítulo 2, são apresentados os aspectos teóricos sobre trocador de comprimento de onda, espalhamento Brillouin estimulado e Instabilidade Modulacional. No Capítulo 3, apresentam-se as simulações computacionais para o trocador de comprimento de onda. No Capítulo 4, é explicado todo o processo da montagem experimental, além dos resultados e discussões para a caracterização da fibra, aumento do limiar de Brillouin e, finalmente, o trocador de comprimento de onda. No Capítulo 5, são dadas as conclusões e são sugeridos trabalhos futuros.

Capítulo 2

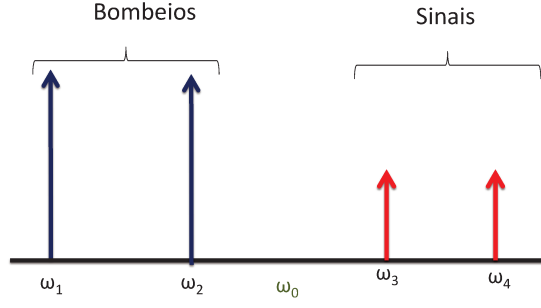
Aspectos Teóricos dos Trocadores de Comprimento de Onda

2.1 Trocador de comprimento de onda

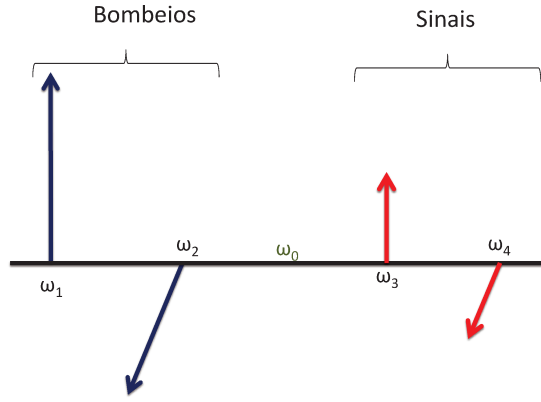
O trocador de comprimento de onda é um dispositivo que funciona como intercambiador de sinais utilizando uma única fibra óptica, sendo assim que o trocador de comprimento de onda vem sendo de grande interesse na atualidade o estudo destes dispositivos. Já que seria uma componente essencial nas funções básicas inerentes ao gerenciamento da rede.

Ultimamente foram estudados exaustivamente o conversor de comprimento de onda, tanto em SOAs como em FOPAs [4, 8], ele tem somente a conversão do comprimento de onda de um sinal. A vantagem do trocador de comprimento de onda em comparação com o conversor de comprimento de onda, e quando a troca simultânea entre dois sinais é necessária, ele pode solucionar o problema já que o trocador de comprimento de onda oferece a conversão de dois comprimentos de onda de maneira simultânea e pode ser feito usando uma nova configuração, reduzindo assim a complexidade de usar dois conversores juntos [10, 11, 12].

O trocador de comprimento de onda é baseado em FWM. Na Fig.2.1 mostra sua representação esquemática para quatro ondas, que consistem em dois bombeios com frequência ω_1 e ω_2 , e dois ondas dos sinais ω_3 e ω_4 que estão simetricamente posicionados com respeito à frequência de dispersão nula da fibra, onde a energia e momento das quatro ondas são



(a)



(b)

Figura 2.1: Diagrama esquemático do trocador de comprimento de onda.

conservados segundo as relações.

$$\omega_1 + \omega_4 = \omega_2 + \omega_3 = 2\omega_0 \quad (2.1)$$

$$\beta_1 + \beta_4 = \beta_2 + \beta_3 \quad (2.2)$$

Como se mostra na Fig.2.1, os estados de polarização (SOPs, States of Polarization) das quatro ondas podem ser paralelos ou ortogonais. A Fig.2.1(a) mostra onde as quatro ondas estão linearmente polarizadas na mesma direção, enquanto na Fig.2.1(b) é mostrado o caso no qual perpendicular, tendo também as quatro ondas estão linearmente polarizadas, mas ortogonais em forma alternada.

As potências $P_1 = |A_1|^2$ e $P_2 = |A_2|^2$ representam, respectivamente, a potência do bombeio 1 e a potência do bombeio 2, considerando que a potência dos bombeios é muito maior em relação à potência dos sinais (depleção do bombeio é desprezível), dentro da aproximação a envoltória lentamente variável da equação (1.25), e considerando também uma fibra sem atenuação, temos as seguintes quatro equações acopladas :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\gamma[(|A_1|^2 + C|A_2|^2 + 2|A_3|^2 + C|A_4|^2)A_1 + CA_2A_3A_4^*e^{-i\Delta\beta z}] \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\gamma[(C|A_1|^2 + |A_2|^2 + C|A_3|^2 + 2|A_4|^2)A_1 + CA_1A_3^*A_4e^{i\Delta\beta z}] \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} = i\gamma[(2|A_1|^2 + C|A_2|^2 + |A_3|^2 + C|A_4|^2)A_1 + CA_1A_2A_4^*e^{i\Delta\beta z}] \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial A_4}{\partial z} = i\gamma[(C|A_1|^2 + 2|A_2|^2 + C|A_3|^2 + |A_4|^2)A_1 + CA_1A_3A_4^*e^{-i\Delta\beta z}] \quad (2.6)$$

onde $\Delta\beta$ representa o casamento de fase ($\Delta\beta = \beta_1 + \beta_4 - \beta_2 - \beta_3$). Caso os SOPs das quatro ondas sejam paralelos ou ortogonais, o valor de $C = 2$, No caso de ser perpendicular em forma alternado, o valor de $C = 2/3$. Consideramos apenas o caso do trocador de comprimento de onda com dois sinais e dois bombeios com polarização perpendicular em forma alternado, porque têm menos componentes espúrias [29].

2.1.1 Conversor de comprimento de onda

O trocador de comprimento de onda com um só sinal de entrada na frequência ω_3 , ou seja a potência do sinal na entrada da frequência ω_4 é igual a zero ($P_4(0) = 0$) como se mostra na Fig.2.2(a) gera um *idler* na frequência ω_4 , da mesma maneira o trocador de comprimento de onda com o sinal de entrada na frequência ω_4 , ou seja a potência do sinal na entrada da frequência ω_3 é igual a zero ($P_3(0) = 0$) que gera um *idler* na frequência ω_4 como se observa na Fig.2.2(b).

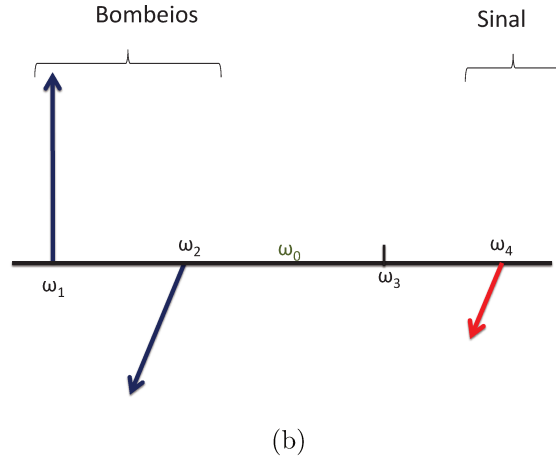
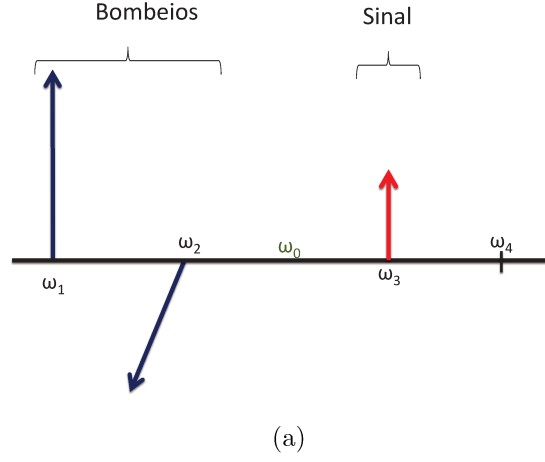


Figura 2.2: Diagrama esquemático do trocador de comprimento de onda para um sinal em ω_3 (a) e um sinal em ω_4 (b).

Resolvendo as equações (2.3)- (2.6) obtemos que a potência de saída do *idler* e do sinal, $P_4(z)$ e $P_3(z)$, respectivamente, que são dados por [10]:

$$P_4(z) = P_3(z)\eta \text{sen}^2(g.z) \quad (2.7)$$

$$P_3(z) = P_3(0) - P_4(z) \quad (2.8)$$

onde g é o ganho paramétrico definido como

$$g = \sqrt{\frac{[\Delta\beta + \gamma(P_2 - P_1)/2]^2}{4} + \frac{4}{9}\gamma^2 P_1 P_2} \quad (2.9)$$

e η é a eficiência da conversão, definida como $\eta = \frac{4\gamma^2 P_2 P_1}{9g^2}$.

Este resultado mostra que a potência do sinal P_3 e a potência do idler P_4 variam periodicamente ao longo da fibra. Em princípio, pode-se obter 100% na eficiência conversão de potência entre o sinal e o *idler*, quando o casamento de fase for nulo ($\Delta\beta = 0$), $P_1 = P_2 = P_P$ e $\frac{2}{3}P_P\gamma z = (2n + 1)\pi$ (n é um inteiro). Nesse caso, o trocador de comprimento de onda do sinal é obtido quando o sinal na entrada, na frequência ω_3 , gera o idler na frequência ω_4 ; simultaneamente, o sinal de entrada na frequência ω_4 gera o *idler* de frequência ω_3 .

A transferência da potência entre o sinal e o idler ocorre de forma independente para os sinais; se a conversão não é perfeita, então permanece um residual; este sinal interfere entre com a outra conversão, gerando crosstalk. No entanto, quando $\Delta\beta = 0$ e a potência dos dois bombeios satisfazem a seguinte condição $P_1 = P_2 = P_P$ e $\frac{2}{3}P_P\gamma z = (2n + 1)\pi$, em princípio não haveria tal efeito de crosstalk. A imperfeição, tanto no casamento de fase ($\Delta\beta \neq 0$) como na desigualdade das potências entre os dois bombeios ($P_1 \neq P_2$) reduzirá a eficiência de intercâmbio entre os dois sinais.

2.2 Espalhamento Brillouin Estimulado (SBS)

Vamos estudar brevemente o aspecto teórico do SBS devido à importância que tem no trocador de comprimento de onda, que permite eliminar completamente, a modulação de fase no laser de bombeio. Assim, o alargamento induzido do sinal convertido será minimizado.

Os processos de interação entre a luz e o meio dão origem, em fibras ópticas, a três processos básicos que contribuem com o espalhamento da luz: o espalhamento Rayleigh, espalhamento Brillouin (BS, *Brillouin Scattering*) e espalhamento Raman (RS, *Raman Scattering*). O espalhamento Rayleigh refere-se à interação da luz com as flutuações da densidade estática do meio [24]. Os espalhamentos Raman e Brillouin referem-se à interação da luz com a vibração da rede (fónons), o primeiro é interação da luz com os fónons ópticos (interação da luz com os modos vibracionais das moléculas) e o segundo refere-se à interação da luz com os fónons acústicos (interação da luz com as ondas acústicas do meio). O espectro de espalhamento da luz pode ser observado na Fig.2.3, onde a componente da luz espalhada, que é enviada para comprimentos de onda maiores, são chamadas de componentes Stokes,

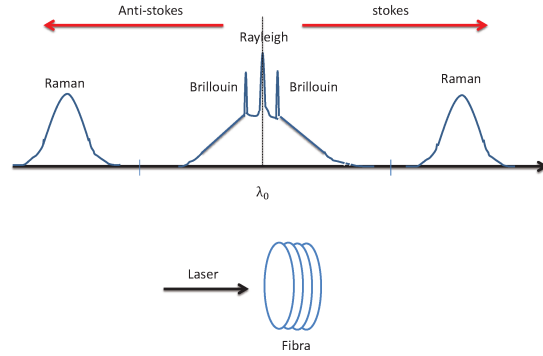


Figura 2.3: Espectro da luz espalhada em fibras ópticas

e aquele que é enviada para comprimentos menores são chamadas como componentes anti-Stokes .

O espalhamento Brillouin espontâneo é devido a fônons térmicos onde a intensidade óptica incidente é baixa o suficiente para não alterar as propriedades das ondas acústicas excitadas termicamente [24].

O espalhamento Brillouin estimulado (SBS, *Stimulated Brillouin Scattering*) acontece quando a potência incidente é grande o suficiente (bombeio) para gerar ondas acústicas por efeito de eletrostrição (é um efeito não-linear, onde a luz excita ondas acústicas) [30] , isso tende a reforçar a onda Stokes que estase deslocado $\sim 10 \text{ GHz}$ em relação a onda do bombeio e levando a um crescimento exponencial da onda Stokes.

