

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA
PROJETO DE GRADUAÇÃO**



LUCAS FERREIRA TOZETTI

**ANÁLISE NUMÉRICA E ESTUDO SOBRE IMPACTO DO
EDFA NA GERAÇÃO DE MÚLTIPLOS COMPRIMENTOS
DE ONDA EM UM LASER EM FIBRA A PARTIR DO
ESPALHAMENTO CASCATEADO DE BRILLOUIN**

VITÓRIA
2022

LUCAS FERREIRA TOZETTI

**ANÁLISE NUMÉRICA E ESTUDO SOBRE IMPACTO DO
EDFA NA GERAÇÃO DE MÚLTIPLOS COMPRIMENTOS
DE ONDA EM UM LASER EM FIBRA A PARTIR DO
ESPALHAMENTO CASCADEADO DE BRILLOUIN**

Parte manuscrita do Projeto de Graduação do aluno **Lucas Ferreira Tozetti**, apresentado ao Departamento de Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do grau de Engenheiro Eletricista.

Orientador: Prof. Dr. Carlos Eduardo Schmidt Castellani

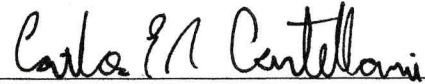
VITÓRIA
2022

LUCAS FERREIRA TOZETTI

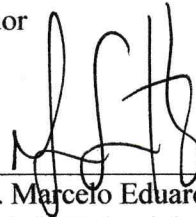
**ANÁLISE NUMÉRICA E ESTUDO SOBRE IMPACTO DO
EDFA NA GERAÇÃO DE MÚLTIPLOS COMPRIMENTOS
DE ONDA EM UM LASER EM FIBRA A PARTIR DO
ESPALHAMENTO CASCADEADO DE BRILLOUIN**

Parte manuscrita do Projeto de Graduação do aluno **Lucas Ferreira Tozetti**, apresentado ao Departamento de Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do grau de Engenheiro Eletricista.

COMISSÃO EXAMINADORA:



Prof. Dr. Carlos Eduardo S. Castellani
Universidade Federal do Espírito Santo
Orientador



Prof. Dr. Marcelo Eduardo Vieira Segatto
Universidade Federal do Espírito Santo
Examinador



Prof. João Paulo Lebarck Pizzaia
Universidade Federal do Espírito Santo
Examinador

AGRADECIMENTOS

Sou grato ao professor Carlos Eduardo pelas inspirações para execução deste projeto e pelo suporte disponibilizado desde o início dos trabalhos.

Aos meus colegas de universidade que me auxiliaram direta e indiretamente neste projeto, participando de momentos de alegria e descontração durante os difíceis períodos que passamos.

Ao projeto Solares, onde construí momentos de muito orgulho que foram essenciais para o início da minha trajetória profissional e para minha permanência no curso de engenharia elétrica.

À minha família e namorada, pela paciência, compreensão e conselhos oferecidos durante todos esses anos, me concedendo a capacidade de lidar da melhor forma com as adversidades.

RESUMO

Este trabalho é um projeto de pesquisa para analisar numericamente a influência de amplificadores de fibra dopados de érbio no funcionamento do laser Brillouin de múltiplos comprimentos de onda, a partir de um modelo analítico para simulação do espalhamento cascadeado de Brillouin. Aplicações para lasers de múltiplos comprimentos de onda crescem exponencialmente nos últimos anos, principalmente devido a seu potencial para serem utilizados como fonte de luz coerente em sistemas de comunicação densos de multiplexação por divisão de comprimento de onda, onde há possibilidade de uso de um canal de comunicação para cada um dos comprimentos de onda gerados pelo laser. A proposta do projeto é demonstrar o impacto da variação do ganho máximo e pontos de saturação de amplificadores de fibra dopados de érbio na geração de ondas Stokes em lasers Brillouin de múltiplos comprimentos de onda e, a partir dos resultados, realizar otimizações em casos constatados como contrastantes na análise numérica, observando a importância do amplificador óptico também nos melhores resultados de configurações do laser, que proporcionam maior geração de ondas Stokes e melhor planicidade espectral. Os resultados apresentam o comportamento não linear da variação do ganho máximo do amplificador, assim como a grande influência da saturação na quantidade de comprimentos de onda gerados, causando uma diferença de 45 comprimentos para um aumento de 17,4 mW no ponto de saturação.

Palavras-chave: Espalhamento Cascadeado de Brillouin. Amplificadores de Fibra Dopados de Érbio. Ondas Stokes. Planicidade Espectral. Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda Densa.

ABSTRACT

This work is a research project to numerically analyze the influence of erbium-doped fiber amplifiers in the operation of the multi-wavelength Brillouin fiber laser, from an analytical model to simulate the cascaded Brillouin scattering. Applications for multi-wavelength lasers have grown exponentially in recent years, mainly due to their potential to be used as coherent light source in dense wavelength division multiplexing communication systems, where it is possible to use a communication channel for each of the wavelengths generated by the laser. The purpose of the project is to demonstrate the impact of varying the maximum gain and saturation points of erbium-doped fiber amplifiers on the generation of Stokes waves in multi-wavelength Brillouin lasers and, from the results, perform optimizations in cases found to be contrasting in the numerical analysis, noting the importance of the optical amplifier also in the best results of laser configurations, which provide greater generation of Stokes waves and better spectral flatness. The results show the non-linear behavior of the amplifier's maximum gain variation, as well as the great influence of saturation on the number of wavelengths generated, causing a difference of 45 wavelengths for an increase of 17.4 mW in the saturation point.

Keywords: Brillouin Cascade Scattering. Erbium Doped Fiber Amplifiers. Stokes waves. Spectral Flatness. Dense Wavelength Division Multiplexing.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Espectro de Ganho Brillouin em 3 fibras para $\lambda = 1525 \mu\text{m}$	16
Figura 2 - Amplificador Brillouin em fibra.	17
Figura 3 - Laser de Brillouin de comprimento de onda único.	18
Figura 4 - Laser de Brillouin de múltiplos comprimentos de onda.	19
Figura 5 - Mudança de nível de energia discretizada com absorção de luz em fibras dopadas de érbio.	20
Figura 6 - Emissão espontânea e estimulada após absorção de luz.	21
Figura 7 - Curva de saturação do EDFA.	27
Figura 8 - Geração do laser a partir dos parâmetros iniciais utilizados para as varreduras.	28
Figura 9 - Ondas Stokes geradas a partir da variação do G_{max} em diferentes potências de entrada.	30
Figura 10 - Ondas Stokes geradas a partir da variação do G_{max} em diferentes comprimentos de fibra.	31
Figura 11 - Ondas Stokes geradas a partir da variação da saturação em diferentes potências de entrada.	33
Figura 12 - Ondas Stokes geradas a partir da variação da saturação em diferentes comprimentos de fibra.	34
Figura 13 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 1.	36
Figura 14 - Resultado da busca pela melhor planicidade espectral com EDFA 1.	37
Figura 15 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 2.	38
Figura 16 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 3.	39
Figura 17 - Resultado da busca pela melhor planicidade espectral com EDFA 3.	40
Figura 18 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 4.	41
Figura 19 - Resultado da busca pela melhor planicidade espectral com EDFA 4.	42

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Regimes do modelo analítico.	24
Tabela 2 - Parâmetros dos EDFAs selecionados para otimização do circuito do laser.	35
Tabela 3 - Resultados da otimização do laser para EDFA 1.	35
Tabela 4 - Resultados da otimização do laser para EDFA 2.	37
Tabela 5 - Resultados da otimização do laser para EDFA 3.	39
Tabela 6 - Resultados da otimização do laser para EDFA 4.	40

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASE	<i>Amplified Spontaneous Emission</i> (Emissão Espontânea Amplificada)
BFA	<i>Brillouin Fiber Amplifier</i> (Amplificador Brillouin em Fibra)
BFL	<i>Brillouin Fiber Laser</i> (Laser Brillouin em Fibra)
DWDM	<i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i> (Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda Densa)
EDFA	<i>Erbium-Doped Fiber Amplifiers</i> (Amplificador a Fibra Dopada com Érbio)
FWM	<i>Four-Wave Mixing</i> (Mistura de Quatro Ondas)
MWBFL	<i>Multi-Wavelength Brillouin Fiber Laser</i> (Laser de Brillouin de Múltiplos Comprimentos de Onda)
SBS	<i>Stimulated Brillouin Scattering</i> (Espalhamento Brillouin Estimulado)
SBST	<i>Stimulated Brillouin Scattering Treshold</i> (Limiar de Potência do Espalhamento Brillouin Estimulado)
SRS	<i>Stimulated Raman Scattering</i> (Espalhamento Raman Estimulado)
SWBFL	<i>Single-Wavelength Brillouin Fiber Laser</i> (Laser de Brillouin de Comprimento de Onda Único)

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	10
2	OBJETIVOS	13
2.1	Objetivo Geral	13
2.2	Objetivos Específicos	13
3	REFERENCIAL TEÓRICO	14
3.1	Espectro de Ganho de Brillouin	14
3.2	Lasers de Múltiplos Comprimentos de Onda	17
3.2.1	Amplificadores de Brillouin em Fibra.....	17
3.2.2	Laser de Brillouin de Múltiplos Comprimentos de Onda.....	18
3.3	Amplificadores Ópticos em Fibra	19
3.3.1	Amplificadores Ópticos de Fibra Dopados de Érbio.....	20
4	METODOLOGIA E DESENVOLVIMENTO	23
4.1	Metodologia	23
4.2	Solução Analítica	23
4.3	Saturação e Ganho Máximo do Amplificador Óptico	26
4.4	Análises Numéricas e Otimizações	27
5	RESULTADOS	30
5.1	Análises Numéricas Propostas	30
5.1.1	Variando Ganho Máximo do EDFA em Diferentes Potências de Entrada.....	30
5.1.2	Variando Ganho Máximo do EDFA em Diferentes Comprimentos de Fibra	31
5.1.3	Variando Ponto de Saturação do EDFA em Diferentes Potências de Entrada.....	32
5.1.4	Variando Ponto de Saturação do EDFA em Diferentes Comprimentos de Fibra.....	33
5.2	Otimizações Propostas	34
5.2.1	Resultados Obtidos para EDFA 1	35
5.2.2	Resultados Obtidos para EDFA 2.....	37
5.2.3	Resultados Obtidos para EDFA 3.....	39
5.2.4	Resultados Obtidos para EDFA 4.....	40
6	CONCLUSÕES	43
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	44

1 INTRODUÇÃO

Em 1922, Léon Brillouin descreveu o comportamento da luz ao interagir com o meio em qual ela se propaga. O Espalhamento Brillouin, que recebe o sobrenome do físico francês, ocorre quando fótons incidem em um meio material não linear e são espalhados em um fóton de energia mais baixa e em um fônon (BRILLOUIN, 1922 *apud* SILVA *et al.*, 2020). Em fibras ópticas monomodo, fótons espalhados se propagam na direção contrária do bombeio com um desvio aproximado de 10 GHz em relação à frequência original, gerando as chamadas ondas Stokes (AGRAWAL, 2013).

A partir de um certo ponto de energia de bombeio, o processo se torna estimulado. O Espalhamento de Brillouin Estimulado (SBS, do inglês *Stimulated Brillouin Scattering*) ocorre quando a onda acústica é criada pelo próprio feixe de luz bombeado, através do efeito de eletroestrição (SUNDAR; NEWHAM, 1997 *apud* SILVA *et al.*, 2020). Esse efeito muitas vezes é indesejado em sistemas de comunicação óptica, limitando a potência do canal para valores abaixo do Limiar SBS (SBST, do inglês *Stimulated Brillouin Scattering Threshold*) (AGRAWAL, 2013). Porém, nas últimas décadas diversas aplicações surgiram utilizando os chamados amplificadores ópticos e lasers de Brillouin, que se utilizam do cascadeamento, método de realimentação do circuito óptico, para gerar múltiplos comprimentos de onda como saída.

Aplicações na transmissão de informações em fibra óptica eram muito limitadas até a década de 70. Apesar do conceito de reflexão interna total, responsável por guiar a luz dentro de uma fibra óptica, ser conhecido desde o século 19, métodos de fabricação não otimizados eram utilizados na fibra, resultando em perdas muito elevadas em grandes distâncias (AGRAWAL, 2013). A partir da década de 70, progressos relevantes na redução dessas perdas foram feitos, resultando em diversos estudos publicados sobre os efeitos não lineares observados, sendo os dois principais o espalhamento de Raman e Brillouin. O primeiro relata a interação da luz com fônons ópticos e o segundo com fônons acústicos, podendo ser descritos como estados quantizados da vibração da rede (SUNDAR; NEWHAM, 1997 *apud* SILVA *et al.*, 2020).

Apesar de causar efeitos não desejados que levam à limitação de parâmetros em um laser de bombeio para transmissão de dados, diversas aplicações surgiram após a década de 90 utilizando propositalmente os efeitos não lineares. O advento de amplificadores ópticos de fibra

dopadas de elementos de terra-rara, como o Érbio, foram catalisadores de melhorias significativas na transmissão de dados via fibra à longa distância e aceleraram o desenvolvimento de lasers de Brillouin em fibra, que possibilitaram a criação de um sistema confiável para se obter sistemas de comunicação Densos de Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda (DWDM, do inglês *Dense Wavelength Division Multiplexing*), anteriormente produzido com a utilização de diversos lasers.

Com o surgimento de sistemas de comunicação DWDM, onde vários canais com comprimentos de onda distintos são transmitidos em uma única fibra óptica, voltaram-se os olhares para o desenvolvimento de amplificadores ópticos com alta eficiência e baixo custo. Isso permite a utilização de uma faixa mais larga na região espectral de baixas perdas das fibras de sílica, de 1450 a 1630 nm (SILVA *et al.*, 2020).

