

**Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
Departamento de Microonda e Óptica**

**ANÁLISE DE AMPLIFICADORES
ÓPTICOS, INTEGRADOS E
DOPADOS POR ELEMENTOS
FINITOS 2D**

João Tadeu Strugo Socas

**Orientador:
Hugo Enrique Hernández Figueroa (FEEC)**

TESE DE MESTRADO

Campinas, Julho de 2000

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

So13a Socas, João Tadeu Strugo
Análise de amplificadores ópticos, integrados e dopados, por elementos finitos 2D / João Tadeu Strugo Socas. --Campinas, SP: [s.n.], 2000.

Orientador: Hugo Enrique Hernández Figueroa.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e Computação.

1. Amplificadores óticos. 2. Ótica integrada. 3. Método dos elementos finitos. 4. Comunicações óticas.
I. Hernández Figueroa, Hugo Enrique. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

**Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos
requisitos para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica.**

João Tadeu Strugo Socas

**ANÁLISE DE AMPLIFICADORES
ÓPTICOS, INTEGRADOS E DOPADOS
POR ELEMENTOS FINITOS 2D**

TESE DE MESTRADO

Aprovada em versão final pelos abaixo-assinados

**Hugo Enrique Hernández Figueroa
Orientador**

Coordenador de Pós-Graduação

**Universidade Estadual de Campinas
Campinas, SP, Brasil
Julho de 2000**

ANÁLISE DE AMPLIFICADORES ÓPTICOS, INTEGRADOS E DOPADOS POR ELEMENTOS FINITOS 2D

João Tadeu Strugo Socas

Composição da Banca Examinadora:

Dr. Hugo E. Hernández Figueroa/FEEC/UNICAMP

Orientador e Presidente

Dr. Rui Fragassi Souza/DMO/FEEC/UNICAMP

Dr. Edson Moschim /DT/FEEC/UNICAMP

Dr. Andrés Pablo López Barbero/UFF

Dr. Amílcar Careli César/USP-SC

TESE DE MESTRADO

**Unicamp
Julho de 2000**

Resumo.

Este trabalho analisa o comportamento de Amplificadores Ópticos Integrados construídos em guias de ondas dopados com érbio, através de um modelo escalar no domínio da frequência, que utiliza a técnica dos elementos finitos, 2D, para a solução modal dos campos e o método Runge-Kutta para a solução das equações diferenciais de propagação. Nas simulações, foram usados dois substratos diferentes e com diferentes dopagens: óxido de silício e telureto. O *software* desenvolvido permite a simulação de dispositivos amplificadores nas mais variadas configurações de bombeamento (co e contrapropagante em 980 nm e 1480 nm) e a análise espectral de ganho e ruído– *Amplified Spontaneous Emission*.

Abstract.

The behavior of Integrated Optical Amplifiers built over doped Erbium waveguides is thoroughly analyzed through a frequency domain scalar model. This is based on the finite element method, 2D, for the field modal solution and the Runge-Kutta method for the solution of the propagation differential equations. Silica glass and Tellurite with different Er-doping were used as substrates in the numerical simulations. The developed software permits the simulation of amplifying devices in various pump configurations, including bidirectionally pumped in 980 nm and 1480 nm, and the detailed spectral analysis of gain and ASE - Amplified Spontaneous Emission.

Agradecimentos.

Quero agradecer a todos os professores da Universidade do Estado de Santa Catarina - UDESC- SC, e em especial aos professores da FEJ/DEE, meus amigos, pelo incentivo.

Agradeço ao Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa, meu orientador, pela dedicação e confiança em mim depositada.

Agradeço à banca examinadora.

Agradeço ao Prof. Dr. Rui Fragassi Souza, por sua generosidade.

Agradeço aos meus colegas: Prof. Dr. Helder Fleury Pinheiro, Prof. MSc. Antonio Manoel Ferreira Frasson, Prof. MSc. Leonardo Bravo Roger e MSc. Vitaly Felix Rodrigues Esquerre, pela generosidade com que contribuíram com meu trabalho.