O SBS é um processo no qual temos aniquilação de um fóton de bombeio, a criação de um fóton stokes e um fônon acústico, simultaneamente, sendo que a energia e o momento são conservados:

$$\omega_A = \omega_B - \omega_S \quad (2.10)$$

$$\mathbf{k}_A = \mathbf{k}_B - \mathbf{k}_S \quad (2.11)$$

onde ω_B e ω_S são as frequências, $\mathbf{k}_B$ e $\mathbf{k}_S$ são os vetores de onda do bombeio e da onda stokes, respectivamente. A frequência ω_A e o vetor de onda acústico $\mathbf{k}_A$ satisfazem a relação

de dispersão [21]:

$$\omega_A = v_A |\mathbf{k}_A| \approx 2v_A |\mathbf{k}_B| \sin(\theta/2) \quad (2.12)$$

onde θ é o ângulo entre o bombeio e a onda stokes. A equação (2.12) mostra que a mudança de frequência da onda stokes depende do ângulo de espalhamento. Em particular, para $\theta = 0$ não temos onda espalhada e em π temos o máximo de luz retro-espalhada. Em uma fibra óptica monomodo, as direções relevantes são as direções para frente e para trás. Por este motivo, no SBS podemos observar que a frequência de deslocamento do espalhamento Brillouin estimulado é dado por [21, 25]:

$$\nu_A = \omega_A/2\pi = 2nv_A/\lambda_B \quad (2.13)$$

onde $|\mathbf{k}_B| = 2\pi n/\lambda_B$, n é o índice de refração e λ_B é o comprimento de onda de bombeio. Usando os parâmetros típicos da fibra de sílica, $v_A = 5,69 \text{ km/s}$ e $n = 1,45$, temos o deslocamento do espalhamento Brillouin $\nu_A \approx 11 \text{ GHz}$ ($\lambda_B = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$) [21].

O espectro de ganho Brillouin tem uma forma espectral de uma Lorentziana [21].

$$g_{SBS} = \frac{g_B(\Gamma_{SBS}/2)^2}{(\omega - \omega_A)^2 + (\Gamma_{SBS}/2)^2} \quad (2.14)$$

onde a largura espectral do ganho Brillouin é Γ_{SBS} e onde o tempo de vida do fônon é dado por $T_{SBS} = \Gamma_{SBS}^{-1} \approx 10 \text{ ns}$.

O valor do pico de g_{SBS} ocorre para a frequência ω_A , onde o ganho depende exclusivamente das características do material :

$$g_P = g_{SBS}(\omega_A) = \frac{8\pi\gamma_e^2}{n\lambda_B^2\rho_0cv_A\Gamma_{SBS}} \quad (2.15)$$

Os valores típicos para fibras de sílica são: a constante de electrostrição $\gamma_e = 0,902$ e densidade $\rho_0 = 2200 \text{ kg/m}^3$, onde os valores de ganho encontram-se na faixa de $3 - 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$.

Definimos a potência de limiar de SBS como a potência que satisfaz [21, 30]

$$\frac{L_{eff}}{A_{eff}} = 21/g_P \quad (2.16)$$

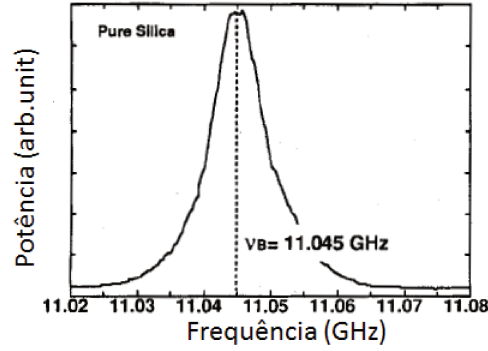


Figura 2.4: Espectro de ganho Brillouin com largura de linha da ordem de 10 MHz [?].

onde A_{eff} é a área efetiva e $L_{eff} = (1 - e^{-\alpha L})/\alpha$ é o comprimento efetivo da fibra. Substituindo na equação (2.16) os valores típicos de fibras de sílica SMF, com $g_P = 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$, $A_{eff} = 50 \text{ } \mu\text{m}^2$, $L_{eff} = 20 \text{ km}$, obtemos um valor da potência limiar $P_{th} \sim 1 \text{ mW}$. Para os processos paramétricos, os parâmetros da fibra têm aproximadamente os seguintes valores típicos, $A_{eff} = 10 \text{ } \mu\text{m}^2$, $L_{eff} = 500 \text{ m}$ e valor da potência do limiar é de $P_{th} \sim 9 \text{ mW}$. Isto torna o retro-espalhamento Brillouin do bombeio um problema para os processos paramétricos, pois se trabalha com bombeios da ordem de centenas de mW .

As técnicas mais usadas para aumento de limiar do Brillouin são: Alargamento da linha do laser de bombeio por modulação de fase: Consiste em alargar a linha do bombeio; como resultado temos a diminuição do ganho de Brillouin e o aumento do limiar de SBS. Tal técnica permite incremento do limiar em até 17 dB [31] e alargamento do espectro do ganho de Brillouin : Está tecnica consiste em alargar do ganho de Brillouin por meio da variação da frequência das ondas acústicas ao longo da fibra. Pode ser implementada através da variação do raio do núcleo ao longo da fibra com o aumento do limiar $\sim 4,5 \text{ dB}$ [32], aumentando a concentração de dopantes com um aumento do limiar em 7 dB [33], mudando a temperatura com o aumento do limiar em $4,8 \text{ dB}$ [34], e por último aplicando uma tensão mecânica ao longo da fibra com um aumento de $10,3 \text{ dB}$ [35].

2.3 Instabilidade Modulacional

O processo de instabilidade modulacional (MI, *Modulation Instability*) é resultado da interação dos efeitos da dispersão anômala ($\beta_2 < 0$) e a não-linearidade dentro da fibra como

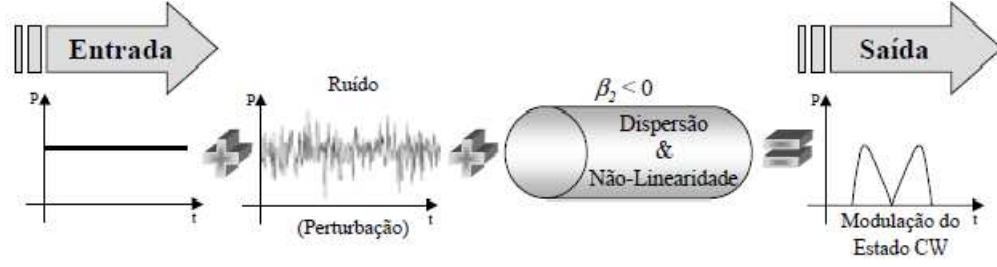


Figura 2.5: Processo de Instabilidade Modulacional.

ilustra a Fig. 2.5 [36].

O efeito de MI em fibras vem sendo estudado desde 1980 por Hasegawa e Brinkman, até a atualidade onde eles mostraram uma fonte de laser de alta potência que se propaga na região de dispersão anômala deveria induzir a criação de dois lóbulos de amplificação de ruído; assim, o laser com frequência ω_1 propagando-se no regime de dispersão anômala proporciona um ganho em frequências espectrais $\pm\omega_{MI}$ deslocadas com respeito a ω_1 que depende do parâmetro de dispersão β_2 , P_1 e γ .

$$\omega_{MI} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (2.17)$$

Devido a dois processos acoplados por mistura de quatro ondas entre o laser e o ruído: a) $2\omega_1 - \omega' = \omega$, e b) $2\omega_1 - \omega = \omega'$ onde ω_1 é a frequência do laser, e ω' e ω são as frequências da MI, como se mostram na Fig. 2.6; estes dois processos levam a uma transferência de energia do laser para o ruído [37].

A relação importante da MI, equação (2.18) mostra o espectro de saída na frequência ω_1 em função do espectro de entrada na frequência ω' e ω , considerando uma fibra com atenuação nula ($\alpha = 0$)

$$\eta(z, \omega) = \eta(0, \omega) + 4 \frac{\gamma^2 P_1^2}{g^2} \sinh^2(gL/2) [\eta(0, \omega) + \eta(0, 2\omega_1 - \omega)] \quad (2.18)$$

onde $\eta(0, \omega)$ é o espectro de entrada, P_1 é potência da entrada da bra e $g = 2\gamma P_1$. A Fig. 2.7 mostra o espectro do ruído para um laser de comprimento de onda em 1552 nm , dada pela equação (2.18), onde pode-se observar que o espectro é simétrico em relação à frequência do laser [39].

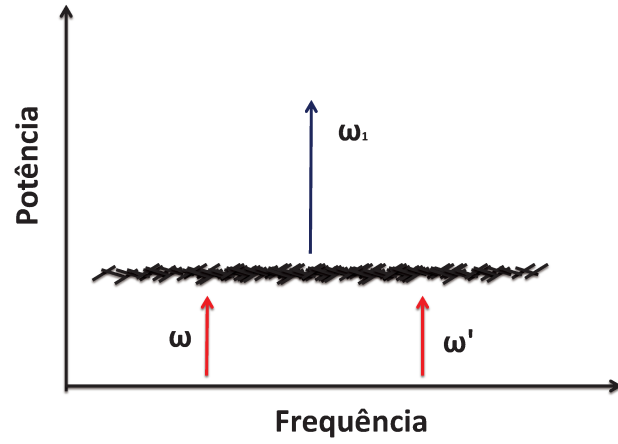


Figura 2.6: Interação de um laser com ruído através de dois processos acoplados de FWM [38].

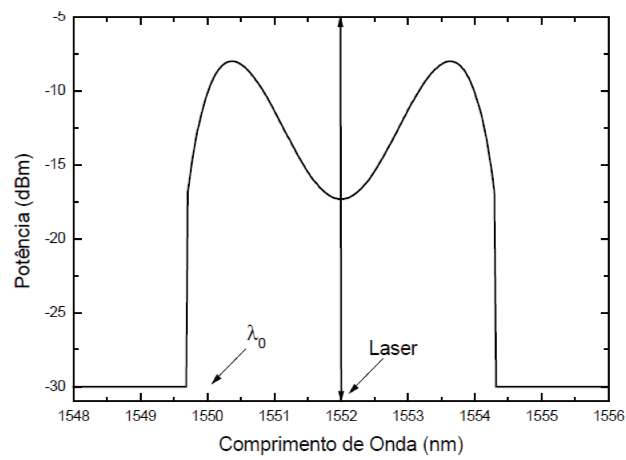


Figura 2.7: Espectro de ruído obtido para o laser $\lambda=1550 \text{ nm}$ e $P_1=17 \text{ dBm}$ [39].

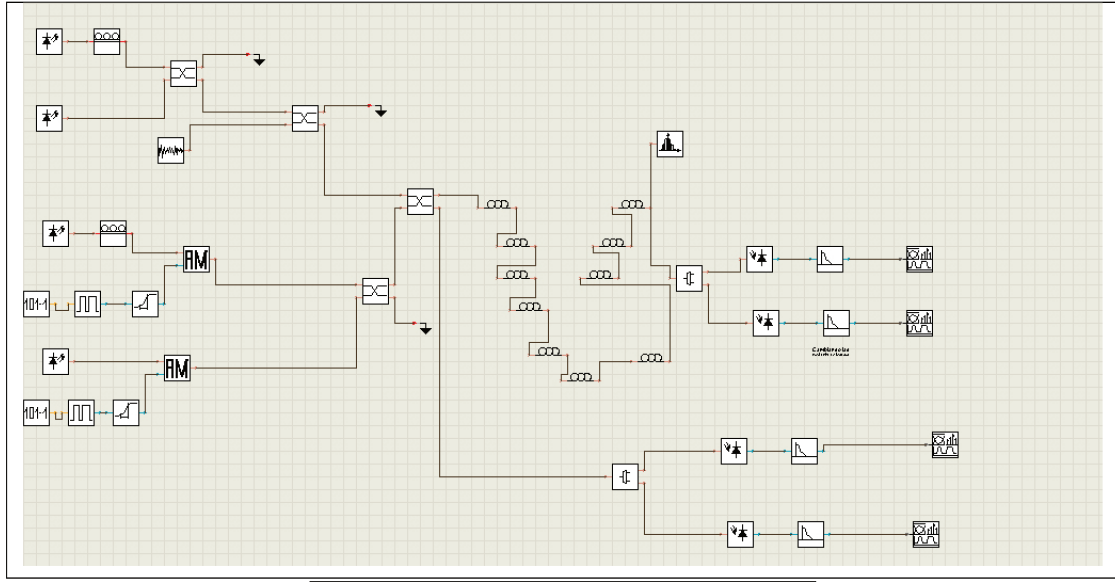
Capítulo 3

Simulações VPI do trocador de comprimento de onda

Neste capítulo apresentamos simulações do trocador de comprimento de onda feitas utilizando o software comercial para fotônica chamado “VPItransmissionMaker” .

3.1 Trocador de comprimento de onda com um sinal

Na Fig. 3.1 apresentamos o esquema usado para a simulação do trocador de comprimento de onda, que consiste em dois bombeios de frequências ω_1 e ω_2 e dois sinais com frequências ω_3 e ω_4 localizados simetricamente com respeito à frequência de dispersão nula da fibra ω_0 . Após o acomplamento das quatro ondas, as mesmas são injetadas na fibra de 1 *km* de comprimento com as polarizações dos bombeios e dos sinais perpendiculares, de forma alternada. Considerando λ_0 não-uniforme com uma variação de 3 *nm* ao longo de seu comprimento, foi modelado dez secções de 100 *m* de comprimento com diferentes λ_0 os quais são 1561,0 *nm*, 1561,3 *nm*, 1561,6 *nm*, 1562,0 *nm*, 1562,3 *nm*, 1562,6 *nm*, 1563,0 *nm*, 1563,33 *nm*, 1563,67 *nm* e 1564,0 *nm* com um a média da zero do dispersão em 1562,5 *nm*. A Fig. 3.2(a) mostra o espectro de saída do trocador de comprimento de onda com um sinal, onde os dois bombeios, o sinal e o *idler* estão localizados em comprimentos de onda de 1545,3 *nm*, 1551,3 *nm*, 1574,0 *nm* e 1583,3 *nm* respectivamente. As polarizações são perpendiculares de forma alternada para os dois bombeios e o sinal.