Os Amplificadores de Fibra Dopados de Érbio (EDFA, do inglês *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*) foram os responsáveis por iniciar uma nova geração de redes de fibra óptica de alta capacidade. Em 1987, o primeiro estudo demonstrando os resultados do uso de EDFAs na função de repetidores ópticos trouxe à comunidade acadêmica uma alternativa para os componentes eletrônicos e para os amplificadores ópticos já existentes, justamente devido à alta eficiência e baixo custo (DIGONNET, 1993). A sua primeira aplicação em um sistema de comunicação submarino de longa distância, em 1996 pela AT&T, demonstrou um aumento de quase dez vezes na capacidade de transmissão de dados em relação aos cabos submarinos anteriores (BECKER, 1999).

As potenciais aplicações para sistemas de comunicação DWDM impulsionaram também o rápido desenvolvimento de lasers de múltiplos comprimentos de onda nos últimos anos. A ótima estabilidade, alta relação sinal-ruído e flexibilidade nos ajustes no comprimento de onda são razões para que ele seja utilizado em sensoriamento de fibras, espectroscopia de gás, geração de micro-ondas e muitas outras aplicações. Esses tipos de laser podem ser construídos de diversas formas, utilizando interferômetros de Mach-Zehnder, Sagnac, Fabry-Perot ou então efeitos não lineares como a rotação não linear da polarização, Mistura de Quatro Ondas (FWM, *Four Wave Mixing*) e espalhamento de Brillouin estimulado (PEDRUZZI *et al.*, 2022).

O processo de configuração do Laser de Fibra de Brillouin (BFL, do inglês *Brillouin Fiber Laser*) nos permite, ao variar certos parâmetros, criar lasers específicos para as demandas de algumas aplicações. Na maioria das vezes, a possibilidade de transmissão em vários

comprimentos de onda, pequena largura de canal e baixas perdas de ressonância são os motivos de áreas como medicina, sensoriamento e telecomunicações optarem por fazer uso do BFL em relação às outras configurações de lasers de múltiplos comprimentos de onda (BAO; CHEN, 2011 apud SILVA *et al.*, 2020).

A modelagem numérica de lasers Brillouin traz diversas dificuldades. As equações de propagação de sinal e bombeio não possuem uma solução analítica imediata e métodos numéricos são computacionalmente custosos. Por meio da teoria da perturbação, Gökhan e Göktaş (2019) trouxeram uma proposta de solução analítica equivalente que descreve a evolução espacial do bombeio e das ondas Stokes causadas pelo SBS. Por não apresentar uma solução única que descrevesse corretamente esse comportamento, foi necessário definir três regimes de funcionamento para replicar a evolução na fibra, dependendo do nível da potência de bombeio e do nível da potência de Stokes. Apesar de complexas, a resolução das soluções analíticas é rápida, possibilitando a análise de milhões de casos com poucas horas de processamento computacional.

A formulação de Gökhan e Göktaş (2019) utilizando o efeito Brillouin como amplificador foi adaptada pelo Laboratório de Telecomunicações da UFES (LabTel) para construção de um laser com realimentação passando por um EDFA (SILVA *et al.*, 2020). Apesar disso, o modelo ainda não considerava a influência do EDFA na geração de múltiplos comprimentos de onda, não explorando os efeitos de variações de seus parâmetros nos resultados apresentados pelo laser Brillouin. O papel do EDFA na quantidade de comprimentos de onda gerados e na planicidade espectral do laser é fundamental, e suas características como saturação e ganho máximo têm grande impacto nisso. São lacunas no qual o estudo numérico deste projeto será centrado.

Será proposta uma análise numérica para diferentes valores de ganho máximo e saturação de EDFA a partir de um modelo para simulação analítica do ganho de Brillouin, baseado em referências previamente reportadas em linguagem MATLAB para um amplificador (GÖKHAN; GÖKTAŞ, 2019 apud SILVA *et al.*, 2020) e laser de Brillouin (SILVA *et al.*, 2020). Isso possibilitará uma melhor otimização do laser, explorando todo o potencial de ajuste na geração de ondas Stokes e na planicidade espectral desejada.

2 OBJETIVOS

2.1 Objetivo Geral

O objetivo geral deste projeto é analisar numericamente a influência do EDFA no funcionamento do laser Brillouin de múltiplos comprimentos de onda, demonstrando a grande importância desse amplificador na quantidade de comprimentos de ondas gerados. A partir dos resultados, selecionar diferentes casos para realizar a otimização dos parâmetros do laser Brillouin com os novos valores obtidos para o EDFA.

2.2 Objetivos Específicos

Os objetivos específicos têm como função guiar o desenvolvimento do projeto desde o início até a sua conclusão, sempre contribuindo para alcançar o objetivo geral. São eles:

- Adaptar modelo iterativo que descreve a propagação da onda pelo circuito óptico para permitir dinamicidade aos parâmetros da curva de ganho do EDFA;
- Verificar comportamento da geração de ondas Stokes do laser a partir da variação de especificações do EDFA em relação à diferentes potências de entrada e comprimentos de fibra;
- Otimizar parâmetros do laser Brillouin para quatro casos destoantes da análise numérica, a fim de analisar quantidade de comprimento de ondas gerados e planicidade da curva.

3 REFERENCIAL TEÓRICO

O Espalhamento Brillouin Estimulado é um efeito não linear que ocorre quando a energia de bombeio passa do SBST em fibras ópticas ou em outros materiais não lineares. O efeito de eletroestrição provoca uma variação na densidade do meio por ação do laser de bombeio, fótons são espalhados por difração de Bragg e circulam majoritariamente na direção contrária ao bombeio, em uma energia menor, a chamada onda de Stokes. Devido ao efeito Doppler associado à interação com a grade acústica do meio, há uma diminuição na frequência da onda resultante (AGRAWAL, 2013).

3.1 Espectro de Ganho de Brillouin

Energia e momento são conservados durante o processo de espalhamento. A relação entre as frequências e vetores de onda das três ondas pode ser descrita por (1) e (2).

$$\Omega_B = \omega_P - \omega_S \quad (1)$$

$$\vec{k}_A = \vec{k}_P - \vec{k}_S \quad (2)$$

Onde ω_P representa a frequência da onda de bombeio e ω_S representam a frequências da onda de Stokes. \vec{k}_P e \vec{k}_S representam os vetores de onda da onda de bombeio e de Stokes, respectivamente. A frequência de Brillouin Ω_B e o vetor da onda acústica \vec{k}_A satisfazem a relação de espalhamento padrão (3).

$$\Omega_B = v_A |\vec{k}_A| \approx 2v_A |\vec{k}_P| \sin(\theta/2) \quad (3)$$

O ângulo entre o campo de bombeio e a onda Stokes é representado por θ e a velocidade da onda acústica por v_A . Quando os dois feixes ópticos se propagam no mesmo sentido ($\theta = 0$), a interação é mínima. Ela será máxima quando os dois feixes se propagarem em sentido contrário ($\theta = \pi$). Em fibras monomodo, as únicas direções relevantes são para frente e para trás, por isso o SBS ocorre apenas em sentido contrário à propagação do bombeio.

O desvio de Brillouin será definido por (4).

$$v_B = \Omega_B/2\pi = 2n_P v_A/\lambda_P \quad (4)$$

Onde n_p representa o índice de refração do meio e λ_p o comprimento de onda do sinal de bombeio. O coeficiente de ganho de Brillouin influencia diretamente no crescimento da componente Stokes, que possui pico em ($\Omega = \Omega_B$).

$$g_B(\Omega) = \frac{g_P (\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (5)$$

Diferentemente do processo do Espalhamento Raman Estimulado (SBS, do inglês *Stimulated Raman Scattering*), a largura de banda do espectro de ganho é muito pequena, cerca de 10 MHz comparado com aproximadamente 10 THz no SRS. Isso se deve ao fato de estar relacionada ao tempo de amortecimento das ondas acústicas e ao tempo de vida do fônon. O valor de pico do coeficiente de ganho Brillouin em ($\Omega = \Omega_B$) é dado por (6).

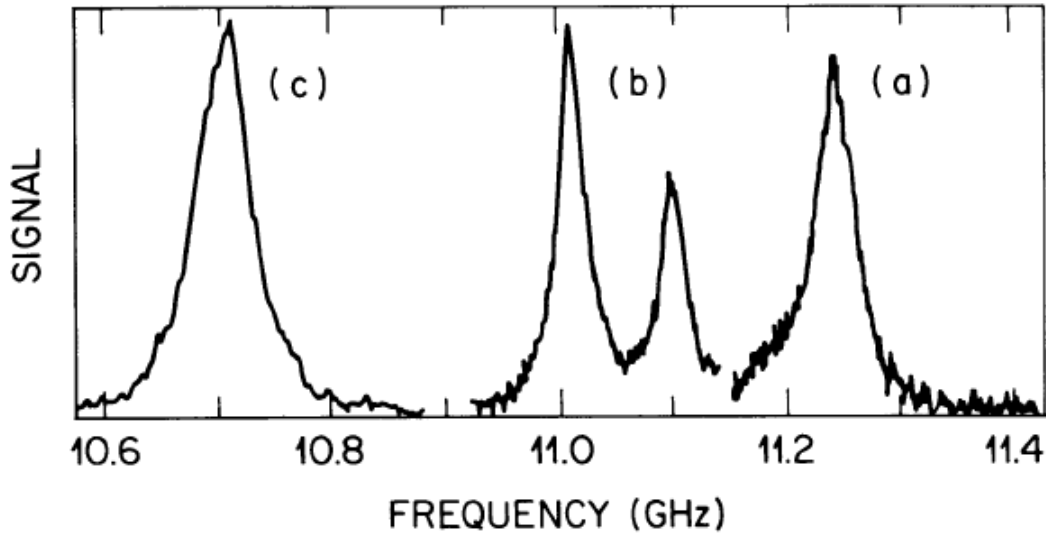
$$g_P = g_B(\Omega_B) = \frac{8\pi^2 \gamma_e^2}{n_p \lambda_p^2 \rho_0 c v_A \Gamma_B} \quad (6)$$

Onde γ_e é o coeficiente de eletroestrição, n_p é o índice de refração do meio, ρ_0 a densidade média do meio, e Γ_B a frequência angular da largura de linha Brillouin.

Na Figura 1 podemos observar o espectro de ganho para três fibras com diferentes níveis de dopagens de óxido de germânio (GeO_2) em seus núcleos. Aumentando o nível de dopagem constatamos uma diminuição no desvio da onda Stokes, com a fibra (a) sendo praticamente pura sílica e $\nu_B \approx 11.25 \text{ GHz}$. Usando o comprimento de onda do sinal de bombeio $\lambda_p = 1525 \text{ nm}$, índice de refração do meio $n_p = 1.45$ e a velocidade da onda acústica $v_A = 5.96 \text{ km/s}$ na equação (4), obtemos um resultado similar de $\nu_{B1} = 11.33 \text{ GHz}$.

O desvio Brillouin é reduzido nas fibras (b) e (c) da Figura 1, justamente por possuírem mais concentração de germânio em seu núcleo, sendo (b) uma fibra de revestimento deprimido e (c) fibra de desvio disperso. Nelas, o valor do desvio se aproxima mais de 10 GHz, uma faixa de valor comum para o desvio Brillouin em fibras de sílica, bem abaixo dos valores obtidos com o efeito Raman, por exemplo.

Figura 1 - Espectro de Ganho Brillouin em 3 fibras para $\lambda = 1525$ nm.



Fonte: Agrawal, 2013.

Nota: Adaptado pelo autor.

Em regime estacionário, o SBS é descrito por duas equações (7) e (8).

$$\frac{dI_P}{dz} = -g_B I_P I_S - \alpha I_P \quad (7)$$

$$-\frac{dI_S}{dz} = g_B I_P I_S - \alpha I_S \quad (8)$$

Onde I_P é a intensidade de bombeio, I_S a intensidade da componente Stokes e α a perda na fibra. Com sinal de negativo em $\frac{dI_S}{dz}$ devido à direção contrapropagante das ondas Stokes em comparação à propagação do bombeio, que mantém seus estados de polarização constante ao longo da fibra. A solução comum dessas equações envolve modelos numéricos com elevado custo computacional. Portanto, neste projeto será usada uma adaptação da solução analítica proposta por Gökhan e Göktaş (2019), que simula a resposta de (7) e (8) usando a teoria da perturbação.

Para que o processo de espalhamento se torne estimulado, é necessário que a amplitude do campo Stokes seja suficiente. O papel do arranjo de cavidade dupla contendo fibra dopada com Érbio é fundamental para criar múltiplos comprimentos de onda, o processo não linear interage

com o campo de bombeio, reforçando os níveis de potência e estabilidade da onda acústica (AGRAWAL, 2013).

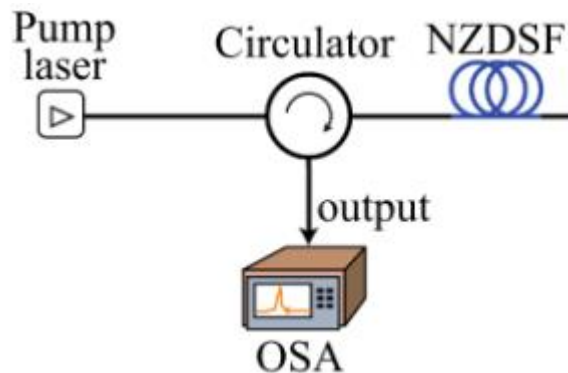
3.2 Lasers de Múltiplos Comprimentos de Onda

O interesse por trás do desenvolvimento de lasers de múltiplos comprimentos de onda cresce atualmente devido suas aplicações nos mais diversos segmentos. Esses tipos de laser provém um método eficiente e econômico para aumentar a capacidade de transmissão de sistemas DWDM e podem ser construídos de diversas formas, utilizando interferômetros de Mach-Zehnder, Sagnac, Fabry-Perot ou então efeitos não lineares como a rotação não linear da polarização, Mistura de Quatro Ondas (FWM, do inglês *Four Wave Mixing*) e espalhamento de Brillouin estimulado (PEDRUZZI *et al.*, 2022).

3.2.1 Amplificadores de Brillouin em Fibra

Existem algumas configurações de circuito óptico para geração de ondas Stokes pelo espalhamento de Brillouin estimulado, e a mais simples é a dos Amplificadores de Brillouin em Fibra (BFA, do inglês *Brillouin Fiber Amplifier*). Um circulador é instalado na saída do laser de bombeio com função de direcionar as ondas Stokes contrapropagantes geradas na fibra a um analisador de espectro óptico (SILVA *et al.*, 2020).

Figura 2 - Amplificador Brillouin em fibra.



Fonte: Silva e outros, 2020.

Nota: Adaptado pelo autor.

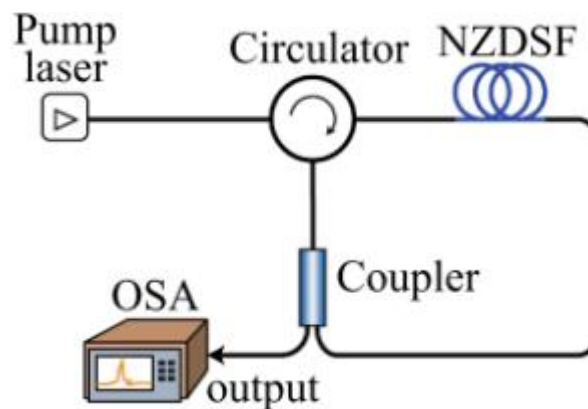
A análise de variações no deslocamento de frequência das ondas Stokes, o desvio de Brillouin, traz a possibilidade de aplicações em sensoriamento, como a mensuração de variações de

temperatura ao longo de longas distâncias de fibra, uma vez que essas variações ocorrem como resposta a uma alteração do índice de refração do meio (IEZZI *et al.*, 2017).

3.2.2 Laser de Brillouin de Múltiplos Comprimentos de Onda

Existem duas configurações possíveis para um laser de Brillouin, o Laser de Brillouin de Comprimento de Onda Único (SWBFL, do inglês *Single-Wavelength Brillouin Fiber Laser*) e o Laser de Brillouin de Múltiplos Comprimentos de Onda (MWBFL, do inglês *Multi-Wavelength Brillouin Fiber Laser*). Nos dois casos são utilizados componentes chamados acopladores.

Figura 3 - Laser de Brillouin de comprimento de onda único.



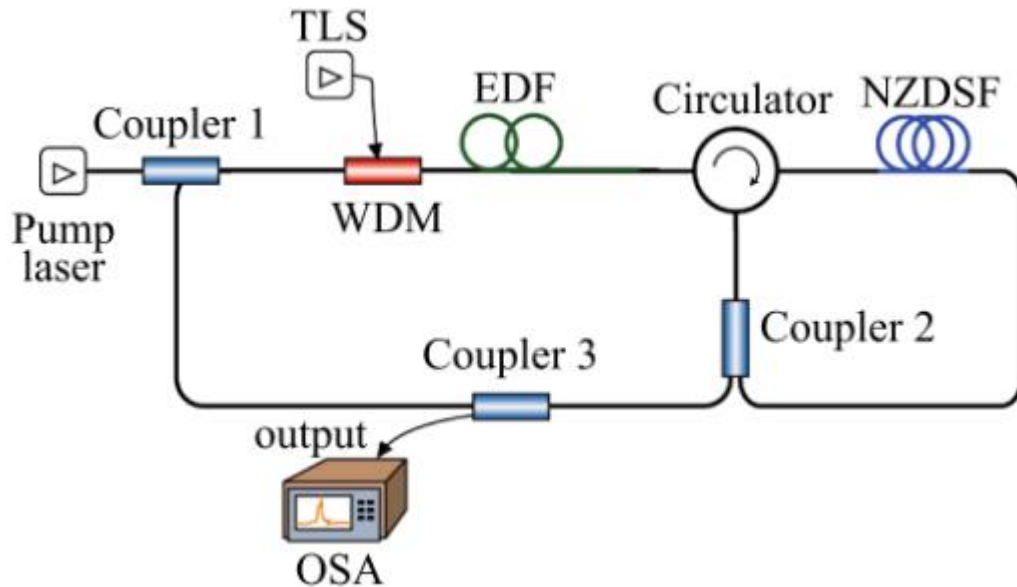
Fonte: Silva e outros, 2020.

Nota: Adaptado pelo autor.

A função do acoplador é devolver parte da potência de volta à fibra para que o processo de criação de uma nova onda de Stokes ocorra. O fluxo contrapropagante é novamente amplificado pelo ganho de Brillouin, resultando em um deslocamento de frequência equivalente ao deslocamento de Brillouin (SILVA *et al.*, 2020).

O processo de cascadeamento consiste em inserir novos acopladores no circuito e uma realimentação. Neste caso, uma nova divisão no sinal ocorre na entrada do analisador de espectro óptico, onde parte do sinal volta à entrada do circulator, resultando no MWBFL.

Figura 4 - Laser de Brillouin de múltiplos comprimentos de onda.



Fonte: Silva e outros, 2020.

Nota: Adaptado pelo autor.

Na configuração de MWBFL, há necessidade de incluir um amplificador óptico como o EDFA para compensar as perdas na fibra. O processo de geração das ondas Stokes cascadeadas é iniciado quando o laser de bombeio, já amplificado pelo EDFA, excede o SBST. Parte da onda amplificada pelo ganho Brillouin é realimentada no circuito óptico. O processo é repetido até que a potência de bombeio que chega na fibra seja menor que o SBST. Estudos recentes mostram a possibilidade de lasers com até 75 diferentes comprimentos de onda (REBULI, 2021).

3.3 Amplificadores Ópticos em Fibra

O surgimento de amplificadores ópticos que utilizam materiais de terra rara para dopagem de fibra aconteceu na década de 60, prévio aos progressos nos métodos de fabricação de fibra de sílica da década de 70. Um dos pioneiros, E. Snitzer, demonstrou o comportamento de íons de neodímio sendo excitados pela luz de uma lamparina, reportando o aparecimento de ruído pela emissão espontânea do material (KOESTER; SNIZTER, 1964).

Em sistemas ópticos de longa transmissão, ocorrem perdas na fibra que justificam o uso de algum método de amplificação. Regeneradores eletrônicos e amplificadores ópticos semicondutores foram investigados experimentalmente como possíveis alternativas até a

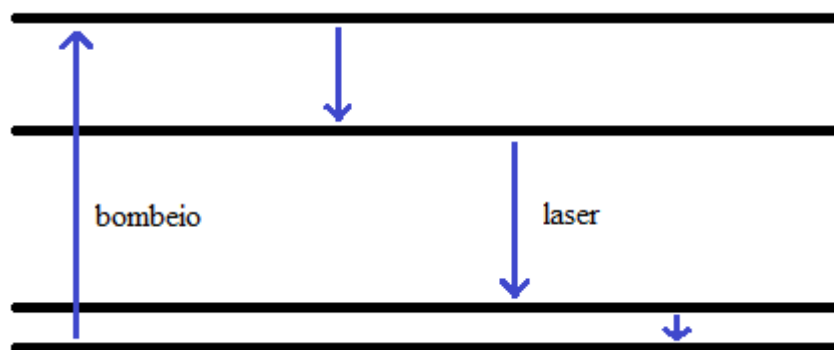
consolidação dos primeiros amplificadores ópticos de fibra dopada. Diversos materiais podem ser usados para dopagem da fibra, íons de Érbio, Neodímio, Praseodímio e Európio são alguns dos mais comuns (DIGONNET, 2001).

EDFAs assumem a posição de maior destaque devido à sua maior eficiência de conversão de energia e baixo *threshold* para amplificação, fatores que influenciam suas características de ruído. A emissão de íons de Érbio ocorre em um comprimento de onda em torno de 1550 nm, onde a fibra de sílica exibe atenuação mínima para a transmissão da potência do sinal de bombeio (NAJI *et al.*, 2011).

3.3.1 Amplificadores Ópticos de Fibra Dopados de Érbio

A amplificação está relacionada a mudanças no nível de energia discretizada dos íons. Cada íon possui um nível de energia discretizada, que faz relação à quantidade de energia contida no átomo, seja em seu estado mais estável ou após a absorção de luz (NAJI *et al.*, 2011). Em determinados comprimentos de onda, fibras dopadas de érbio apresentam o comportamento chamado de *quasi-three-level system*, um sistema com quatro níveis de energia onde o nível mais baixo está muito próximo do estado não-excitado, conseqüentemente não apresentando comportamento totalmente equivalente a um sistema de quatro níveis de energia.

Figura 5 - Mudança de nível de energia discretizada com absorção de luz em fibras dopadas de érbio.

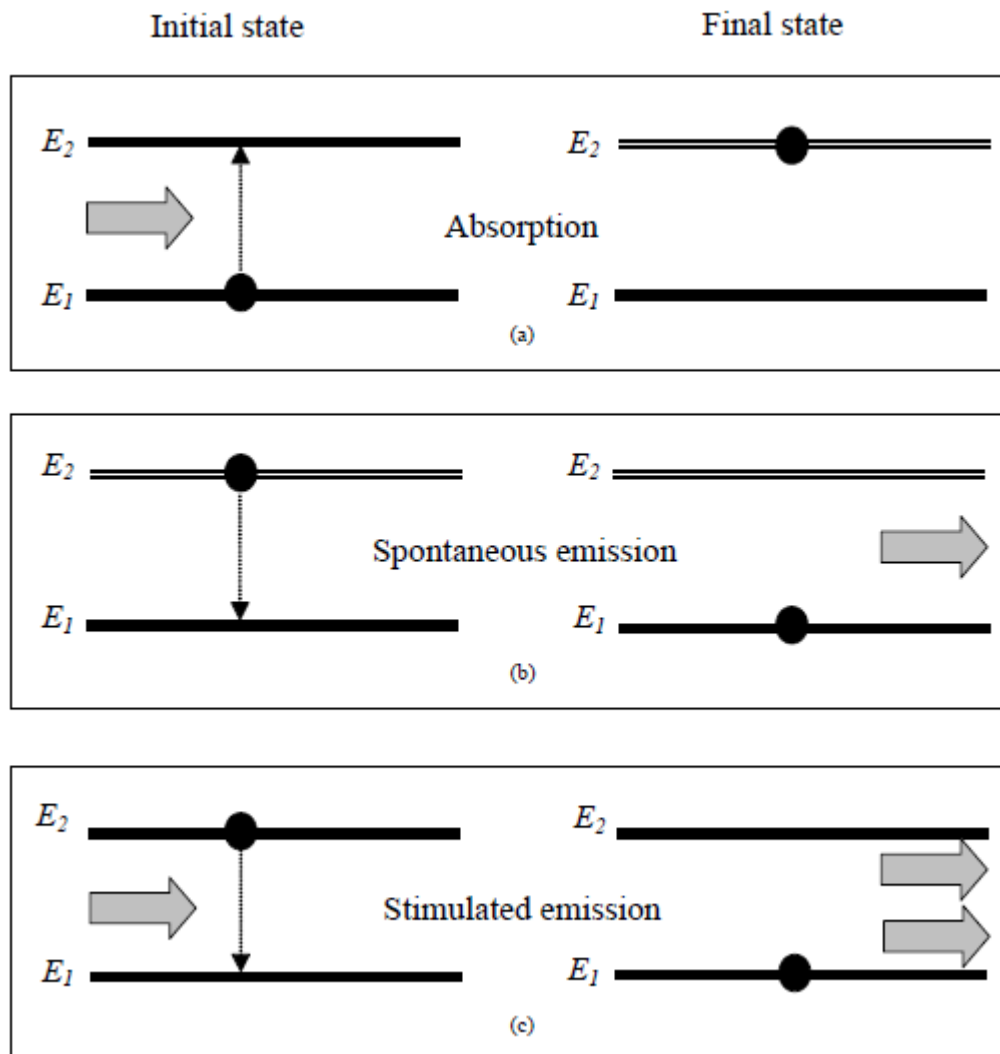


No momento do bombeio, íons de érbio absorvem a energia aplicada e deslocam-se para um subnível eletrônico de maior energia. Por natureza, os átomos tendem a se tornar estáveis em seu estado de menor nível de energia, assim cada átomo que passou pelo processo de absorção de luz voltará ao seu nível de energia anterior, emitindo fótons (NAJI *et al.*, 2011).

A emissão de fótons está sempre relacionada com um retorno ao nível de energia mais baixo do átomo, podendo ocorrer de forma espontânea ou estimulada. A emissão espontânea ocorre

de forma aleatória e não necessariamente gera cópias exatas do fóton de bombeio. Esse tipo de emissão na maioria das vezes acaba sendo indesejada, uma vez que o fóton será amplificado conforme viaja pela fibra, estimulando a emissão de mais fótons do mesmo modo de campo eletromagnético, gerando a chamada Emissão Espontânea Amplificada (ASE, do inglês *Amplified Spontaneous Emission*) (BECKER, 1999).

Figura 6 - Emissão espontânea e estimulada após absorção de luz.



Fonte: Naji e outros, 2011.

Nota: Adaptado pelo autor.

A emissão estimulada, motivo pelo qual amplificadores ópticos são empregados, ocorre quando fótons de energia equivalente à diferença de energia do nível mais baixo e o superior, interagem com o átomo previamente excitado. A interação faz com que o átomo retorne ao estado mais estável, emitindo um fóton de mesma energia e de onda eletromagnética associada de mesma

fase, frequência e polarização (NAJI *et al.*, 2011). Em sucessão, este processo faz com que o sinal provido seja amplificado.

Em lasers Brillouin, o processo de cascadeamento é auxiliado por um amplificador óptico, como o EDFA. Diferente de outros casos, como no efeito Raman, o desvio da onda Stokes no efeito Brillouin é pequeno, o que faz com que novos comprimentos de ondas gerados caiam dentro da banda de amplificação do EDFA. O amplificador óptico é necessário para compensar perdas da fibra e possibilitar a criação de lasers de múltiplos comprimentos de onda como o MWBFL.

4 METODOLOGIA E DESENVOLVIMENTO

Nesta seção serão descritos os procedimentos metodológicos e as etapas de desenvolvimento do projeto, assim como o objetivo que pretende ser alcançado.

4.1 Metodologia

A proposta de pesquisa apresentada neste projeto visa a solução de problemas específicos, sendo assim considerada uma pesquisa aplicada. Olhando pelo ponto de vista de seus objetivos e abordagem do problema, a pesquisa se encaixa como explicativa, quantitativa e experimental. (PRODANOV; FREITAS, 2013).