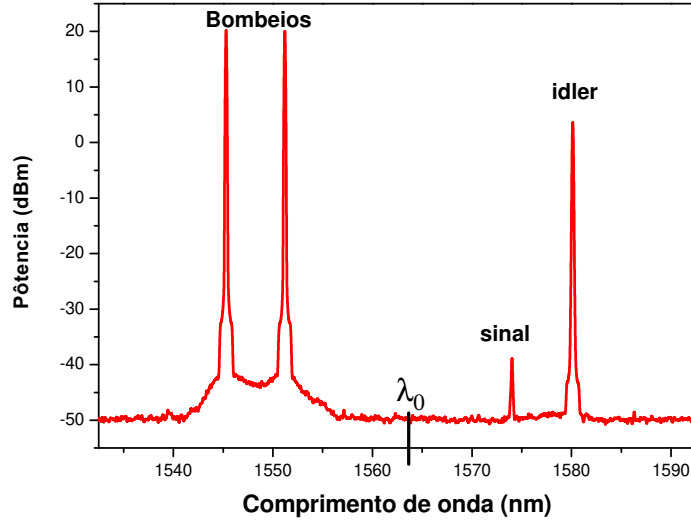


Símbolos	
Laser	
Controlador de Polarização	
Acoplador	
Fibra	
Analizador de espectro	
Modulador de Amplitude	

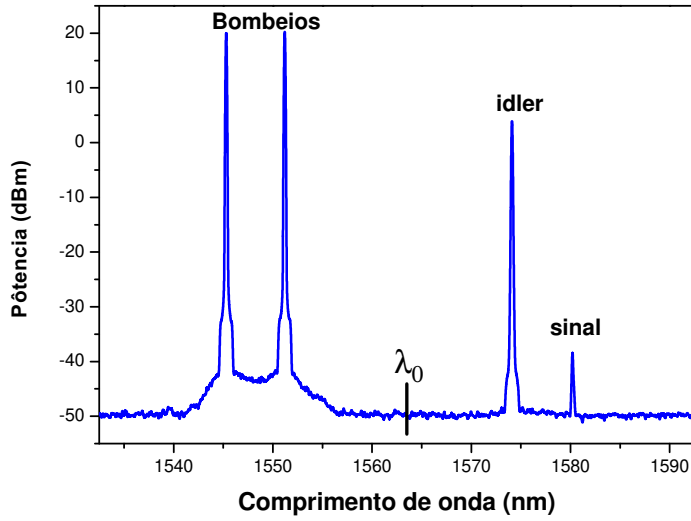
Figura 3.1: Montagem da simulação no VPI para obter o trocador de comprimento de onda.

Os parâmetros da fibra utilizada nas simulações são $\lambda_0 = 1562,5 \text{ nm}$, a inclinação da dispersão $dD/d\lambda=0,016 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$ e $\gamma=17\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, usando o modelo de Fibra Universal no VPI .

Na Fig. 3.2(a) observamos que na saída da fibra se produz uma conversão entre o sinal originalmente em 1574 nm para o *idler* em $1580,23 \text{ nm}$, as polarizações dos bombeios e o sinal de entrada estavam dispostos de maneira perpendicular de forma alternada. A razão de extinção (ER , extinction ratio) é definida como a relação da potência adquirida pelo *idler* ($P_4(L)$) e a potência do sinal residual ($P_3(L)$), na saída da fibra que resulta $> 30 \text{ dB}$.



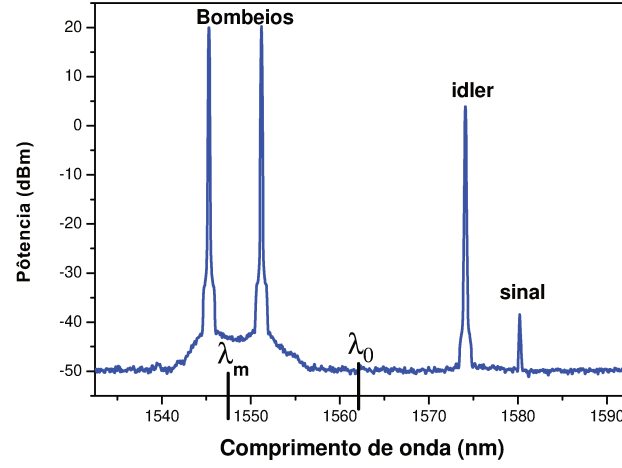
(a)



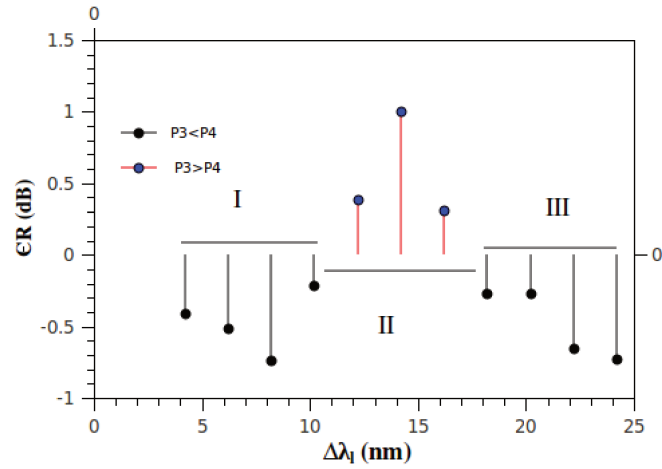
(b)

Figura 3.2: Espectros de saída do trocador de comprimento onda com um sinal. (a) sinal localizado em $\lambda_3 = 1574,0 \text{ nm}$ e (b) sinal localizado em $\lambda_4 = 1583,3 \text{ nm}$

As potências dos bombeios que foram usadas na entrada da fibra são $P_1 = P_2 = 0,15 \text{ W}$ e a potência do sinal $P_3 = 0,005 \text{ W}$; analogamente se produz a conversão para o outro sinal em $1580,23 \text{ nm}$ na entrada da fibra para *idler* em $1574,0 \text{ nm}$, com uma razão de extinção $> 30 \text{ dB}$, como mostra a Fig. 3.2(b) .



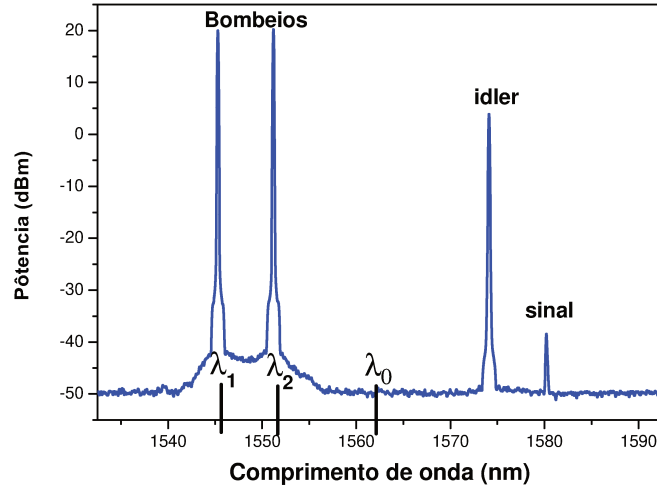
(a)



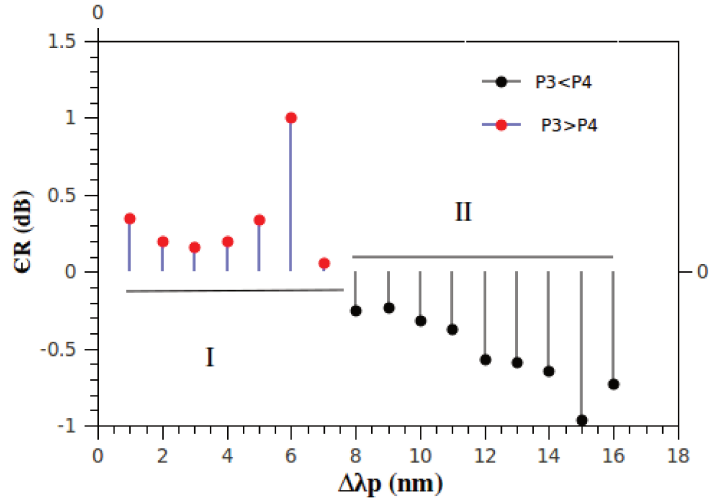
(b)

Figura 3.3: Razão de extinção em função de $\Delta\lambda_l$.

Na Fig. 3.3 mostra a ER em função de $\Delta\lambda_l = \lambda_0 - \lambda_m$, onde λ_m é o valor médio do comprimento da onda entre os dois bombeios (ver a Fig. 3.3(a)). As simulações foram feitas com os mesmos parâmetros mencionados anteriormente para o caso onde o sinal é λ_3 e o idler é λ_4 . Na Fig. 3.3(b) pode-se observar como é o comportamento entre o sinal e o *idler* ao separar o λ_m com respeito ao λ_0 ; podemos ver que o valor de ER esta dividido em três regiões; a primeira região, quando $P_3(L) > P_4(L)$, a potência do sinal é maior que a potência do idler e não temos intercâmbio de energia entre o *idler* e o sinal.



(a)



(b)

Figura 3.4: Razão de extinção em função de $\Delta\lambda_p$.

Na segunda região $P_3(L) < P_4(L)$, a potência do idler é maior que a potência do sinal nesta região e temos um intercâmbio de energia entre sinal o *idler* e a terceira região apresenta o mesmo comportamento que a primeira região, onde não há intercâmbio de energia. A Fig. 3.4 mostra a ER em função $\Delta\lambda_p = \lambda_2 - \lambda_1$, onde λ_1 e λ_2 são comprimentos de onda dos bombeios, como mostra a Fig. 3.4(a). As simulações foram feitas com os mesmos parâmetros mencionados anteriormente.

A Fig. 3.4(b) mostra como é o comportamento da conversão entre a sinal e o *idler*; ao separar λ_1 com respeito ao λ_2 (fixo), podemos observar que os valores de ER estão divididos em duas regiões; na primeira região, $P_3(L) > P_4(L)$, a potência do *idler* é maior do que a potência do sinal e ,então, tem-se conversão; para a segunda região, $P_3(L) < P_4(L)$, a potência do *idler* é maior que da sinal então não se tem conversão.

Estas simulações nos ajudaram na montagem da parte experimental, para obter os comprimentos de onda onde devem trabalhar os bombeios com respeito a λ_0 e como estes estão separados um com respeito ao outro para obter uma grande razão de extinção no trocador de comprimento de onda.

3.2 Trocador de comprimento de onda com dois sinais

Agora se apresenta a parte da simulação do trocador de comprimento para dois bombeios e dois sinais, onde λ_1, λ_2 são os comprimentos de onda dos bombeios e λ_3, λ_4 são os comprimentos dos sinais e sendo simétricos com respeito ao λ_0 (λ_1 em relação a λ_4 e λ_2 em relação a λ_3).

Os parâmetros da bra utilizada para o trocador de comprimento de onda com dois sinais são $\lambda_0 = 1562,5 \text{ nm}$, a inclinação da dispersão $dD/d\lambda = 0,016 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$, $\gamma = 17 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. e o comprimento da fibra total foi $L = 1 \text{ km}$.

A Fig. 3.5 mostra o espectro de saída do trocador de comprimento de onda para os dois sinais, injetar dois bombeios e dois sinais que estão localizados em comprimentos de onda $1545,3 \text{ nm}$, $1551,3 \text{ nm}$, $1574,0 \text{ nm}$ e $1580,23 \text{ nm}$, respectivamente, com as polarizações dos bombeios perpendiculares de forma alternada na fibra; observamos que na saída da fibra se produz um intercâmbio entre o sinal $1574,0 \text{ nm}$ e o sinal $1580,23 \text{ nm}$; as potências dos bombeios que foram usadas na entrada da fibra são $P_1 = P_2 = 0,15 \text{ W}$ e as potências dos sinais foram $P_1 = P_2 = 0,005 \text{ W}$ cumprindo a condição $\frac{2}{3}P_p\gamma z \sim \pi$. Para ter certeza do intercâmbio entre os dois sinais, vamos a fazer a seguinte aplicação.