Uma análise numérica para EDFA de diferentes valores de ganho máximo e saturação a partir de um modelo para simulação analítica do ganho de Brillouin é proposta, baseada em modelos previamente reportados em linguagem MATLAB. Esses modelos possibilitam, por meio de uma solução analítica, realizar uma busca exaustiva entre dezenas de milhares de resultados, apresentando as soluções com maior geração de comprimentos de onda e melhor planicidade espectral.

4.2 Solução Analítica

A solução analítica proposta por Gökhan e Göktaş (2019) trabalha com uma forma aproximada das equações (7) e (8), que descrevem a evolução espacial do bombeio e das ondas Stokes causadas pelo SBS. Usando teoria da perturbação, a solução analítica reproduz o efeito Brillouin como amplificador e considera as perdas ao longo da fibra, a depleção do bombeio e os efeitos do termo não-linear.

A proposta de Gökhan e Göktaş (2019) foi dividir a solução em três regiões, que podem variar de acordo com o nível de bombeio (P_{P0}) e do nível de Stokes (P_{SL}) em relação a seus níveis críticos (P_{CR} e P_{CS}). Os níveis críticos da potência de bombeio e da potência de Stokes podem ser descritos pelas equações (9), (10) e (11).

$$P_{CR} = \frac{\Lambda + \sqrt{\Lambda^2 + 4\Lambda}}{2\gamma L} \quad (9)$$

$$P_{CS} = \frac{1}{\gamma L} \quad (10)$$

$$\Lambda = -\ln(\gamma L P_{sL}) \quad (11)$$

Onde γ é o coeficiente não linear e L o comprimento da fibra.

Não há solução única que possa descrever corretamente a evolução do bombeio e das ondas Stokes na fibra. Os três níveis representam três comportamentos possíveis, onde o regime fraco é dado quando a potência de bombeio é menor que o nível crítico. O regime forte é definido pela ocasião em que apenas a potência de bombeio excede o nível crítico. E o regime saturado descreve o funcionamento quando ambas as potências excedem seus respectivos níveis críticos.

Tabela 1 - Regimes do modelo analítico.

Nível de bombeio	Nível de Stokes	Regime
$P_{P0} < P_{CR}$	$P_{sL} < P_{CS}$	Regime fraco
$P_{P0} > P_{CR}$	$P_{sL} < P_{CS}$	Regime forte
-	$P_{sL} > P_{CS}$	Regime saturado

Fonte: Silva e outros (2020).

Nota: Traduzido pelo autor.

As equações que representam a potência das ondas Stokes em cada regime: fraco, forte e saturado, são descritas por $P_{S,w}$, $P_{S,h}$ e $P_{S,s}$ respectivamente.

$$P_{S,w} = \exp\left(\frac{\alpha\gamma P_{P0} e^{\frac{-\gamma P_{sL} \exp(-\alpha L - z) + \beta z/L}{\alpha}} - \alpha\gamma P_{P0} e^{\frac{\beta - P_{sL}\gamma}{\alpha}}}{\alpha^2}\right) \times P_{sL} \exp\left(\frac{-\gamma^2 P_{P0} P_{sL} \Phi \exp(-\beta/\alpha) - \alpha^3(L-z)}{\alpha^2}\right) \quad (12)$$

$$P_{S,h} = \left(\frac{c_1(P_{P0} - c_1)}{P_{P0} e^{c_1\gamma z} + c_1 - P_{P0}}\right) \times \exp\left(\alpha + \frac{\alpha(z-L)(c_1\gamma - \alpha)}{c_1\gamma}\right) \quad (13)$$

$$P_{S,s} = \left(\frac{c_2(P_{P0} - c_2)}{P_{P0} e^{c_2\gamma z} + c_2 - P_{P0}}\right) \times \left(1 - \frac{e^{\alpha(z-L)} - 1 + \ln(\Omega) \frac{2\alpha}{c_2\gamma}}{P_{P0} - c_2 / (P_{P0} e^{c_2\gamma z} - P_{P0} + c_2)}\right) \quad (14)$$

Onde α é o coeficiente de perdas ópticas da fibra. As variáveis Φ , β , Ω , c_1 e c_2 podem ser definidas pelas equações:

$$\Phi = E_i \left(\frac{\gamma P_{sL} \exp(-\alpha(L-z))}{\alpha} \right) - E_i \left(-\frac{\gamma P_{sL}}{\alpha} \right) \quad (15)$$

$$\beta = \gamma P_{sL} e^{-\alpha L} - \alpha^2 L \quad (16)$$

$$\Omega = \frac{P_{P0} \exp(c_2 \gamma z / 2) - P_{P0} + c_2}{P_{P0} \exp(c_2 \gamma z) - P_{P0} + c_2} \quad (17)$$

$$c_1 = \left(\Lambda + \ln \left(\Lambda \left(1 - \frac{\Lambda}{\gamma P_{P0} L} \right) \right) - \ln \left(1 - \frac{1}{e^\Lambda} \right) \right) \times \frac{1}{\gamma L} - \ln \left(1 + \frac{\Lambda}{\gamma P_{P0} L (e^\Lambda - 1)} \right) \times \frac{1}{\gamma L} \quad (18)$$

$$c_2 = \frac{-0,99 \gamma L P_{sL} - W(-\gamma L P_{sL} \exp(-0,99 \gamma L P_{sL}))}{\gamma L} \quad (19)$$

As funções $Ei(z)$ e $W(x)$ referidas em (20) e (21) são descritas da seguinte forma

$$Ei(z) = \int_1^\infty \frac{e^{zt}}{t} dt \quad (20)$$

$$W(xe^x) = x \quad (21)$$

Desta forma, Gökhan e Göktaş (2019) possibilitam uma resolução de forma equivalente para as equações (7) e (8), permitindo a modelagem do ganho Brillouin ao longo de uma fibra.

O Laboratório de Telecomunicações da UFES (SILVA *et al.*, 2020) adaptou esta solução analítica do amplificador Brillouin para construção de um MWBFL, com realimentação e EDFA, assim como a Figura 4. Parâmetros como potência de entrada, comprimento da fibra, saída dos acopladores, e ganho Brillouin foram considerados para a otimização da quantidade de ondas Stokes, permitindo reproduzir a performance de amplificadores Brillouin utilizando uma fibra monomodo padrão como meio.

Rebuli (2021) propôs uma otimização da quantidade de comprimentos de ondas Stokes gerados e da planicidade espectral. Inseriu uma curva de saturação para um EDFA modelada a partir de

uma observação experimental feita pelo Laboratório de Telecomunicações da UFES (LabTel) e filtrou situações consideradas como erros na geração, atingindo até 75 comprimentos de onda gerados nas melhores configurações do laser.

Apesar disso, o impacto numérico da variação do ganho máximo e saturação do EDFA utilizado ainda não é claro. A implicação dessas variações necessita ser compreendida caso o intuito seja maximizar a quantidade de ondas Stokes geradas, sendo este o foco deste projeto.

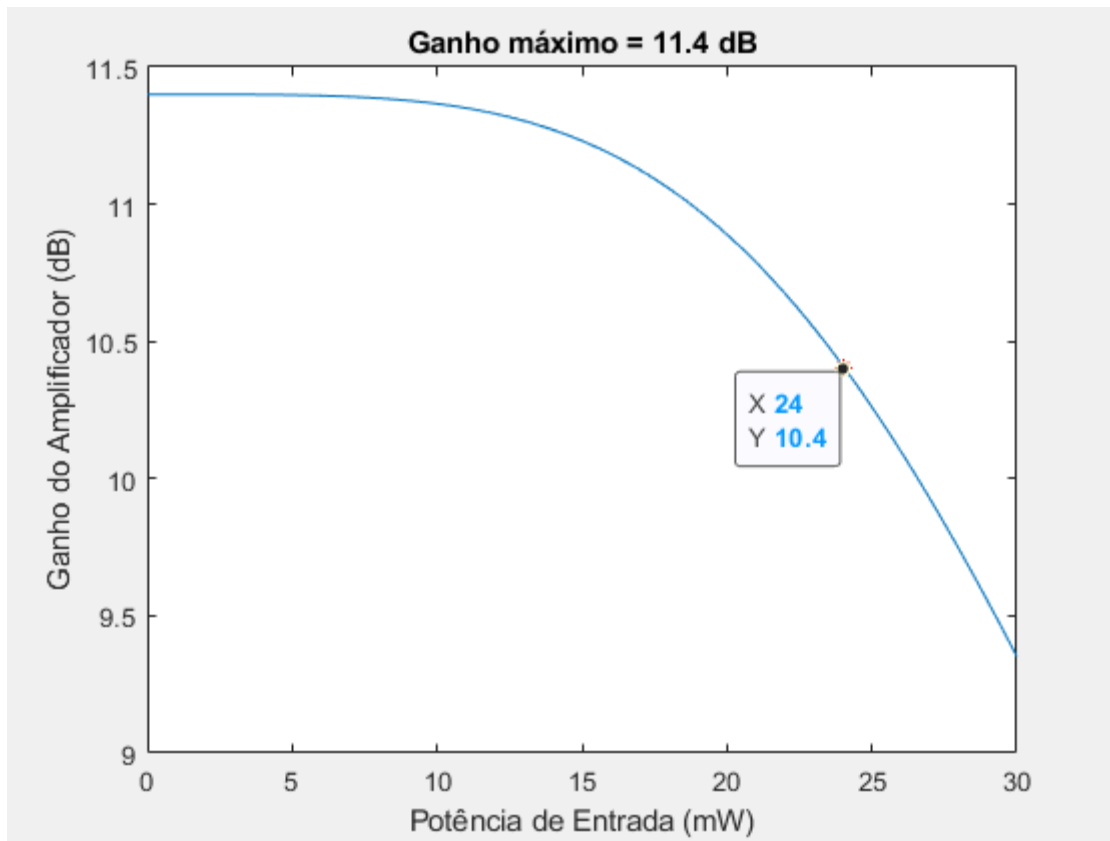
4.3 Saturação e Ganho Máximo do Amplificador Óptico

O modelo utilizado por Silva e outros (2020) não considera saturação do EDFA, trazendo um ganho fixo em 11,4 dB. Rebuli (2021) foi quem trouxe uma equação analítica que descreve o comportamento da curva de saturação do EDFA. Desta forma passa a ser possível descrever com maior acurácia o comportamento do laser para uma maior faixa de potência. A equação proposta foi a seguinte

$$G_{dB} = \frac{G_{max}}{\sqrt{1 + A \cdot P_{in}^B}} \quad (22)$$

Onde G_{dB} é o ganho do amplificador óptico, G_{max} é o ganho máximo do amplificador e P_{in} é a potência de entrada do amplificador. A fim de reproduzir a curva de saturação do EDFA a partir dos dados obtidos no LabTel, foi definido $A = 0,6 \times 10^{-6}$ e $B = 4$. Esses valores são usados como ponto inicial também para este projeto.

Figura 7 - Curva de saturação do EDFA.



4.4 Análises Numéricas e Otimizações

O papel do EDFA na amplificação de feixes ópticos em uma grande faixa de comprimentos de onda é fundamental para o MWBFL. No entanto, é pouco explorado o impacto numérico que variações de seus parâmetros causam na quantidade de ondas Stokes geradas pelo laser, sendo o principal objetivo deste projeto.

Dois parâmetros da curva apresentada na Figura 8 podem ser alterados para este propósito: O ganho máximo do EDFA e seu respectivo ponto de saturação. Foi escolhido o ponto de -1 dB para representar a referência da saturação do amplificador.

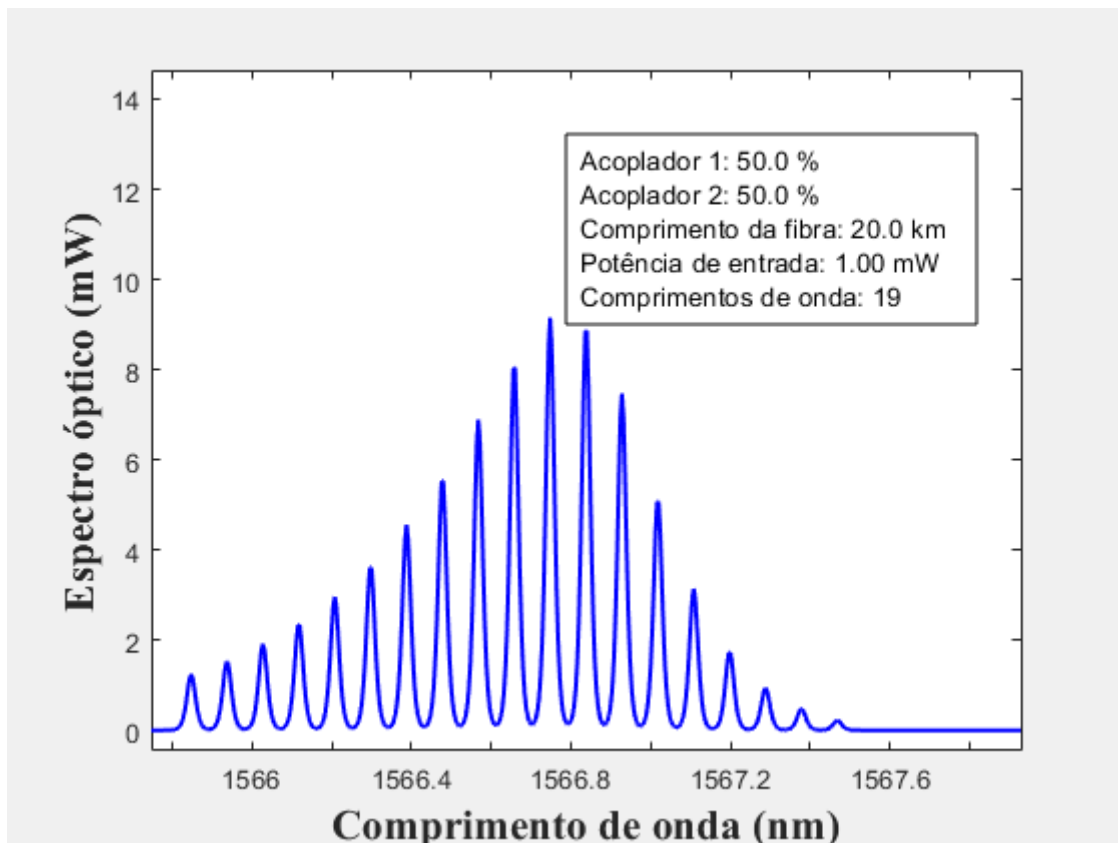
Partindo dos valores encontrados para a curva do componente presente no LabTel, foram escolhidos os seguintes parâmetros iniciais:

- Ganho máximo do EDFA: 11,4 dB;
- Ponto de saturação do EDFA (-1 dB): 24 mW;
- Saída do acoplador 1: 50%;

- Saída do acoplador 2: 50%;
- Comprimento da fibra: 20 km;
- Potência de entrada: 1 mW.

O comportamento do modelo na geração das ondas Stokes a partir destes parâmetros pode ser observado na Figura 8.

Figura 8 - Geração do laser a partir dos parâmetros iniciais utilizados para as varreduras.



Os acopladores, de acordo com a configuração vista na Figura 4, definem o fluxo de potência e são peça importante na otimização do laser, que será realizada na segunda parte deste projeto. Seus valores são facilmente ajustáveis, portanto, foi escolhido o valor de 50% como ponto de partida a fim de evitar valores extremos que possam interferir na análise numérica.

O comprimento da fibra é a característica mais difícil de ser alterada na otimização de um projeto, principalmente considerando as dimensões que estão sendo trabalhadas, foi definida em 20 km. E a potência de entrada, que influencia diretamente no ganho, foi definida em 1 mW por ser um valor facilmente reproduzido em laboratório.

Partindo dos valores iniciais, foi feita uma varredura para diferentes valores de G_{max} a fim de entender o impacto de sua variação em alguns níveis de potência de entrada e comprimento de fibra. Esta análise numérica foi feita numa janela de 9,8 a 12 dB, com passo de 0,2 dB de ganho máximo do EDFA. Valores de 1, 3 e 5 mW para a potência de entrada e 15, 20 e 25 km de comprimento de fibra foram observados, apresentando respostas semelhantes, porém com valores ótimos de G_{max} para maximização do número de ondas Stokes gerados distintos.

Outra varredura foi feita, agora variando o ponto de saturação, que foi definido em -1 dB a partir do valor de ganho máximo. Fixando o valor de 11,4 dB para G_{max} , foi variado o valor de B da equação (22), conseqüentemente impactando nos valores de potência de entrada em que o EDFA entra em saturação. Esta análise numérica é realizada numa janela de 12,6 a 45 mW de potência de entrada, com passo irregular devido à não linearidade entre B e o valor do ponto de saturação. Oito valores dentro desta janela foram observados, considerando cenários com potência de entrada de 1, 3 e 5 mW e 15, 20 e 25 km de comprimento de fibra.

É esperado que um ponto de saturação mais tardio, considerando a potência de entrada, e um maior ganho máximo para o EDFA apresentem uma maior geração de ondas Stokes pelo laser. Na seção de resultados serão mostrados os desfechos obtidos, assim como justificativas para cada caso.

Escolhemos dois casos de cada análise numérica descrita anteriormente para realizar uma otimização nos seguintes parâmetros do MWBFL: Saída do acoplamento 1; Saída do acoplamento 2; Comprimento de fibra e; Potência do sinal de entrada. O objetivo desta otimização é demonstrar os efeitos da variação da curva de saturação do EDFA também neste processo, em que casos com resultados opostos na análise numérica anterior foram escolhidos e serão comparados a fim de entender se a relação vista se mantém também para os casos otimizados.

Para este processo, foi definido o material da fibra como sílica, *Non Zero Dispersion Shifted Fiber* (NZDSF), de área efetiva de $45,84 \mu\text{m}^2$, coeficiente de atenuação 0,201 dB/km e o tipo de amplificador EDFA com 2 graus de liberdade.

5 RESULTADOS

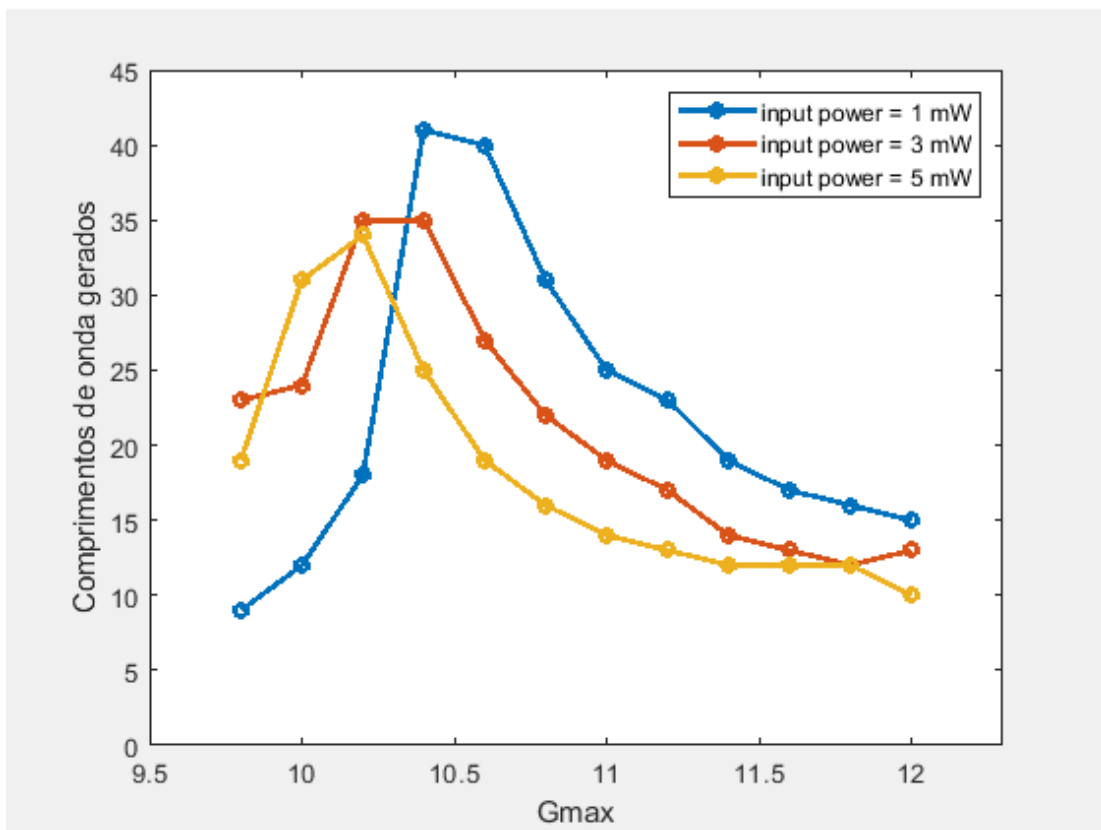
5.1 Análises Numéricas Propostas

Varreduras foram realizadas no ganho máximo e na saturação do EDFA. Os resultados apresentaram o comportamento da geração de ondas Stokes no laser Brillouin para a configuração escolhida como ideal para realizar a análise.

5.1.1 Variando Ganho Máximo do EDFA em Diferentes Potências de Entrada

Para o comprimento de fibra de 20 km e saída dos acopladores em 50%, foi variado o G_{max} do EDFA de 9,8 a 12 dB. O comportamento apresentado para as potências de entrada de 1, 3 e 5 mW é exibido na Figura 9.

Figura 9 - Ondas Stokes geradas a partir da variação do G_{max} em diferentes potências de entrada.



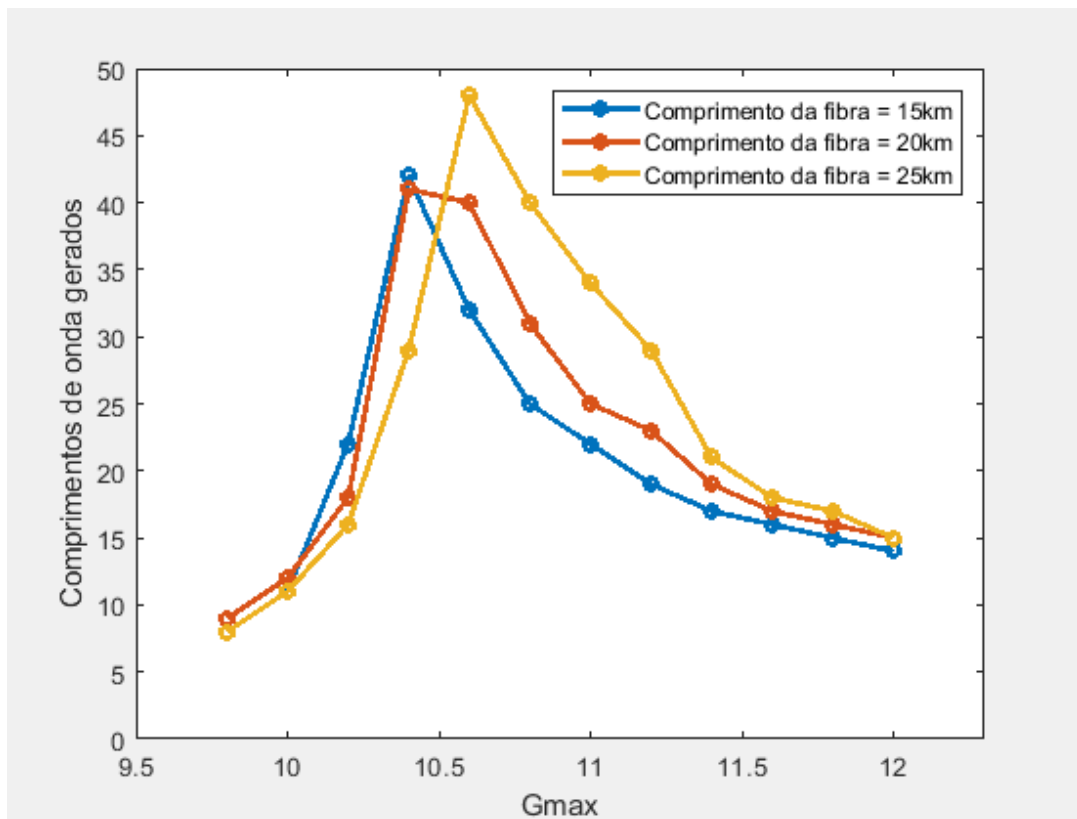
É possível observar que o ponto ótimo na geração de ondas Stokes foi deslocado para a esquerda com o aumento a potência de entrada, porém todas apresentam um comportamento similar com um ponto ou região que se sobressai em relação aos valores vizinhos, a geração de ondas Stokes aumenta com o aumento do G_{max} até um certo ponto, e depois começa a diminuir novamente.

O comportamento da Figura 9 ocorre pois o aumento do G_{max} proporciona uma potência de entrada mais elevada na fibra e, conseqüentemente, uma maior geração de comprimentos de onda. Porém, em G_{max} muito elevados, o EDFA chega na saturação muito rápido, causando uma redução na quantidade de comprimentos de onda gerados. A potência de entrada de 1 mW demonstrou um melhor resultado em comparação aos valores maiores, também representando um reflexo da saturação. Potências iniciais menores demoram mais para atingir a saturação, conseguindo gerar mais comprimentos de onda antes de apresentar uma queda.

5.1.2 Variando Ganho Máximo do EDFA em Diferentes Comprimentos de Fibra

A mesma varredura será proposta, agora fixando o valor da potência de entrada em 1 mW e variando o comprimento da fibra em 15, 20 e 25 km. O comportamento da variação do G_{max} do EDFA na quantidade de comprimentos de onda gerados é exibido na Figura 10.

Figura 10 - Ondas Stokes geradas a partir da variação do G_{max} em diferentes comprimentos de fibra.



Assim como na primeira varredura, alterando a potência de entrada, os gráficos gerados a partir da variação do G_{max} para diferentes comprimentos de fibra apresentam um comportamento similar. Porém, ao contrário da potência de entrada inicial, a maior geração de ondas Stokes se deu no maior comprimento de fibra analisado. Devido ao fato que as perdas ao longo da fibra

impedem que o EDFA sature de forma muito rápida, gerando mais comprimentos de onda antes que o EDFA entre em saturação.

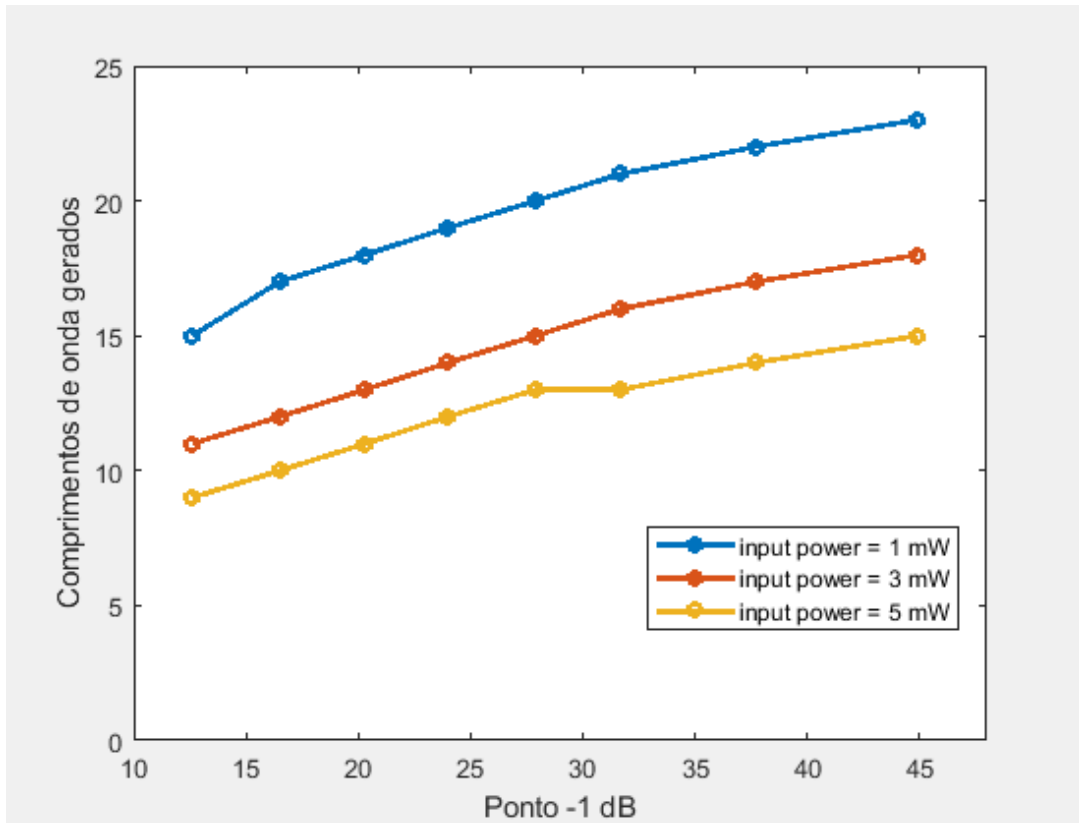
Apesar de ser o caso até 25 km, o aumento da fibra provavelmente não traria uma maior geração indefinidamente. Após um certo ponto, a fibra ficará tão grande que a atenuação passará a ser um problema e aumentos no comprimento resultarão em menos comprimentos gerados, considerando que o bombeio será todo atenuado ou convertido.