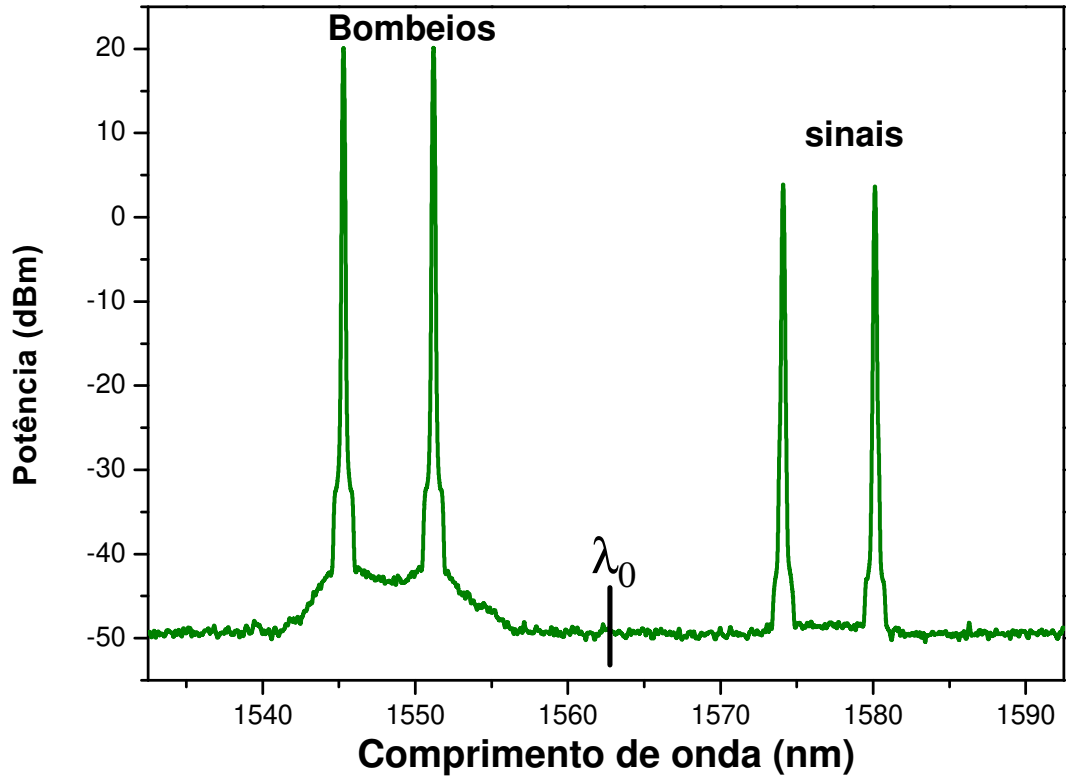
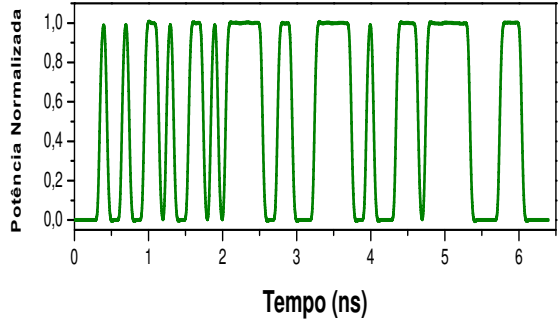
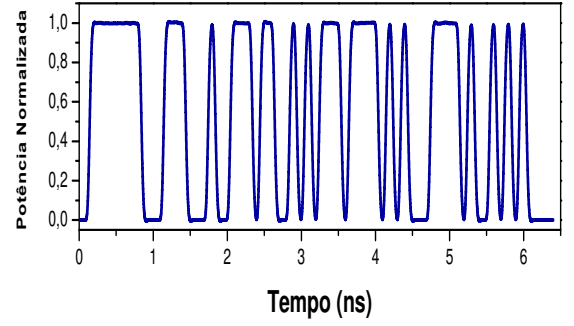


Figura 3.5: Espectros de saída do trocador de comprimento de onda com dois sinais. Os bombeios e os sinais são localizados em $\lambda_1 = 1545,3 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1551,3 \text{ nm}$, $\lambda_3 = 1574,0 \text{ nm}$ e $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$, respectivamente.

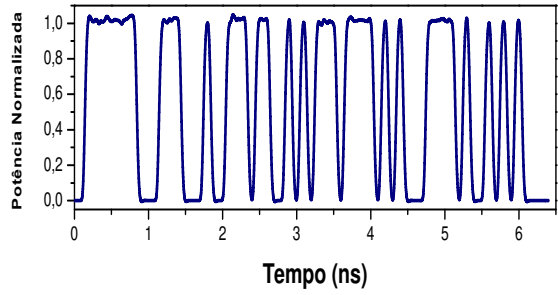
A Fig. 3.6 mostra uma aplicação do trocador de comprimento de onda que é OXC, onde os sinais λ_3 e λ_4 são intercambiados após de passar pelo trocador de comprimento de onda. Os sinais foram modulados com moduladores de amplitude de 10 Gb/s , com uma sequência de bits pseudo-aleatória de $(2^7 - 1)$ no formato (NRZ, *Non Return to Zero*). Enviando uma sequência binária no comprimento de onda λ_3 e outra sequência para λ_4 na entrada da fibra como pode-se observar na Fig. 3.6 (a) e (b), elas passam pela fibra e são eficientemente trocadas, obtendo-se diagramas de olho de boa qualidade e demonstrando que a troca de sinais foi eficiente.



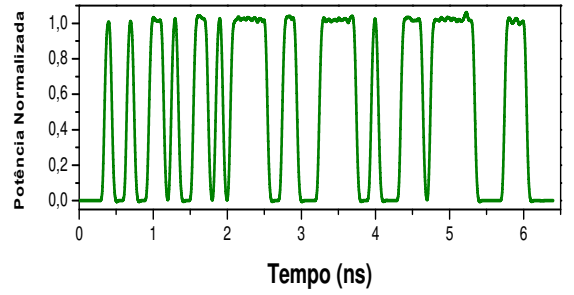
(a) Sinal de entrada em $\lambda_3=1574,0 \text{ nm}$



(b) Sinal de entrada em $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$



(c) Sinal de saída em $\lambda_3 = 1574,0 \text{ nm}$



(d) Sinal de entrada em $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$

Figura 3.6: Trocador de comprimento de onda simulado dos sinais em $\lambda_3 = 1574,0 \text{ nm}$ e $\lambda_4 = 1580,23 \text{ nm}$ moduladas com 10 Gb/s no formato NRZ.

Capítulo 4

Resultados Experimentais

Os resultados experimentais apresentados neste capítulo foram: primeiro foi feita a caracterização da fibra pelo método da instabilidade modulacional; a seguir estudaremos o aumento do limiar do espalhamento Brillouin estimulado com a técnica de modulação de fase, devido ao fato que no trocador de comprimento de onda precisa-se injetar bombeios de alta potência na fibra. Em seguida, são apresentadas as medidas correspondentes ao trocador de comprimento de onda.

4.1 Caracterização da fibra

Com o método da instabilidade modulacional podemos calcular os parâmetros intrínsecos da fibra tais como o coeficiente não-linear γ e o comprimento de dispersão nula da fibra λ_0 . Na Fig. 4.1 é mostrada a montagem experimental. O bombeio é um laser que passa através de um modulador de fase (MF na Fig. 4.1) que foi alimentado com 3 sinais de frequência que são 991 MHz , 110 MHz e 245 MHz com o fim de aumentar a largura de linha do laser e, assim, eliminar o retro-espalhamento Brillouin estimulado. Em seguida, esse conjunto, é amplificado por um amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA, *Erbium-Doped Fiber Amplifier*) capaz de fornecer até 2 W de potência. As medidas foram feitas usando uma fibra altamente não-linear com comprimento de 1 km . Os espectros são visualizados em um analisador de espectro óptico (OSA, *Optical Spectrum Analyser*) com uma resolução de $0,05\text{ nm}$.

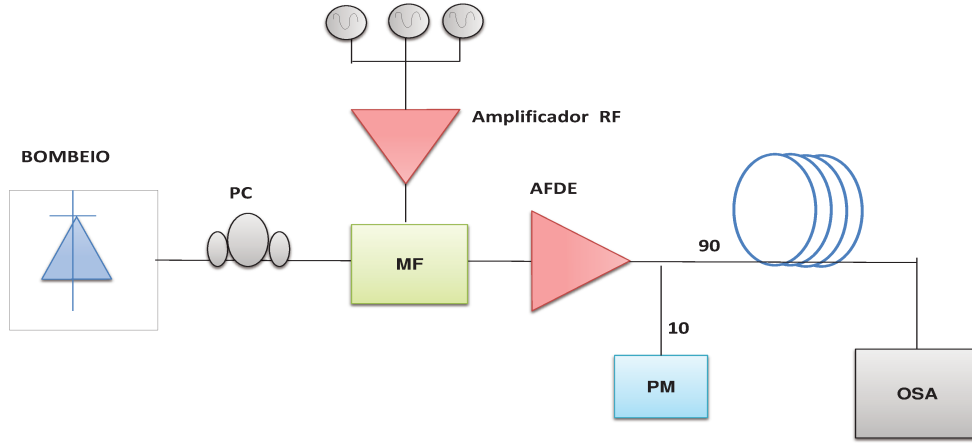


Figura 4.1: Montagem experimental do método de instabilidade modulacional. MF: Modulador de fase, AFDE: Amplificador a fibra dopada com érbio, PM: Medidor de potência, OSA: Analisador de espectro óptico, PC: Controle de polarização [36].

4.1.1 Medida do γ da fibra

Foi usado o método da instabilidade modulacional que consiste na amplificação do ruído como é descrito no Cap. 3. O ganho da instabilidade modulacional G_{MI} depende dos valores do coeficiente não-linear γ , o comprimento da fibra L e a potência de entrada na fibra P , segundo a seguinte equação [36, 37]:

$$G_{MI} = 1 + 2\text{sen}(\gamma LP) \quad (4.1)$$

A Fig. 4.2 mostra as curvas espectrais da MI que foram obtida usando a montagem experimental da Fig. 4.1. Para diferentes potências de bombeio é possível observar a presença de dois lóbulos do ruído amplificado ao redor do pico do laser. O máximo desses lóbulos está localizado em dois pontos $\lambda \pm \lambda_{MI}$, onde λ é o comprimento de onda do laser (1556 nm) e λ_{MI} é chamado comprimento de onda da instabilidade modulacional. Usando a equação (4.1) com uma potência de 26 dBm na entrada da fibra, onde o ganho é máximo para 1 km o valor do coeficiente não-linear é $\gamma = 8,33 \text{ (W.km)}^{-1}$.

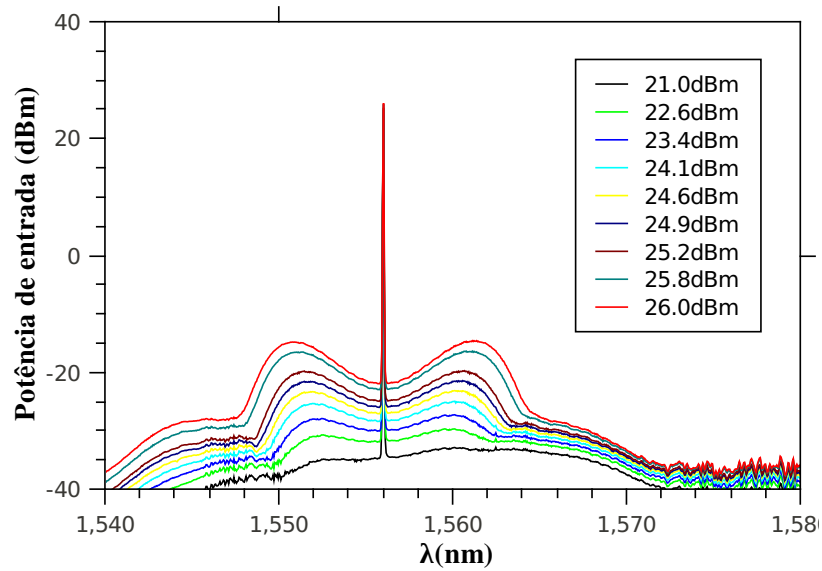


Figura 4.2: Espectros da instabilidade modulacional para diferentes potências de entrada na fibra, com um bombeio de 1556 nm .

4.1.2 Medida de λ_0 na fibra

Outro parâmetro a ser determinado na fibra é λ_0 . Na Fig. 4.3 mostramos o espectro de potência na saída da fibra, quando o laser está na região de dispersão anômala ($D > 0$); podemos observar que os lóbulos laterais no espectro não estão presentes, mas quando o laser é sintonizado na região dispersão normal ($D < 0$) esses lóbulos laterais estão presentes porque foi gerada uma amplificação do ruído (ASE, Amplified spontaneous emission), o que permite obter as frequências da instabilidade modulacional ω_{MI} para os diferentes comprimentos de onda.