As duas análises trazidas demonstram que o comprimento ideal da fibra é também uma função do ganho máximo do EDFA. Valores até 10,4 dB de G_{max} não apontam a fibra de 25 km como melhor opção para uma maior geração de comprimentos de onda. Esse comprimento de fibra passa a ser a melhor opção a partir de 10,6 dB, onde atinge o seu ápice, e segue sendo a melhor alternativa até o fim da varredura, apesar da queda na geração.

5.1.3 Variando Ponto de Saturação do EDFA em Diferentes Potências de Entrada

Observando agora a influência da saturação na geração de ondas pelo laser, foi variado o ponto no qual a potência de entrada em que o EDFA atinge -1 dB do ganho máximo, fixado em 11,4 dB para esta varredura. Para potências de entrada iniciais equivalentes a 1, 3 e 5 mW, comprimento da fibra de 20 km e saída dos acopladores em 50%, foi variado o ponto de saturação de 12,6 a 45 mW de potência de entrada na fibra.

Figura 11 - Ondas Stokes geradas a partir da variação da saturação em diferentes potências de entrada.

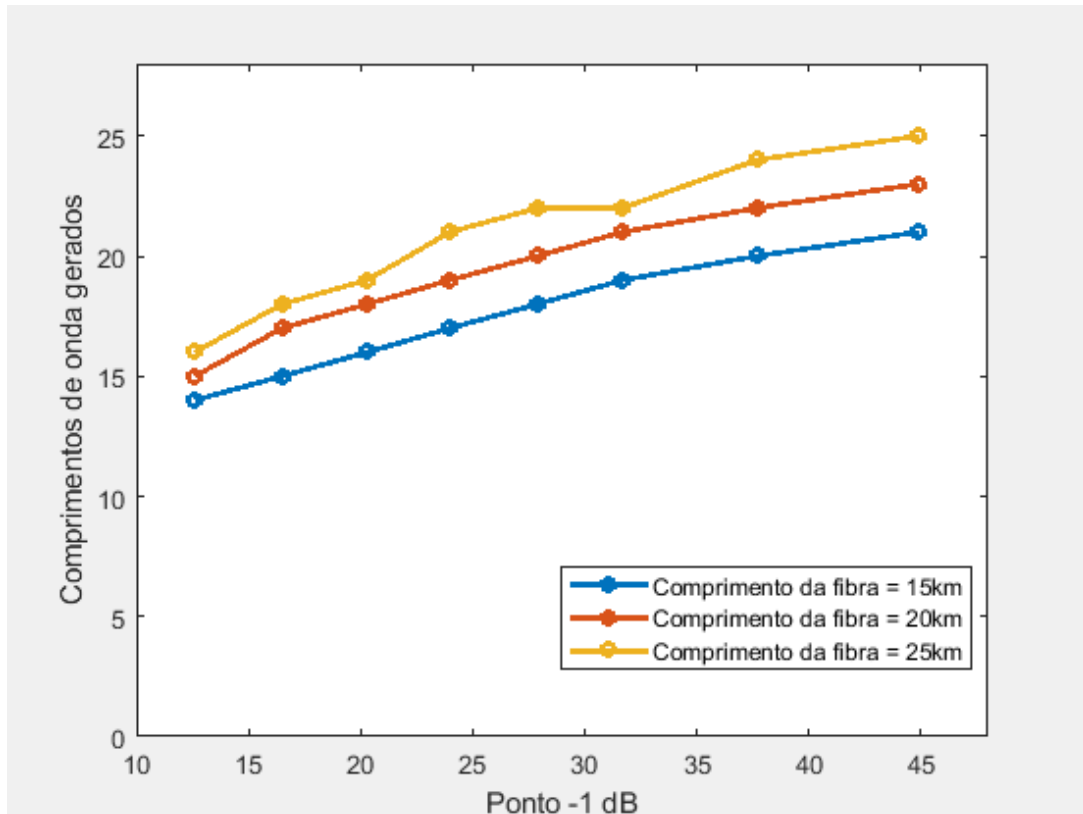


É possível observar o comportamento crescente da quantidade de ondas Stokes quando se atrasa o ponto de saturação do EDFA, o que já era esperado. O crescimento é praticamente linear no intervalo medido com passos de aproximadamente 4 mW na potência de entrada na fibra, trazendo um aumento de até 8 comprimentos de onda no melhor caso para o trecho analisado. Outro efeito constatado são os melhores resultados para a menor potência de entrada inicial, de 1 mW. Essa característica também foi apresentada na varredura feita no G_{max} e é devido ao fato de potências de entrada iniciais menores conseguirem gerar mais comprimentos de onda antes de atingir a saturação do EDFA.

5.1.4 Variando Ponto de Saturação do EDFA em Diferentes Comprimentos de Fibra

A mesma varredura será proposta, agora fixando o valor da potência de entrada em 1 mW e variando o comprimento da fibra em 15, 20 e 25 km. O comportamento da variação da saturação do EDFA para diferentes comprimentos de fibra é exibido na Figura 12.

Figura 12 - Ondas Stokes geradas a partir da variação da saturação em diferentes comprimentos de fibra.



O comportamento crescente na geração de comprimentos de onda com atraso do ponto de saturação segue sendo apresentado, reforçando o entendimento de que a saturação é uma característica fundamental neste tipo de laser, porém desta vez, ao contrário da variação da potência de entrada, é observado um aumento na quantidade de ondas Stokes geradas no intervalo com o aumento do comprimento de fibra utilizado. Este mesmo comportamento é visualizado na varredura feita no G_{max} , e é devido ao aumento das perdas presentes em um maior comprimento de fibra, causando um atraso na potência de entrada e consequentemente uma saturação mais tardia do EDFA.

5.2 Otimizações Propostas

Quatro otimizações foram propostas, com base nos resultados obtidos nas análises numéricas anteriores. Valores de EDFA que apresentaram resultados destoantes na quantidade de ondas Stokes geradas foram selecionados para entender o impacto do EDFA também na otimização dos seguintes parâmetros do circuito do laser: Saída do acoplamento 1; Saída do acoplamento 2; Comprimento de fibra e; Potência do sinal de entrada.

A busca realizada nas otimizações, executada por meio do algoritmo adaptado, analisou mais de 6 milhões de casos para cada EDFA proposto e apresentou duração média individual de 16h para apresentar os melhores resultados.

Foram selecionados dois casos provenientes das análises numéricas da variação do G_{max} e dois casos provenientes das análises do ponto de saturação. Os valores dos parâmetros apresentados na equação (22) foram usados para especificar o EDFA no algoritmo, eles determinam o ganho do amplificador óptico e estão descritos na Tabela 2.

Tabela 2 - Parâmetros dos EDFAs selecionados para otimização do circuito do laser.

EDFA	G_{max}	A	B	Ponto de Saturação
1	10,6 dB	$0,6 \times 10^{-6}$	4	24,6 mW
2	12 dB	$0,6 \times 10^{-6}$	4	23,7 mW
3	11,4 dB	1.16×10^{-6}	4	20,3 mW
4	11,4 dB	$0,1 \times 10^{-6}$	4	37,7 mW

Para analisar a planicidade espectral, uma margem de 3 dB de banda plana abaixo da potência máxima obtida no espectro óptico é estabelecida. Os resultados de melhor planicidade demonstram uma configuração onde há um aproveitamento mais adequado dos comprimentos de onda gerados, dividindo melhor a potência entre as ondas Stokes.

5.2.1 Resultados Obtidos para EDFA 1

Para o EDFA com ganho 10,6 dB e ponto de saturação de -1 dB em 24,6 mW, foram obtidos os parâmetros da Tabela 3. Duas configurações são resultantes na busca realizada pelo algoritmo, a primeira com o objetivo de obter a maior quantidade de ondas Stokes geradas e a segunda visando a maior planicidade espectral.

Tabela 3 - Resultados da otimização do laser para EDFA 1.

	Maior número de ondas	Maior planicidade espectral
Acoplador 1	25%	53%
Acoplador 2	5%	52%
Comprimento da fibra	25 km	20,5 km
Potência de entrada	0,4 mW	0,4 mW

Comprimentos de onda	82	80
-----------------------------	----	----

O espectro óptico resultante do laser, onde podem ser visualizadas as informações da Tabela 3, são apresentados pelas Figura 13 e Figura 14.

Figura 13 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 1.

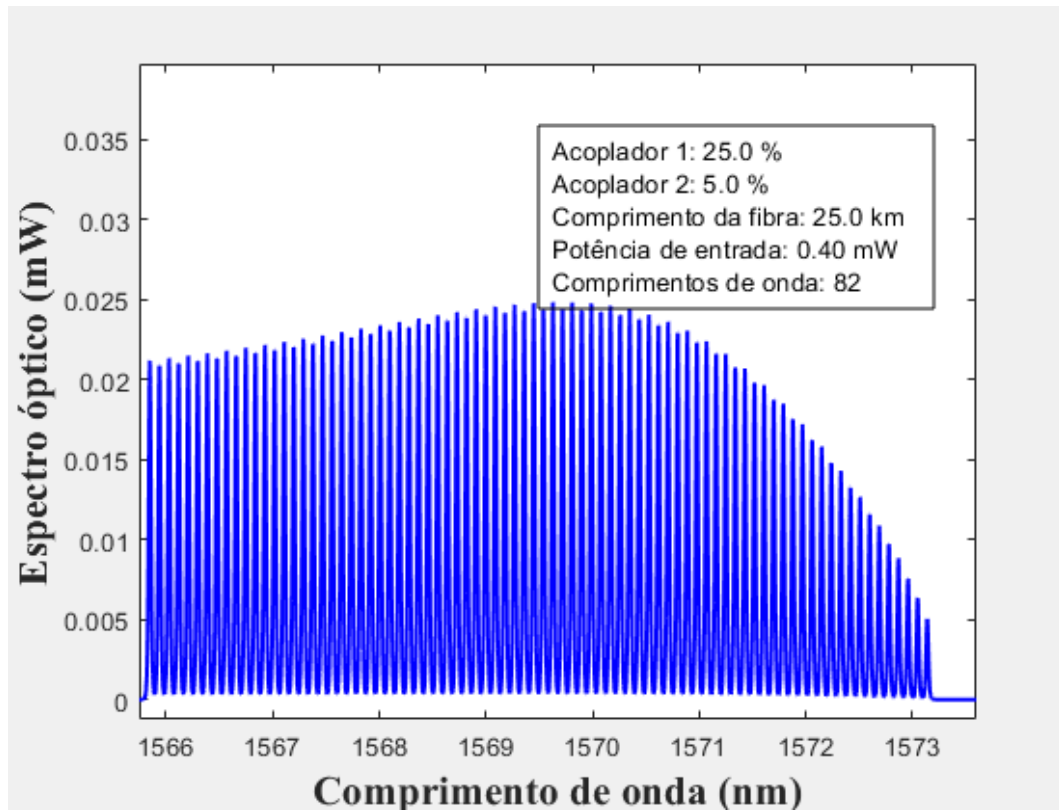
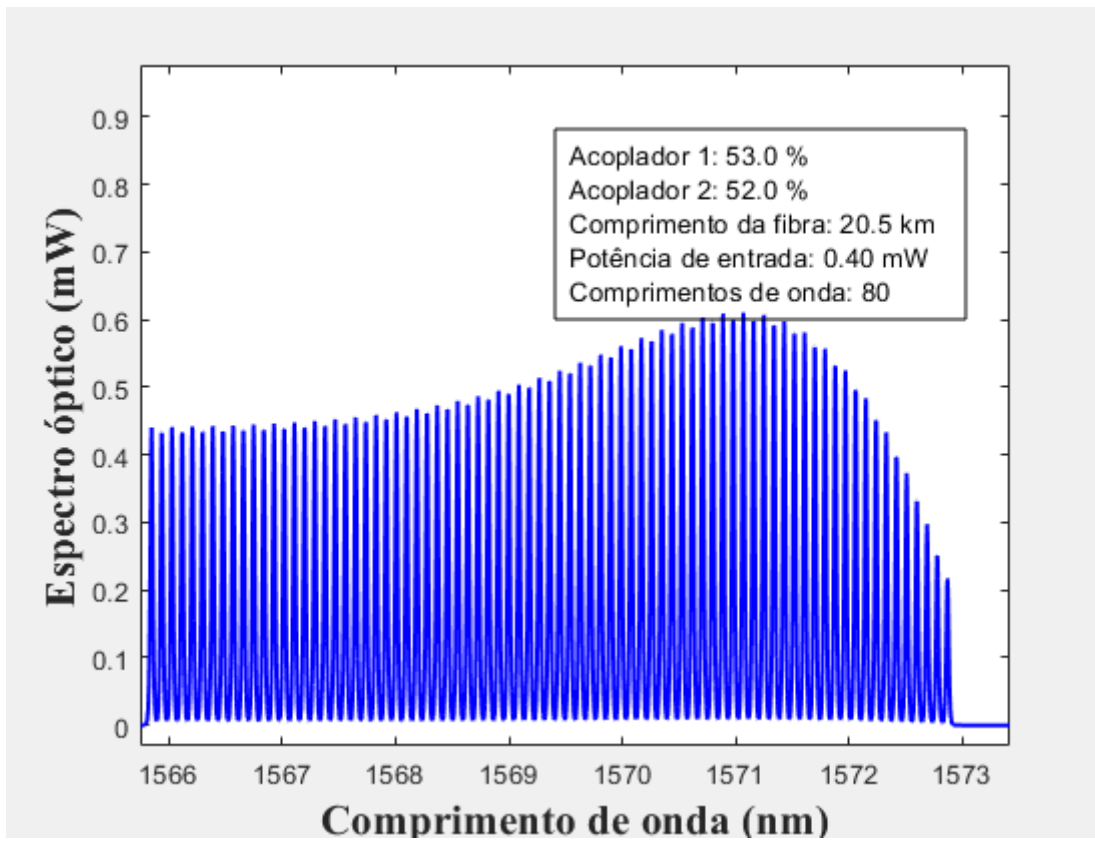


Figura 14 - Resultado da busca pela melhor planicidade espectral com EDFA 1.



Como o ganho Brillouin na fibra varia de acordo com a potência de entrada, as formas de onda resultantes apresentam uma potência maior que a do comprimento de onda anterior até o momento em que o EDFA entra em saturação. Após esse ponto, a potência do espectro óptico começa a diminuir até que ela seja baixa o suficiente para que o cascadeamento acabe.

Os resultados apresentados acima serão usados como base para entender numericamente como a variação do G_{max} impacta na geração de comprimentos de onda para o laser.

5.2.2 Resultados Obtidos para EDFA 2

Para o EDFA com ganho 12 dB e ponto de saturação de -1 dB em 23,7 mW, foram obtidos os parâmetros da Tabela 4.

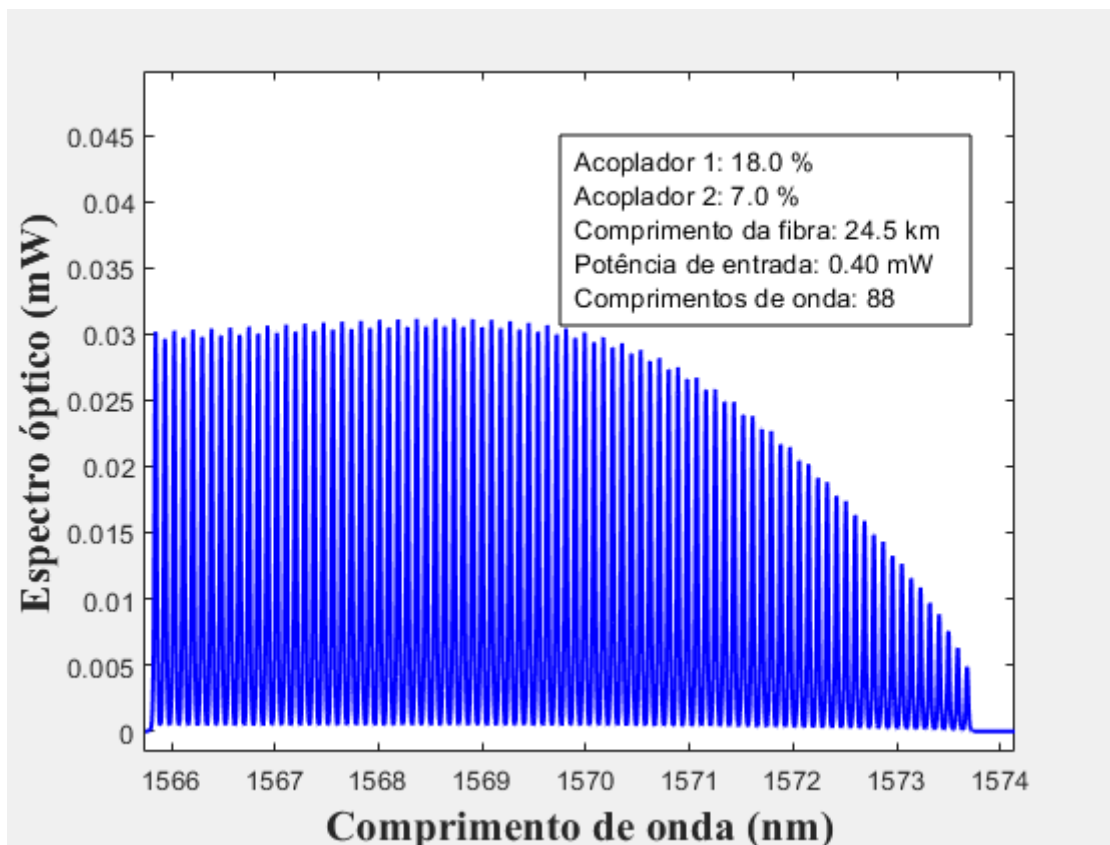
Tabela 4 - Resultados da otimização do laser para EDFA 2.

	Maior número de ondas	Maior planicidade espectral
Acoplador 1	18%	18%
Acoplador 2	7%	7%

Comprimento da fibra	24,5 km	24,5 km
Potência de entrada	0,4 mW	0,4 mW
Comprimentos de onda	88	77

Nesta busca, a configuração com o maior número de ondas também apresentou a maior planicidade espectral dentre os outros 6 milhões de casos analisados, porém 11 comprimentos de onda gerados estão fora da banda plana de 3 dB, utilizada para obter a planicidade espectral. O espectro óptico resultante do laser pode ser visualizado na Figura 15.

Figura 15 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 2.



É possível observar que um aumento em 1,4 dB do G_{max} , em conjunto com uma leve diminuição no ponto de saturação, causou um aumento de 6 comprimentos de onda gerados para a configuração que gera mais comprimentos de onda no EDFA 2, em comparação com os melhores resultados do EDFA 1.

5.2.3 Resultados Obtidos para EDFA 3

Para o EDFA com ganho 11,4 dB e ponto de saturação de -1 dB em 20,3 mW, foram obtidos os parâmetros da Tabela 5.

Tabela 5 - Resultados da otimização do laser para EDFA 3.

	Maior número de ondas	Maior planicidade espectral
Acoplador 1	21%	60%
Acoplador 2	8%	64%
Comprimento da fibra	24 km	20 km
Potência de entrada	0,4 mW	0,6 mW
Comprimentos de onda	75	73

O espectro óptico resultante do laser, onde podem ser visualizadas as informações da Tabela 5, são apresentados pelas Figura 16 e Figura 17.

Figura 16 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 3.

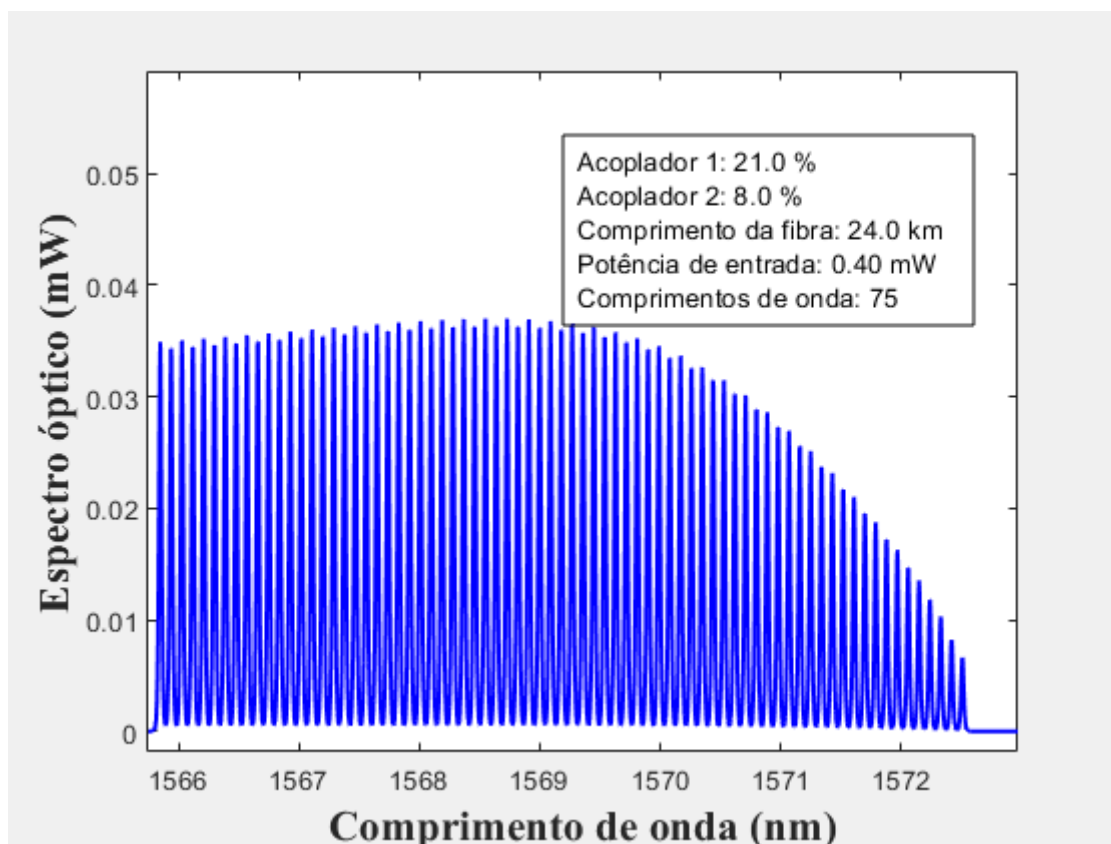
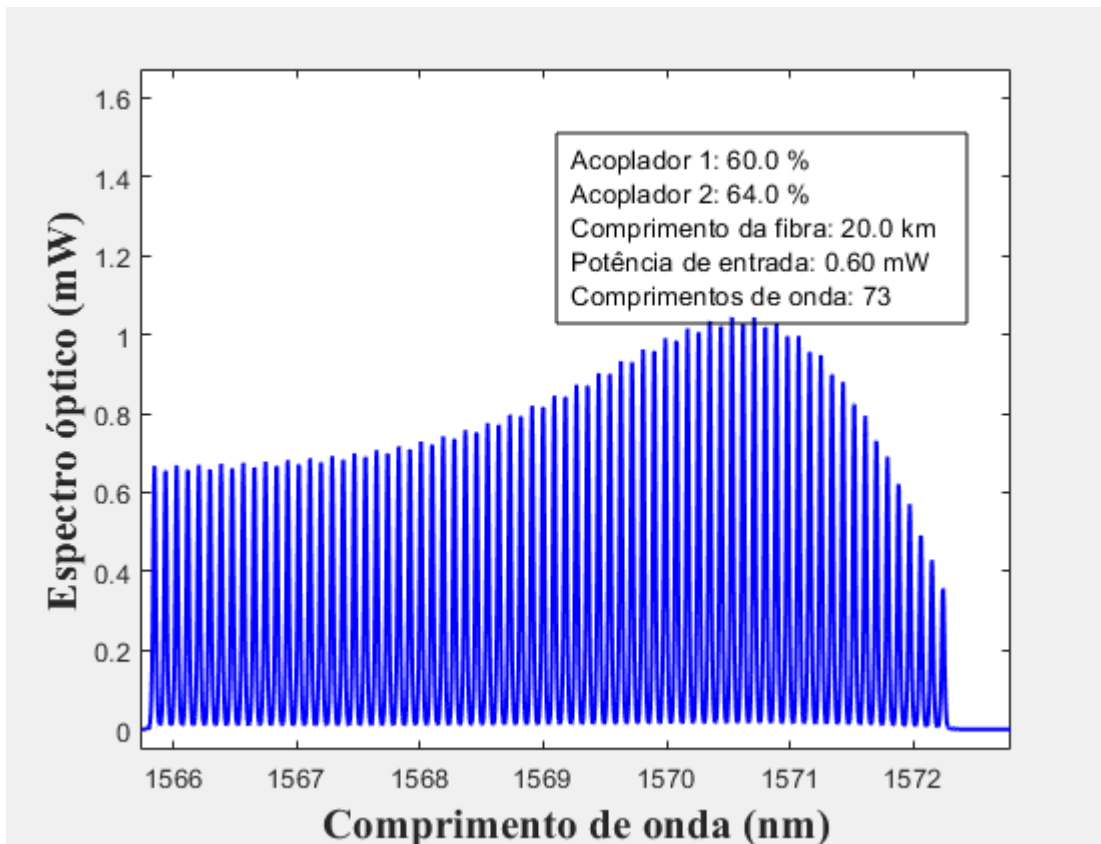


Figura 17 - Resultado da busca pela melhor planicidade espectral com EDFA 3.



Com uma diminuição no G_{max} e com um ponto de saturação presente em uma menor potência, os melhores resultados com o EDFA 3 apresentaram uma diminuição na quantidade de comprimentos de onda ao comparados com os primeiros amplificadores ópticos utilizados. Este resultado servirá de base para entender o impacto de forma numérica na variação do ponto de saturação para o próximo EDFA.

5.2.4 Resultados Obtidos para EDFA 4

Para o EDFA com ganho 11,4 dB e ponto de saturação de -1 dB em 37,7 mW, foram obtidos os parâmetros da Tabela 6.

Tabela 6 - Resultados da otimização do laser para EDFA 4.

	Maior número de ondas	Maior planicidade espectral
Acoplador 1	21%	47%
Acoplador 2	8%	57%
Comprimento da fibra	24 km	17,5 km
Potência de entrada	0,4 mW	0,4 mW

Comprimentos de onda	120	115
-----------------------------	-----	-----

O espectro óptico resultante do laser, onde podem ser visualizadas as informações da Tabela 6, são apresentados pelas Figura 18 e Figura 19.

Figura 18 - Resultado da busca pela maior quantidade de comprimentos de onda com EDFA 4.