A partir da expressão da frequência da instabilidade modulacional, segundo a seguinte equação [37]:

$$\omega_{MI}^{-2} = \frac{S_0}{4\pi c \gamma P} \lambda^2 (\lambda - \lambda_0) \quad (4.2)$$

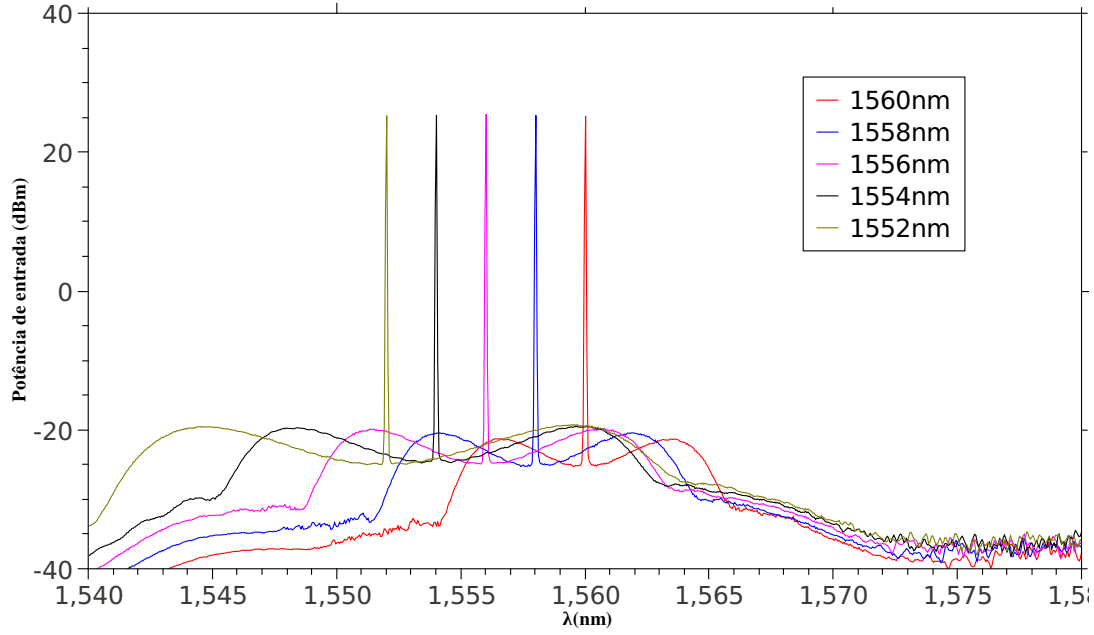


Figura 4.3: Espectros da instabilidade modulacional para diferentes valores de λ .

onde o parâmetro S_0 é a inclinação da dispersão e usando os valores obtidos da Fig.4.3 para diferentes valores de λ , podemos achar o valor de λ_0 . Na Fig .4.4 mostra-se o parâmetro ω_{MI}^{-2} em função do comprimento de onda do laser; pode-se obter o valor de comprimento da dispersão nula na intersecção do eixo ($\lambda_0 = 1549,5 \text{ nm}$) .

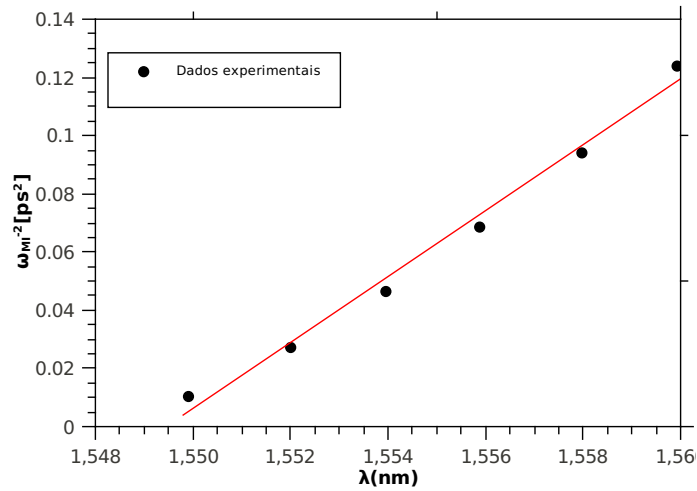


Figura 4.4: Frequência de instabilidade modulacional ω_{MI}^{-2} em função do comprimento de onda.

4.2 Aumento do Limiar de Brillouin

A técnica que foi empregada para reduzir os efeitos do SBS foi o alargamento da linha do laser de bombeio por modulação de fase [41]. A montagem utilizada para medir o limiar do SBS é mostrada na Fig. 2.12, com o fim de observar o comportamento do pico retro-espalhado. O laser de bombeio é amplificado por um amplificador a fibra dopada com érbio. A potência de entrada no circulador foi monitorada usando um medidor de potência óptica e a potência da luz retro-espalhada foi medida com o analisador de espectro óptico ($0,1 \text{ nm}$ de resolução). As medidas foram feitas na fibra altamente não-linear utilizada para construir o trocador de comprimento de onda. Foram feitos dois conjuntos de medições. O primeiro conjunto sem alargar a linha do laser de bombeio. Em seguida, no segundo, o modulador de fase foi alimentado com três frequências de RF (990 MHz , 334 MHz e 110 MHz).

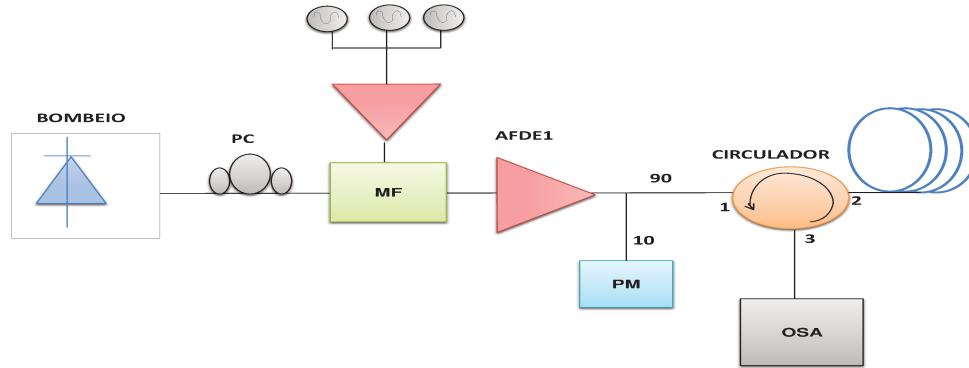


Figura 4.5: Montagem experimental para a obtenção do aumento limiar do SBS.

O espectro de retro-espalhamento medido para diferentes potências mostra-se na Fig. 4.6, observamos um pico central em $1560,5 \text{ nm}$ e as componentes anti-stokes e stokes. Quando a potência incidente é muito grande, gerando ondas acústicas por efeito de eletrostrição, isso tende a reforçar a onda Stokes que está deslocada $\sim 11.08 \text{ GHz}$ em relação ao bombeio e levando a um crescimento exponencial da onda Stokes.

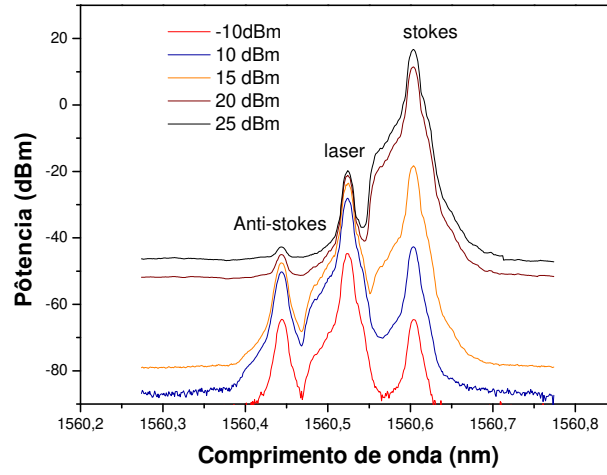


Figura 4.6: Espectros de retro-espalhamento do bombeio, medidos no medidor de potência .

A Fig. 2.16 mostra a potência retro-espalhada em função da potência de entrada na fibra sem e com modulação de fase. Com a modulação de fase utilizada foi possível obter um incremento do limiar de Brillouin de 10 *dB*.

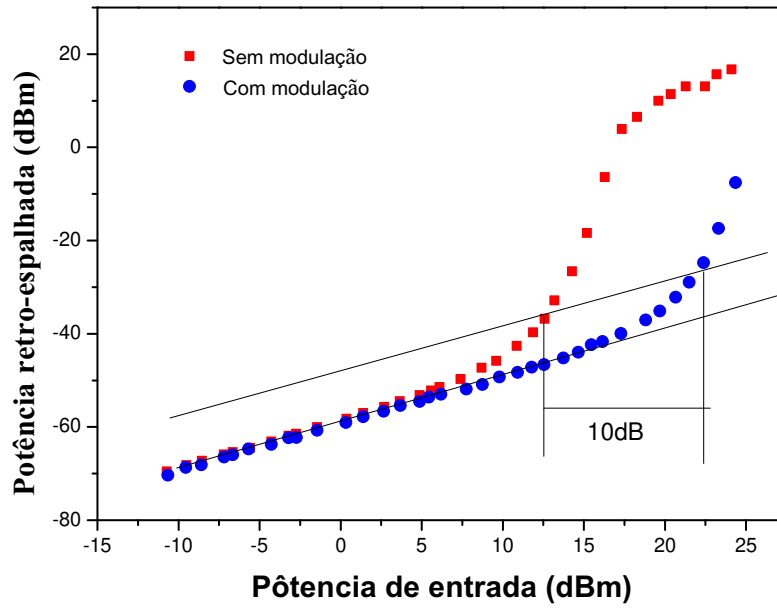


Figura 4.7: Potência retro-espalhada em função da potência de entrada.

4.3 Trocador de comprimento de onda

Na Fig.4.8 mostramos a montagem experimentalmente para o trocador de comprimento de onda. Os parâmetros da fibra altamente não-linear de 1,05 *km* de comprimento (medido com OTDR, Optical Time Domain Reflector) são $\lambda_0 = 1549,43 \text{ nm}$, $dD/d\lambda = 0,0405 \text{ ps/nm}^2/\text{km}$, $\gamma = 8,33 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$. Os bombeios são dois laser sintonizáveis de cavidade externa localizadas em $\lambda_3 = 1560,5 \text{ nm}$ (BOMBEIO1) e $\lambda_4 = 1566,9 \text{ nm}$ (BOMBEIO2). Cada laser passa através de dois moduladores de fase (MF1,MF2) que foram alimentadas com três sinais senoidais de radio-frequências (Radio frequency) ($f_1 = 990 \text{ MHz}$, $f_2 = 334 \text{ MHz}$ e $f_3 = 100 \text{ MHz}$) para aumentar as larguras das linhas dos dois bombeios e, assim, eliminar o retro-espalhamento Brillouin. Posteriormente, cada bombeios foi amplificado com amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio (ADFE1, AFDE2), é filtrado com um filtro passa banda (OFPB, Optical band-pass filters) para reduzir o ruído da ASE, em seguida os dois bombeios são acoplados com um acoplador WDM.

Os sinais foram localizados em comprimentos de onda $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$ e $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$ e modulados com moduladores de amplitude (MA1, MA2) em 10 *Gb/s* com uma sequência de bits pseudo-aleatória ($2^7 - 1$) no formato NRZ; os sinais foram amplificados (AFDE3,AFDE4) e filtrados (OFPB3, OFPB4), acoplados usando um acoplador 80/20. Os bombeios são acoplados com um acoplador 80/20.

Os controladores de polarização PC5, PC6, PC7 e PC8 foram usados para assegurar polarizações paralelas entre os sinais e os bombeios. Os espectros foram medidos com um OSA de resolução de 0,05 *nm*. O sinal foi filtrado com um filtro passa-banda (OFPB5) antes de entrar no atenuador variável (VOA, variable optical attenuator). Finalmente, o sinal entra em nosso receptor (Rx), que consiste de um pré-amplificador, um filtro (OFPB6) e um osciloscópio (OSC:Oscilloscope).

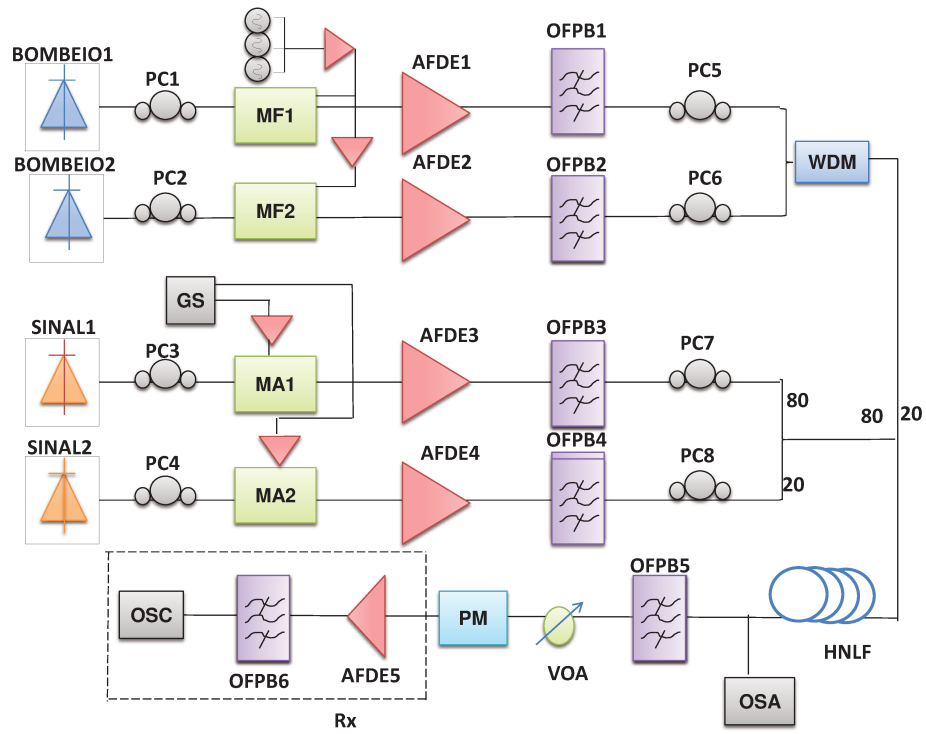
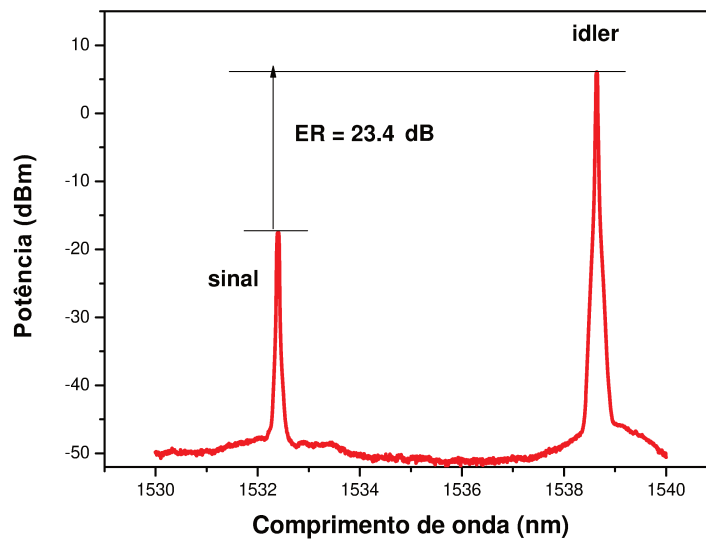


Figura 4.8: Montagem experimental para obter o trocador de comprimento de onda com dois sinais. MA: Modulador de amplitude, MF: Modulador de fase, AFDE: Amplificador a fibra dopada com érbio, OFPB: Filtro passa-banda, AT: Atenuador variável, PM: Medidor de potência, OSC: Osciloscópio, PC: Controlador de polarização.