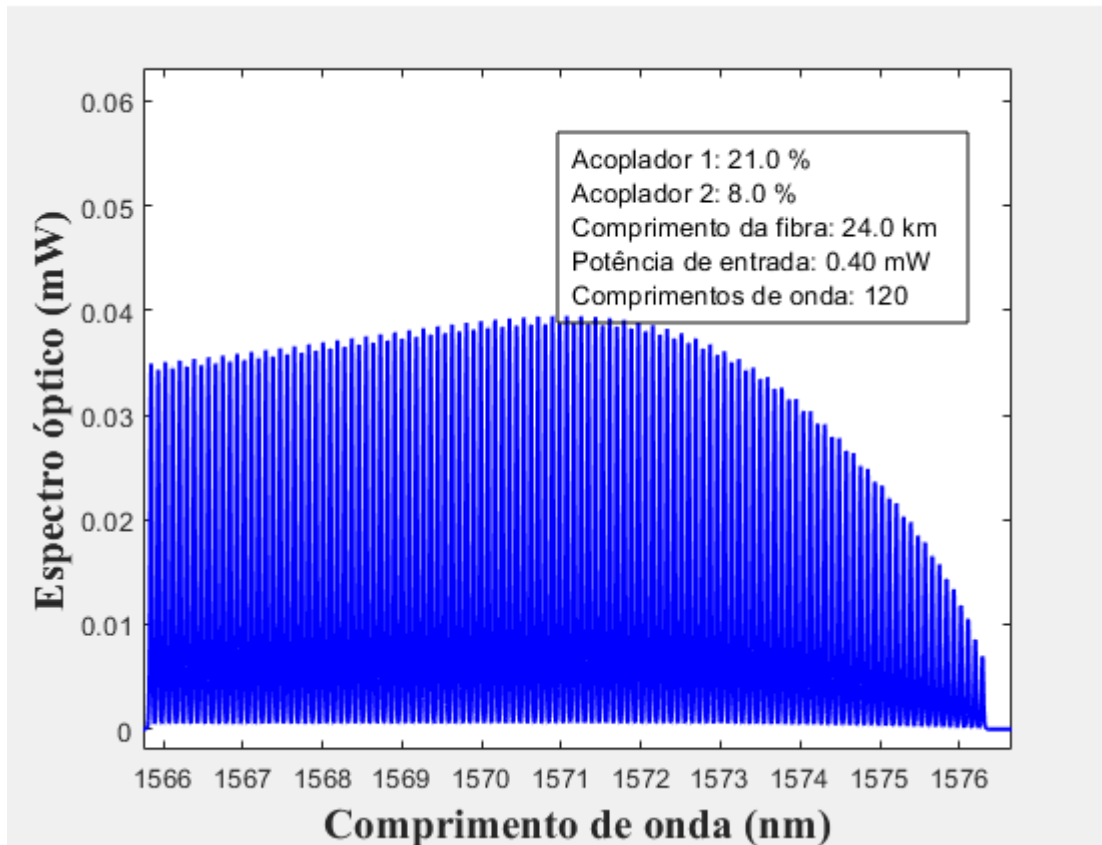
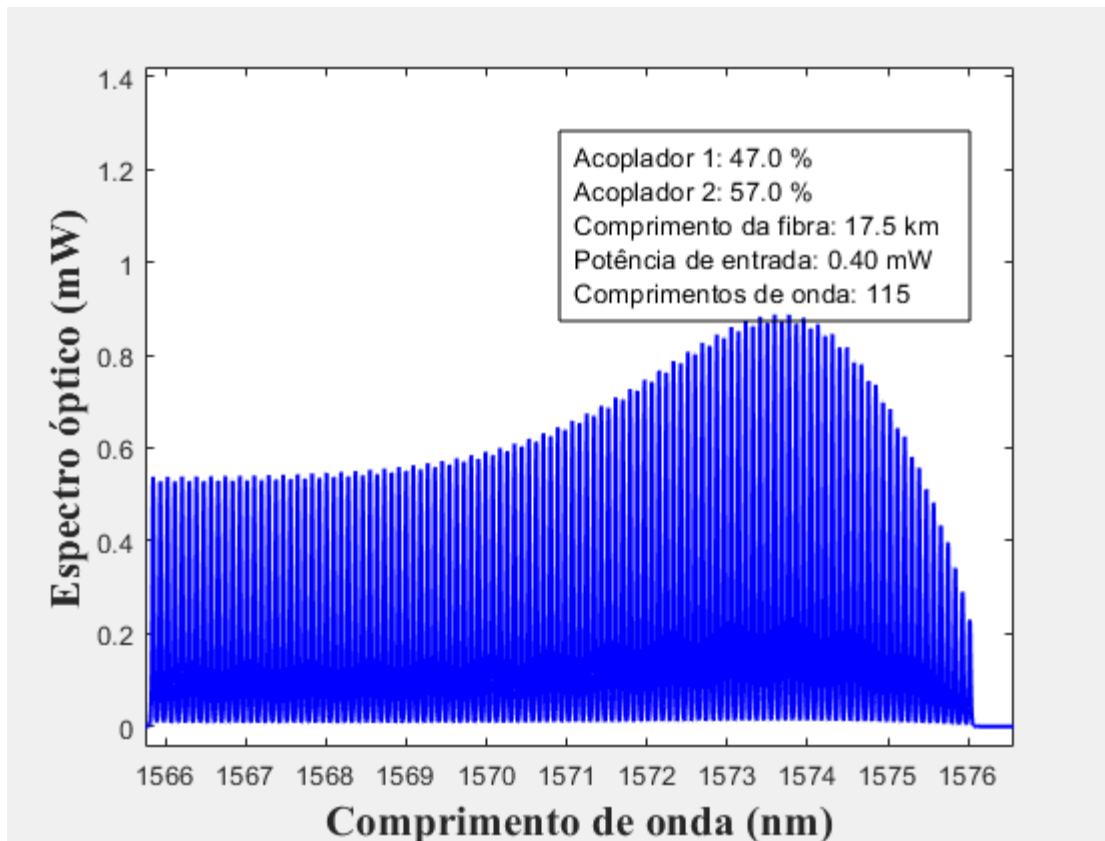


Figura 19 - Resultado da busca pela melhor planicidade espectral com EDFA 4.



Mantendo o G_{max} anterior e aumentando o ponto de saturação em 17,4 mW em relação ao EDFA 3, obtemos um aumento de 45 comprimentos de onda a mais sendo gerados pela melhor configuração obtida para o laser.

6 CONCLUSÕES

Pelos resultados obtidos, é evidente a importância do EDFA na quantidade de comprimentos de onda gerados pelo laser Brillouin. Variações no ganho máximo e saturação do amplificador óptico causaram grandes alterações no espectro óptico do laser Brillouin, tornando possível observar numericamente seu impacto.

A variação do ganho máximo apresentou um comportamento não-linear, onde a quantidade de comprimentos de onda aumentou junto com o ganho até um certo ponto e, a partir disso, o aumento do ganho causou um efeito oposto ao visto inicialmente. Esta situação pode ser explicada pela saturação, uma vez que ganhos máximos muito altos fazem com que o EDFA sature muito rápido, reduzindo cada vez mais a quantidade de ondas Stokes geradas a partir de um certo valor.

A variação da saturação, por sua vez, apresentou um comportamento linear. Para um valor de ganho máximo em 11,4 dB, um aumento de 17,4 mW proporcionou uma geração de 45 comprimentos de onda a mais, comparando as melhores configurações do laser Brillouin em cada caso. O resultado com o maior número de ondas Stokes geradas proporcionou 120 ondas, enquanto o de melhor planicidade espectral gerou 115 ondas Stokes.

Os efeitos da variação da potência de entrada inicial e do comprimento da fibra também foram observados. Com implicações contrárias, o aumento da potência de entrada inicial causou uma redução nos resultados, enquanto o aumento do comprimento da fibra causou um aumento. As duas situações podem ser explicadas pela saturação, comprovando a relevância deste parâmetro do EDFA para o laser Brillouin.

Os resultados deste projeto possibilitam um melhor entendimento dos componentes do laser Brillouin de múltiplos comprimentos de onda, em especial do EDFA. Desta forma, é obtida uma maior previsibilidade nos valores dos parâmetros para que a quantidade de comprimentos de onda ou planicidade espectral desejada sejam atingidos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AGRAWAL, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. 5. ed. Waltham: Academic Press, 2013.

BRILLOUIN, L. Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène: influence de l'agitation thermique. **Ann. Phys.**, v. 9, n. 17, p. 88-122, 1922. Disponível em: <https://www.annphys.org/articles/anphys/abs/1922/17/anphys19220917p88/anphys19220917p88.html>. Acesso em: 03 out. 2021.

SILVA, K. C. Q. **Utilização do Espalhamento Brillouin Estimulado na construção de um laser híbrido de fibra de Érbio e de Brillouin com múltiplos comprimentos de onda**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Universidade Federal do Espírito Santo, 2020. Disponível em: http://portais4.ufes.br/posgrad/teses/tese_12126_Disserta%E7%E3o%20de%20Mestrado%20-%20Kaio%20C%E9sar%20Quemelli%20da%20Silva.pdf. Acesso em: 03 out. 2021.

SILVA, L. C. B.; SILVA, E. P.; AUDIBERT, F. R.; CASTELLANI, C. E. S. Simulation solution for single and cascaded multi-wavelength Brillouin fiber lasers based on an analytical model. **Optical Fiber Technology**, v. 59, 16 jul. 2020. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1068520020303072?via%3Dihub>. Acesso em: 03 out. 2021.

PEDRUZZI, E.; SILVA, E. C. B.; LEAL-JUNIOR, A. G.; CASTELLANI, C. E. S. Generation of a multi-wavelength Brillouin erbium fiber laser with low threshold in multiple frequency spacing configurations. **Optical Fiber Technology**, v. 69, mar. 2020. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1068520022000153?via%3Dihub>. Acesso em: 01 jul. 2022.

BAO, X.; CHEN, L. Recent Progress in Brillouin Scattering Based Fiber Sensors. **Sensors**, v. 11, n. 4, p. 4152–4187, 7 abr. 2011. Disponível em: <https://www.mdpi.com/1424-8220/11/4/4152>. Acesso em: 03 out. 2021.

GÖKHAN, F. S.; GÖKTAŞ, H. Analytical approach to calculate the gain of Brillouin fiber amplifiers in the regime of pump depletion. **Applied Optics**, v. 58, p. 7628-7635, 2019 *apud* SILVA, L.C.B.; SILVA, E. P.; AUDIBERT, F. R.; CASTELLANI, C. E. S. Simulation solution for single and cascaded multi-wavelength Brillouin fiber lasers based on an analytical model. **Optical Fiber Technology**, v. 59, 16 jul. 2020. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1068520020303072?via%3Dihub>. Acesso em: 03 out. 2021.

BAO, X.; WEBB, D. J.; JACKSON, D. A. **32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber**. *Optics Letters*, v. 18, n. 18, p. 1561-1563, 1993. Disponível em: <https://www.osapublishing.org/ol/viewmedia.cfm?uri=ol-18-18-1561&seq=0&html=true>. Acesso em: 06 out. 2021.

SUNDAR, V.; NEWNHAM, R. E. Electrostriction. **In R. C. Dorf (Ed), The Electrical Engineering Handbook**, 2. ed., p. 1193–1200, Academic, 1997.

SUNDAR, V.; NEWNHAM, R. E. **Electrostriction**. In R. C. Dorf (Ed), *The Electrical Engineering Handbook*, 2. ed., p. 1193–1200, Academic, 1997 *apud* SILVA, K. C. Q. **Utilização do Espalhamento Brillouin Estimulado na construção de um laser híbrido de fibra de Érbio e de Brillouin com múltiplos comprimentos de onda**. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Universidade Federal do Espírito Santo, 2020. Disponível em: http://portais4.ufes.br/posgrad/teses/tese_12126_Disserta%E7%E3o%20de%20Mestrado%20-%20Kaio%20C%E9sar%20Quemelli%20da%20Silva.pdf. Acesso em: 03 out. 2021.

NAJI, W.; HAMIDA, B. A.; CHENG, X. S.; MAHDI, M. A.; HARUN, S.; KAHN, S.; AL-KHATEEB, W. F.; ZAIDAN, A. A.; ZAIDAN, B. B.; AHMAD, H. Review of Erbium-doped fiber amplifier. **International Journal of the Physical Sciences**, v. 6, p. 4674-4689, 2011. Disponível em: <https://academicjournals.org/journal/IJPS/cited-by-article/E3DDCAC28626>. Acesso em: 06 out. 2021.

BECKER, P.C.; OLSSON, N.A.; SIMPSON, J.R. **Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology**. Academic Press, 1999.

DIGONNET, M. J. F. **Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers**. 2 ed. Marcel Dekker, Inc., 2001.

REBULI, G.S. **Otimização Espectral de um Laser de Múltiplos Comprimentos de Onda a Partir do Espalhamento Brillouin Cascadeado**. Dissertação (Graduação em Engenharia Elétrica) - Universidade Federal do Espírito Santo, 2020. Disponível em: https://engenhariaeletrica.ufes.br/sites/engenhariaeletrica.ufes.br/files/field/anexo/pg_ii_-_giuliano_dos_santos_rebuli_-_versao_final.pdf. Acesso em: 06 out. 2021.

IEZZI, V.L.; LORANGER, S.; KASHYAP, R. High sensitivity distributed temperature fiber sensor using stimulated Brillouin scattering. **Optics Express**, v. 25, n.26, 2017. Disponível em: <https://www.osapublishing.org/oe/fulltext.cfm?uri=oe-25-26-32591&id=379537>. Acesso em: 06 out. 2021.

KOESTER, C.J.; SNIZTER, E. Amplification in a Fiber Laser. **Appl. Opt.**, v. 3, p. 1182-1186, 1964. Disponível em: <https://www.osapublishing.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-3-10-1182>. Acesso em: 06 out. 2021.

PRODANOV, C. C.; FREITAS, E. C. de. **Metodologia do trabalho científico: métodos e técnicas de pesquisa e do trabalho acadêmico**. 2 ed. Novo Hamburgo: Freevale, 2013.