(a)

Figura 4.9: Espectro de saída ao redor do sinal 1532,4 nm e o idler 1538,6 nm.

4.3.1 Conversão do sinal em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$

As potências dos bombeios e do sinal usadas na entrada da fibra foram $P_1 = 24,19 \text{ dBm}$, $P_2 = 24,32 \text{ dBm}$ e $P_3 = 7,26 \text{ dBm}$. Na Fig. observamos o espectro na saída da fibra, onde se produz uma conversão entre o sinal com comprimento de onda $1532,4 \text{ nm}$ e o idler com comprimento de onda $1538,6 \text{ nm}$.

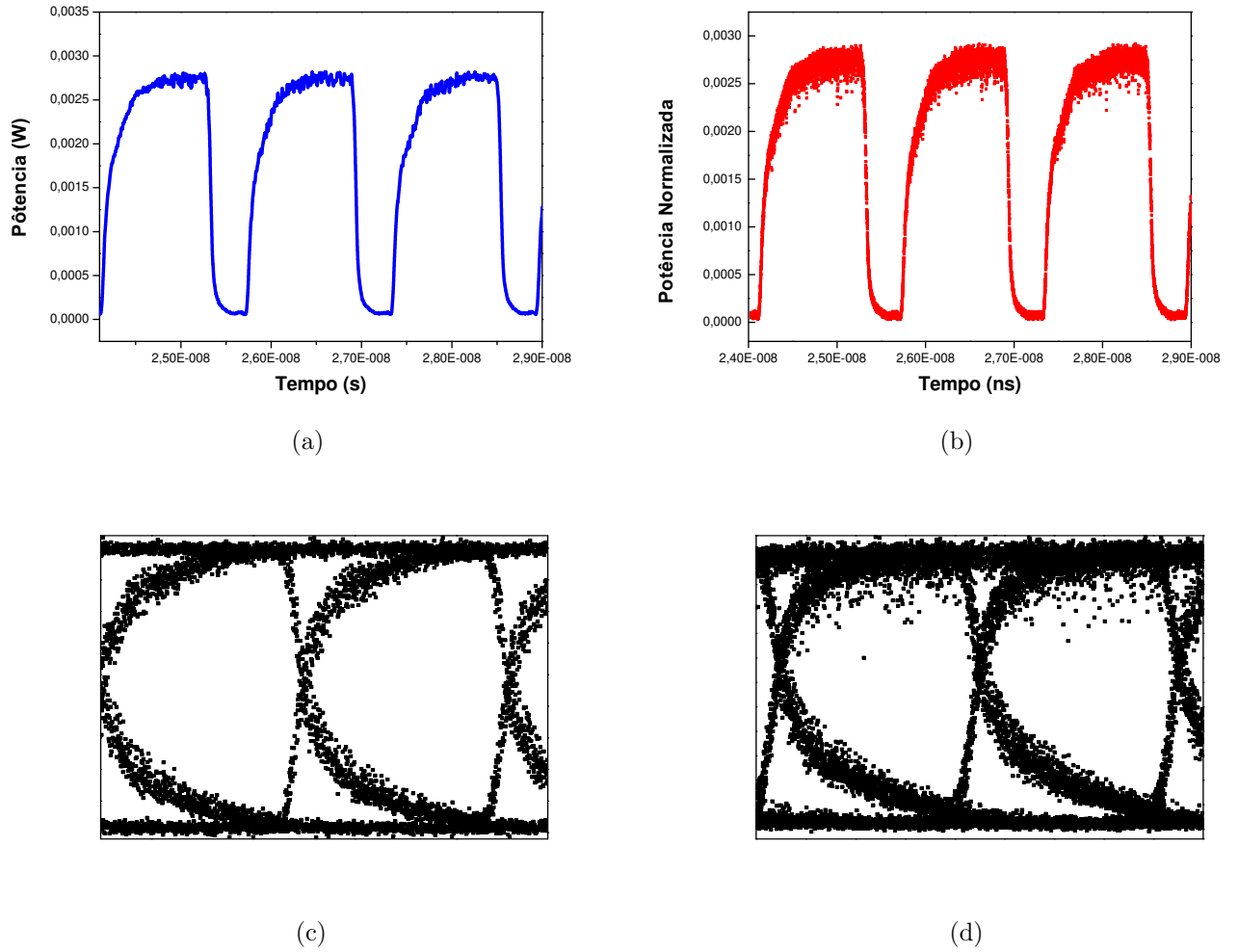


Figura 4.10: (a) Sinal de entrada em $\lambda_1=1532,4 \text{ nm}$, (b) Saída do Idler em $\lambda_2=1538,6 \text{ nm}$, (c) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_1=1532,4 \text{ nm}$ e (d) Diagrama de olho de saída em $\lambda_1=1538,6 \text{ nm}$.

A razão de extinção é maximizada até $23,4 \text{ dB}$ por meio dos controles de polarização PC5, PC6 e PC7; as polarizações são perpendiculares de forma alternada, cumprindo a condição $\frac{2}{3}P_p L \gamma \sim \pi$ [29]. As Figs. 4.12 (a) e (b) mostram uma aplicação do trocador de comprimento

de onda que é um conversor de comprimento de onda; o sinal $\lambda_1 = 1532 \text{ nm}$ foi modulado a 10 Gb/s usando um modulador de amplitude com uma sequência de bits no formato NRZ e eficientemente convertido para $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$.

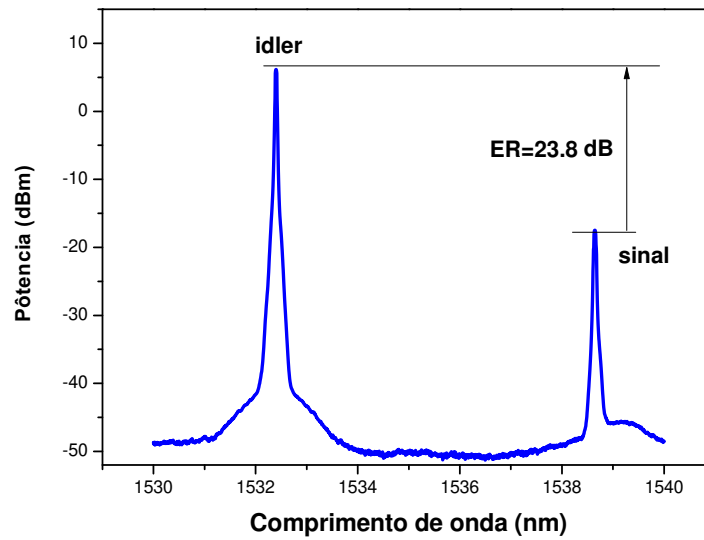
Para avaliar a qualidade do sinal convertido à análise foi feito pelo diagrama do olho observado na tela do osciloscópio, que corresponde à superposição de as todas sequências possíveis de bits “0” e “1” quando um sinal aleatorio é aplicado à entrada do osciloscópio. Outra forma de avaliar o desempenho é através do fator qualidade Q dado por:

$$Q = \frac{|\mu_1 - \mu_2|}{\sigma_1 + \sigma_2} \quad (4.3)$$

onde $|\mu_1 - \mu_2|$ é a separação entre as intensidades dos níveis “1” e “0”, e $\sigma_1 + \sigma_0$ é a soma dos desvios padrões das intensidades no “1” e “0”.

A Fig. 4.12 (c) e (d) mostra os respectivos diagramas de olho com uma sequência de bits pseudo-aleatória ($2^7 - 1$) de boa qualidade, com um fator de qualidade Q do sinal convertido de 10 dB .

4.3.2 Conversão do sinal em $\lambda_1 = 1538,6 \text{ nm}$



(a)

Figura 4.11: Espectro de saída ao redor do sinal $1538,6 \text{ nm}$ e o idler $1532,4 \text{ nm}$.

As potências de entrada na fibra foram as mesmas do caso anterior. Mostramos na Fig. 4.11 o espectro na saída da fibra; é observada a conversão entre λ_2 e λ_1 ; este caso também teve uma razão de extinção de até 23,77 dB.

A Fig. 4.12 (a) e (b) mostra como o sinal modulado em 10 Gb/s apresenta uma sequência de bits complementar ao caso anterior, com seus respectivos diagramas de olho de boa qualidade com um fator $Q=11$ dB do sinal convertido.

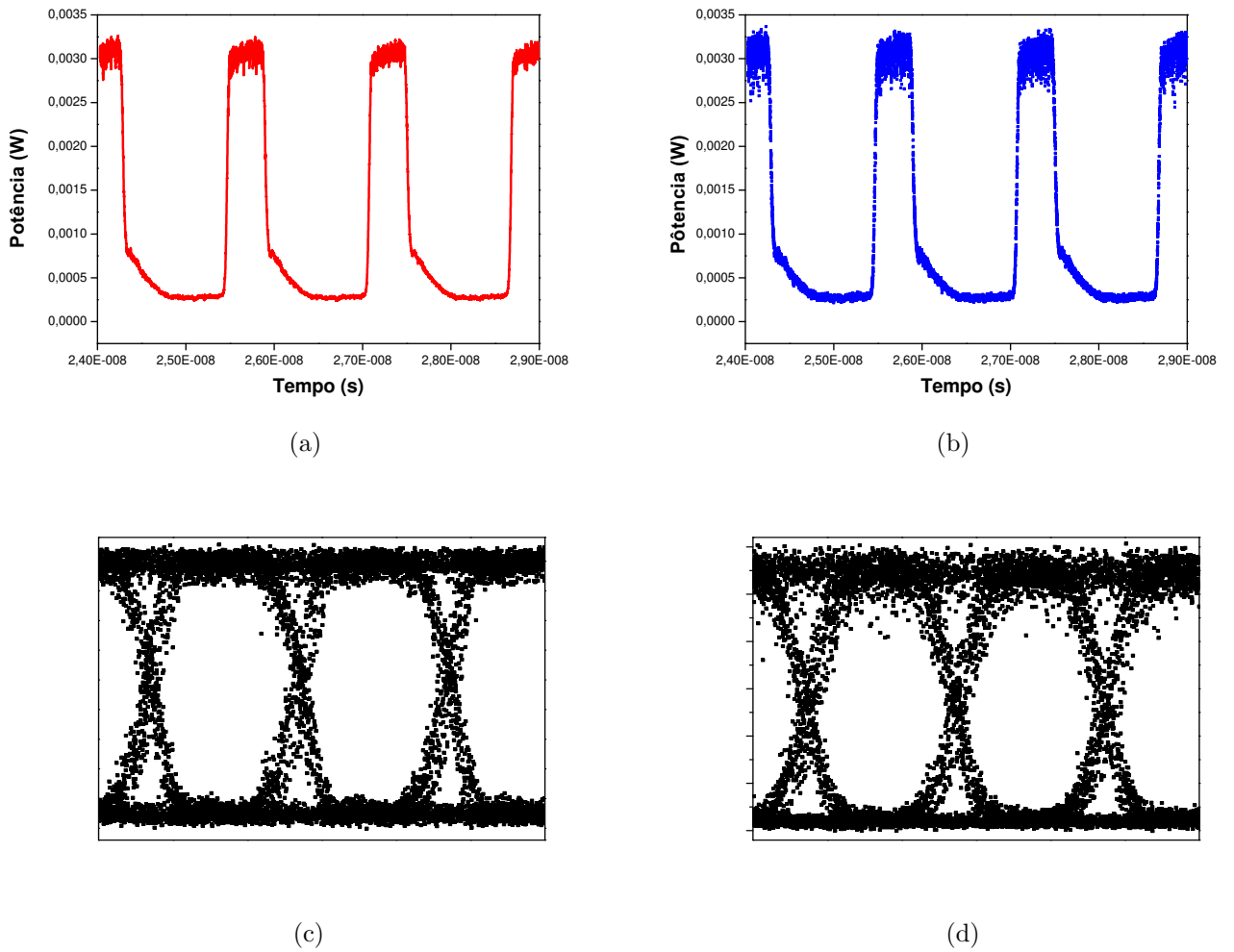
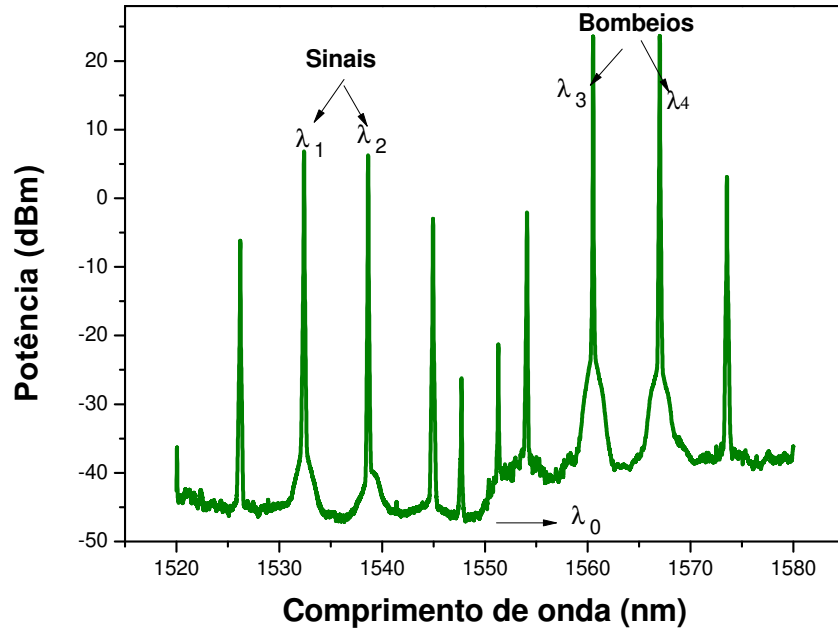


Figura 4.12: (a) Sinal de entrada em $\lambda_2=1538,6$ nm, (b) Sinal de saída em $\lambda_1=1532,4$ nm. (c) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_2=1538,6$ nm e (d) Diagrama de olho de saída em $\lambda_1=1532,4$ nm.

4.3.3 Trocador de comprimento de onda com dois sinais

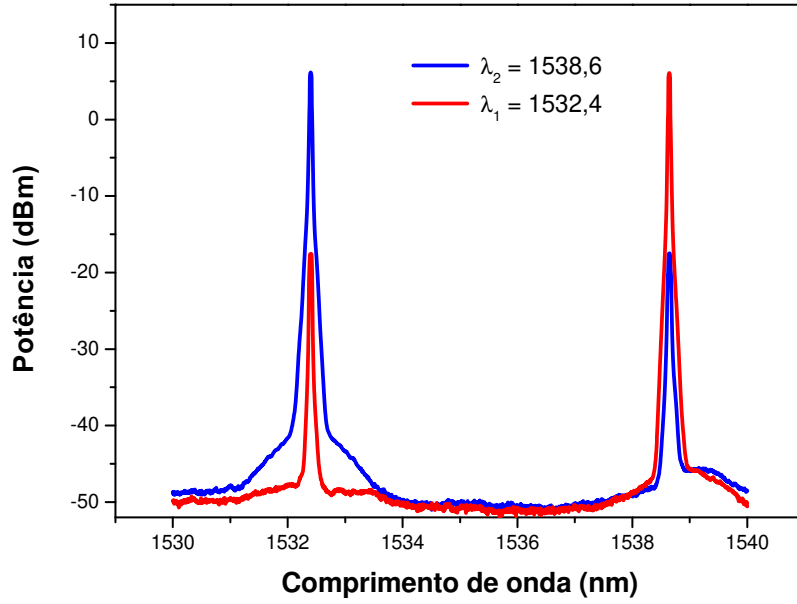
No presente caso foram ligados simultaneamente os dois sinais $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$ e $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$. Os dois bombeios caram nos mesmos comprimentos de onda e com as mesmas potências que no caso de uma sinal. A Fig.4.13 mostra-se o espectro na saída do trocador de comprimento de onda.



(a)

Figura 4.13: Espectros de saída do trocador de comprimento onda com dois sinais. Os bombeios e os sinais estão localizados em $\lambda_1= 1566,9 \text{ nm}$, $\lambda_2=1560,5 \text{ nm}$, $\lambda_3=1532,4 \text{ nm}$ e $\lambda_4= 1580,23 \text{ nm}$, respectivamente.

Na Fig. 4.14 observamos que na saída a superposição das conversões dos sinais em $\lambda_1= 1532,4 \text{ nm}$ e em $\lambda_2=1538,6 \text{ nm}$, mas a conversão não perfeita porque permanece um sinal residual que pode gerar interferência (crosstalk).



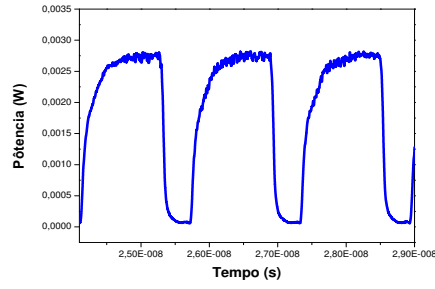
(a)

Figura 4.14: Espectros de dois conversores de comprimento de onda superpostos de sinal em $\lambda_1=1532,4 \text{ nm}$ e em $1538,6 \text{ nm}$.

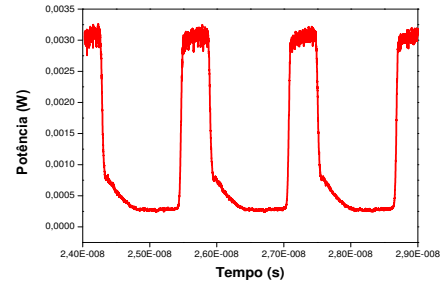
A Fig. 4.15 mostra o trocador de comprimento de onda que pode ser usado como um comutador de cruzamento óptico, onde as modulações do comprimento de onda em $\lambda_1 = 1532,4 \text{ nm}$ e o comprimento de onda $\lambda_2 = 1538,6 \text{ nm}$ são intercambiadas após passar pelo trocador de comprimento de onda; as modulações de amplitude têm os mesmos parâmetros do caso anterior.

A Fig. 4.15 (a), (b) mostra os sinais λ_1 e λ_2 são modulados com 10 Gb/s com uma sequência de bits no formato NRZ e foram trocados eficientemente como é observado na Fig.4.15 (e), (f). A Fig.4.15 (c), (d), (g) e (h) são seus respectivos diagramas de olho com um fator de qualidade $Q = 9 \text{ dB}$ para o sinal λ_1 e $Q = 9,5 \text{ dB}$ para o sinal λ_2 .

Uma forma adicional de avaliar o desempenho é através da taxa de erro de bit (BER, Bit Error Rate). Esta taxa pode ser definida como o número de erros por segundo (neste caso dependente da taxa de transmissão); por exemplo, uma taxa de 10^{-6} corresponde em média a 1 erro em 1 milhão de bits recebidos.



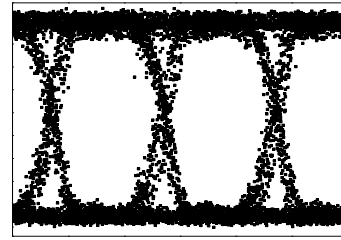
(a)



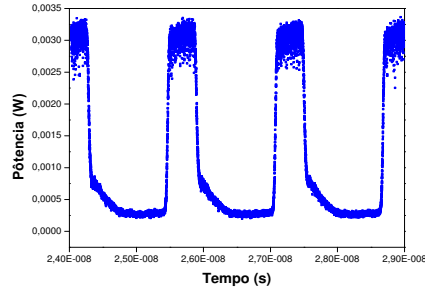
(b)



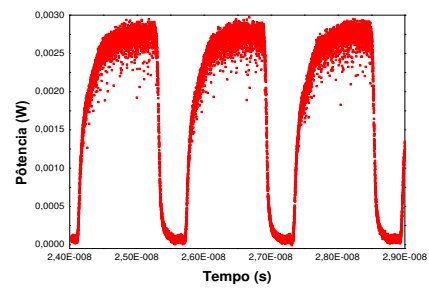
(c)



(d)



(e)



(f)



(g)



(h)

Figura 4.15: Trocador de comprimento de onda experimental dos sinais. (a) Sinal de entrada em $\lambda_1=1532,4$ nm, (b) Sinal de entrada em $\lambda_2 =1538,6$ nm, (c) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_1=1532,4$ nm, (d) Diagrama de olho da entrada em $\lambda_2=1538,6$ nm (e) Sinal de saída em $\lambda_1=1532,4$ nm, (f) Sinal de saída em $\lambda_2=1536,8$ nm , (g) Diagrama de olho da saída em $\lambda_1=1532,4$ nm (f) Diagrama de olho da saída em $\lambda_1=1532,6$ nm .

A medição é realizada através do uso de um equipamento que gera uma sequência digital pseudo-aleatória que é transmitida e, em seguida comparada com a sequência original. A medida da taxa de erro efectuada em função da mínima potência óptica na entrada do receptor óptico necessária para assegurar a recuperação do sinal digital transmitido, com uma dada taxa de erro, é denominada Sensibilidade do receptor. Valores da ordem 10^{-9} - 10^{-12} são considerados padrões de taxa de erro para a determinação da sensibilidade e avaliação do desempenho nos atuais sistemas de comunicações ópticas.

As medidas do BER para o trocador de comprimento de onda com dois sinais em uma configuração back-to-back (conectadas diretamente do transmissor ao receptor) mostra-se na Fig.4.16. Para um BER de 10^{-9} a sensibilidade do receptor óptico dos dois sinais intercambiados em 1534 nm e $1538,6 \text{ nm}$ são $-26,5 \text{ dBm}$ e $-26,11 \text{ dBm}$, respectivamente.

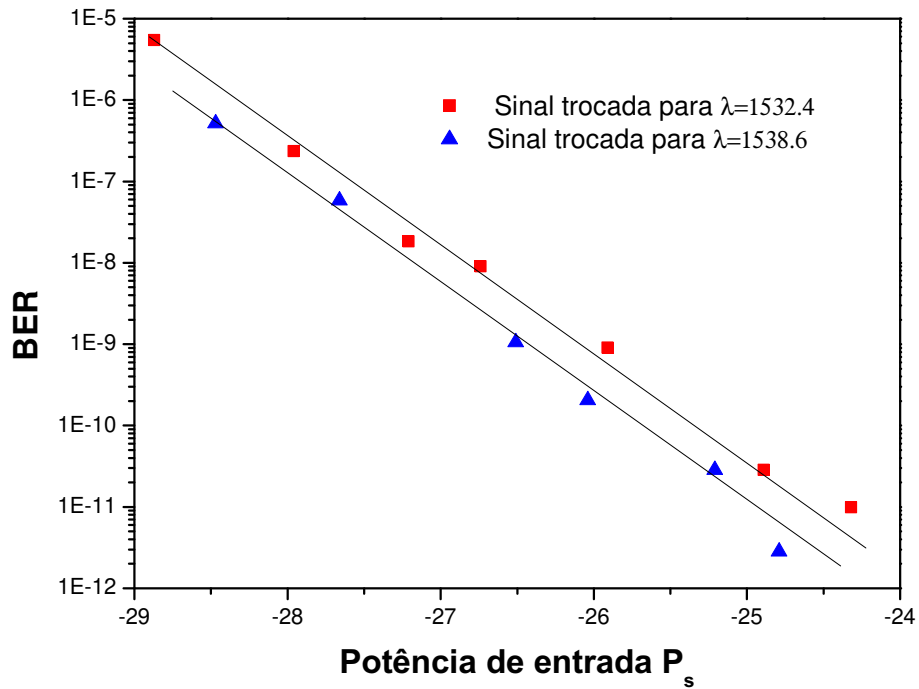


Figura 4.16: Taxa de erro (BER) em função da potência óptica recebida pelo receptor.

Capítulo 5

Conclusões

Neste trabalho foi apresentado o estudo de um dispositivo paramétrico baseado em efeitos não-lineares em fibras ópticas, especificamente o trocador de comprimento de onda. Primeiramente apresentamos simulações computacionais relevantes para entender e funcionamento do dispositivo, que serviram também como guia para a posterior montagem experimental.

Previamente à montagem do trocador de comprimento de onda caracterizamos a fibra óptica altamente não-linear utilizada para construir o mesmo. Foram obtidos os seguintes valores experimentais para o coeficiente não-linear e o comprimento de onda de dispersão: $\gamma = 8,33 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e $\lambda_0 = 1549,5 \text{ nm}$. Também foi otimizada a modulação de fase utilizada para aumentar o limiar de espalhamento Brillouin estimulado. Foi obtido um aumento do limiar de 10 *dB* alimentando o modulador de fase com as seguintes frequências: $f_1 = 991 \text{ MHz}$, $f_2 = 110 \text{ MHz}$ e $f_3 = 245 \text{ MHz}$.

O estudo experimental do trocador de comprimento de onda foi feito em duas etapas. Na primeira, foi obtida a troca de só um sinal da posição original para a posição do idler correspondente, conseguindo uma razão de extinção de $\sim 23 \text{ dB}$. Em seguida foi colocado outro sinal na posição do *ilder* do primeiro sinal, resultando na troca simultânea de ambos os canais. Em todos os casos os sinais foram modulados com uma sequência pseudo-aleatória de bits a uma taxa de modulação de 10 *Gb/s*.

Em geral os resultados do trocador de comprimento de onda apresentados aqui por meio de simulações e experimentos foram satisfatórios em comparação com os estudos que já foram feitos na literatura do trocador de comprimento [10, 11, 12].

Sugere-se para trabalhos futuros:

- Usar maiores taxas de modulação dos sinais, sendo que no presente trabalho a taxa de modulação foi de 10 Gb/s , ou utilizar outros formatos de modulação como DPSQ (Differential Quadrature Phase-Shift keying) ou DQPSK (Differential QPSK).
- Implementar a multiplexação por divisão de tempo usando um bombeio pulsado para poder mudar pacotes de dados em intervalos de tempo.
- Aumento do limiar do SBS utilizando osciladores simples desenvolvidos no laboratório. Para poder ter maior razão de extinção no trocador de comprimento de onda.

Apêndice A

Equipamentos

Na Fig.A.1 apresentamos a foto do arranjo experimental montado na bancada.

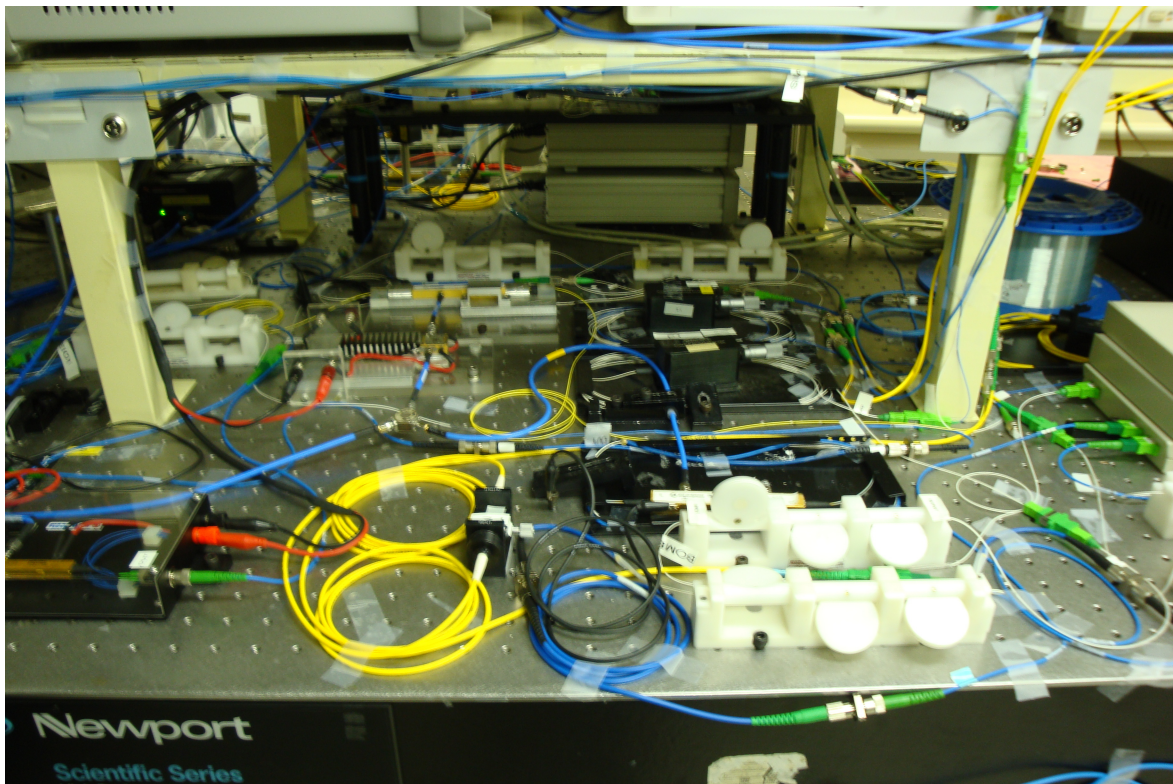


Figura A.1: Foto do arranjo experimental do trocador de comprimento de onda.

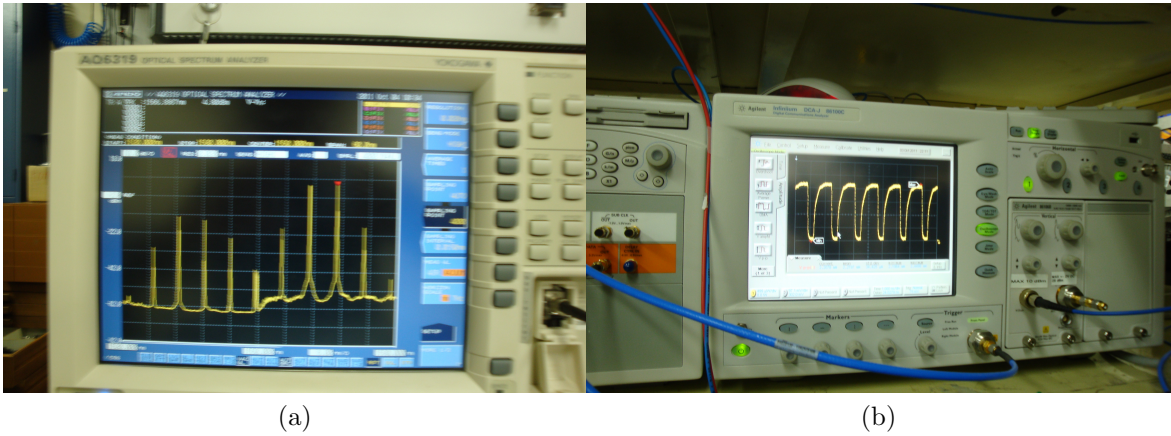


Figura A.2: Em (a) é mostrado o OSA (Analisador de Espectro Óptico) ANDO, modelo AQ6319, e em (b) é mostrado DCA (Analisador de Comunicações Digitais) Agilent Technologies, modelo Infiniium DCA-J 86100C.



Figura A.3: Em (a) é mostrado o DG (Gerador de dados) Tektronix, modelo DG2040, e em (b) é mostrado ECL (Laser de Cavidade Externa Extendida).

Referência Bibliograficas

- [1] E. B. Desuvire. Capacity Demand and Technology Challenges for Lightwave Systems in the Next Two Decades. *J. Lightw. Technol.*, 24(12), 4697, 2006.
- [2] R. Ramaswami, and K. N. Sivarajan. *Optical Networks*. Academic Press, 2002.
- [3] G. P. Agrawal. *Fiber – Optic Communication Systems*. Jonh Wiley & Sons, 2002.
- [4] N. Kishi, M. Matsuura, and T. Miki. Ultrawideband Wavelength Conversion Using Cascaded SOA-Based Wavelength Converters. *J. Lightw. Technol.*, 25(1), 38, 2007.
- [5] H. Jang S. Hur, Y. Kim, and J. Jeong. 10 Gbps WDM transmission performance limits using in-line SOAs and an optical phase conjugator based on four-wave mixing in SOAs as a mid-span spectral inversion technique. *Opt. Express.*, 14(11), 4589, 2007.
- [6] N. Calabretta, G. Contestabile, R. Proietti, and E. Ciaramella. Reshaping capability of cross-gain compression in semiconductor amplifiers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(12), 2523, 2005.
- [7] M. J. Connely. *Semiconductor Optical Amplifiers*. Kruwel Academic Publisher, 2002.
- [8] J. Hansryd, and P. A. Andrekson. Broad-Band Continuous-Wave-Pumped Fiber Optical Parametric Amplifier with 49-dB Gain and Wavelength-Conversion Efficiency. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13, 194, 2001.
- [9] M. Marhic, Y. Akasaka, M. C. Ho, K. Uesaka, and L. G. Kazovsky. 200-nm-bandwidth fiber optical amplifier combining parametric and Raman gain. *J. Lightw. Technol.*, 19: 977, 2001.

- [10] M. E. Marhic, K. Uesaka, K. K. Y. Wong, and L. G. Kazovsky. Wavelength Exchange in a Highly Nonlinear Dispersion-Shifted Fiber: Theory and Experiments. *IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron.*, 8, (3), 560-568, 2002.
- [11] Mengzhe Shen, Xing Xu, T. I. Yuk, and Kenneth K. Y. Wong. Byte-Level Parametric Wavelength Exchange for Narrow Pulsewidth Return-to-Zero Signal. *Opt. IEEE Photon.Technol. Lett.*, 21(21), 1591-1593, 2009
- [12] K. Uesaka K. K. Y. Wong, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky. Wavelength exchange: a novel function for optical networks *Inf .Sci.*, 149, 161-169, 2003.
- [13] G. Kalogerakis, M. Marhic, and L. Kazovsky, Low Noise Figure Efficient Wavelength Exchange in an Optical Fibre, *in Proc. of ECOC.*, Paper Th1.3.1, 2006.
- [14] J. L. Blows, and S. E. French, “Low-noise-figure optical parametric amplifier with a continuous-wave frequency-modulated pump,” *Opt. Lett.* 27, 491-493, 2002.
- [15] R. W. L. Fung, H. K. Y. Cheung, and K. K. Y. Wong, Widely Tunable Wavelength Exchange in Anomalous- Dispersion Regime *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 19, 1846.-1848, 2007.
- [16] K. Bala, G. Ellinas, N. Antoniadis, S. J. B. Yoo, and T. E. Stern. An architecture for a wavelength-interchanging cross-connect utilizing parametric wavelength converters. *J. Lightw. Technol.*, 17(7), 1113, 1999.
- [17] C. H. Kwok, Bill P. P. Kuo, and Kenneth K. Y. Wong. Pulsed pump wavelength exchange for high speed signal de-multiplexing. *Opt. Express.*,16(15), 10899, 2008.

- [18] M. Ibsen, K S. Berg, A. T. Clausen, D. J. Richardson, P. Jeppesen, J. H. Lee, and L. K. Oxenlwe. All-Optical TDM Data Demultiplexing at 80 Gb/s With Significant Timing Jitter Tolerance Using a Fiber Bragg Grating Based Rectangular Pulse Switching Technology. *J. Lightw. Technol.*, 21, 2518, 2003.
- [19] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1999.
- [20] A. Yariv. *Optical Electronics in Modern Comunnications*. Oxford University Press, 1997.
- [21] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [22] G. P. Agrawal. *Fiber -Optic Communication Systems*. Wiley-Interscience, 2002
- [23] A. W. Snyder, and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*, Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [24] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 1992.
- [25] J. A. Buck. *Fundamentals of Optical Fibers*. John Wiley & Sons, 1995.
- [26] J. D. Marconi J. M. Chavez Boggio, and H. L. Fragnito. Double-pumped fiber optical parametric amplifier with flat gain over 47-nm bandwidth using a conventional dispersion-shifted fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(9), 1041, 2005.
- [27] T. Kashiwada S. Ishikawa N. Akasaka M. Onishi, T. Okuno, and M. Nihimura. Highly nonlinear dispersion-shifted fibers and their application to broadband wavelength convertert. *IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron.*, 5(5),1385, 1999.
- [28] S. Ohara T. Hasegawa, T. Nagashima and Sugimoto. High nonlinearity bismuth fibers

- and their applications. *In OFC.*, 2006.
- [29] Q. Lin and G. P. Agrawal. Vector theory of four-wave mixing: polarization effects in fiber-optic parametric amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 21(6),1 , 2004.
- [30] P. Russell, E. Marin, A. Diez, S. Guenneau, and A. Movchan. Sonic band gaps in PCF preforms: enhancing the interaction of sound and light. *Opt. Express.*, 11(20), 2555-2560, 2003.
- [31] S. K. Korotky, P. B Hansen, L. Eskildsen, and J. J. Vasselka. Efficient phase modulation scheme for suppressing stimulated Brillouin scattering. In *Tech. Digest Int. Conf. Integrated Optics Optical Fiber Communications*, 2, 110-111, 1995.
- [32] Y. Miyajima K, Tsujikawa, K. Nakajima, and M. Ohashi. New SBS suppression fiber with uniform chromatic dispersion to enhance four-wave mixing. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10 ,1139 ,1998.
- [33] M. Ohashi K. Shiraki and M. Tateda. performance of strain-free stimulated Brillouin scattering suppression fiber. *J. Lightw. Technol.*, 14, 549, 1996.
- [34] M. Westlund P. A. Andrekson J. Hansryd, F. Dross, and S. N. Knudsen. Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution . *J. Lightw. Technol.*, 19,1691 , 2001.
- [35] J.M. Chavez Boggio J.D. Marconi and H. L. Fragnito. Narrow linewidth fiber optical wavelength converter with strain suppression of SBS. *Electr. Lett.*, 40(19) ,1213 , 2004.
- [36] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot. Measurement of nonlinear and chromatic dispersion

- parameters of optical fibers using modulation instability. *Optical Fiber Technology*, 12, 243–250, 2006.
- [37] 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(2), 1, 1999.
- [38] J. Chávez. Efeitos Não Lineares em Fibras Ópticas de Dispersão Deslocada, Tese de Doutorado, IFGW-UNICAMP, 2001.
- [39] A. Guimarães. Interação Sinal-Ruído em Fibras de Baixa Dispersão., Tese de Mestrado, IFGW-UNICAMP, 2001.
- [40] J. B. Coles, B. P.-P. Kuo, N. Alic, S. Moro, C.-S. Bres, J. M. Chavez Boggio, P.A. Andrekson, M. Karlsson, and S. Radic. Bandwidth-efficient phase modulation techniques for Stimulated Brillouin Scattering suppression in fiber optic parametric amplifiers. *Opt. Express.*, 18(17), 18138, (2010).
- [41] Vpi systems. (2011, april) vpi photonics. [online]. *http : //www.vpiphotonics.com/*.