Quero agradecer especialmente ao Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero, meu colega, por sua dedicação e companheirismo, ensinando-me e co-orientando-me em todo o trabalho.

Agradeço à Dione da Rocha Bandeira, minha companheira, pelo incentivo, pela ajuda e pelo amor.

Dedico este trabalho ao meu pai, Guilherme de Souza Socas,
por incentivar-me a retornar ao mestrado.

Sumário.

Capítulo 1 – Introdução.....	1
1.1 – Breve histórico.....	1
1.2 – Estrutura deste trabalho.....	3
Capítulo 2 – Teoria dos amplificadores integrados dopados com érbio.	5
2.1 – Teoria básica dos meios ativos.....	6
2.2 – Processo de conversão ascendente.....	12
2.2.1 – Absorção seqüencial de dois fótons (ESA).....	12
2.2.2 – Conversão ascendente cooperativa.	13
2.2.3 - Conversão ascendente por relaxação cruzada.....	14
2.3 – Modelo numérico.....	15
2.3.1 – Equações de taxa.	17
2.4 – Rotina numérica.	24
Capítulo 3 – Simulações em guias de onda dopados com érbio.....	28
3.1 – Guia de onda utilizado.....	29
3.2 – Análise dos resultados com bombeamento em 0,980 μm	30
3.2.1 – Análise do ganho.....	30
3.2.2 – Análise da Figura de Ruído.	38
3.3 – Análise dos resultados com bombeamento em 1,480 μm	42
3.3.1 – Análise do ganho.....	42
3.3.2 – Análise da Figura de Ruído.	51
3.4 – QCE em guias de onda bombeados em 0,980 μm e 1,480 μm	53
3.5 – Conclusão do Capítulo.....	55

Capítulo 4 – Dispositivos de telureto dopados com érbio.	57
4.1 – Guias de telureto.	58
4.2 – Resultados com bombeamento em 0,980 μm.	58
4.2.1 – Análise do ganho.	59
4.2.2 – Análise da Figura de Ruído.	66
4.3 – Resultados com bombeamento em 1,480 μm.	67
4.3.1 – Análise do ganho.	68
4.3.2 – Análise da Figura de Ruído.	76
4.4 – Análise do QCE em guias de onda bombeados em 0,980 μm e 1,480 μm.	78
4.5 – Conclusão do Capítulo.	80
Capítulo 5 – Conclusão.	81
5.1 – As publicações geradas.	84
Referências bibliográficas.	85

Lista de Figuras.

Número da Figura	Descrição da Figura	Página
2.1	Os círculos abertos e cheios representam o estado energético inicial e final do átomo.(a) Absorção estimulada. (b) Emissão espontânea. (c) Emissão estimulada.	6
2.2	Sistema de 2 níveis atravessado por duas ondas eletromagnéticas externas de intensidades I_s e I_p , estimulando taxas de transferência de energia R e W entre os níveis 1 e 2.	10
2.3	Processo de conversão ascendente por absorção de dois fótons, seqüencialmente. As populações dos níveis 2' e 3' decaem rapidamente para os níveis 2 e 3. As setas de 2'→2 e 3→3' indicam transições não radiativas, ao passo que a seta mais encorpada indica que pode ser uma transição radiativa.....	12
2.4	Esquema do processo de transferência de energia por conversão ascendente cooperativa. Os “íons” passam do esquema (a) para (b), doadores e aceitadores de energia, respectivamente.....	13
2.5	Esquema para entender o processo de conversão ascendente por relaxação cruzada. Os esquemas (a) e (b) indicam os íons doadores e aceitadores, respectivamente, e as setas sólidas indicam as transições radiativas. Três processos competitivos envolvendo o nível 3 são ilustrados. Um processo envolve a transferência de energia entre o nível 3 do íon de (a) e o nível 1 do íon de (b), resultando em dois íons ocupando o nível 2. Os outros dois processos envolvem decaimento radiativo do nível 3 para o nível 1 ou do nível 3 para o 2. Os decaimentos radiativos de 2→1 e o espontâneo de 3→2 com taxa $1/\tau_3$, também são mostrados.....	14
2.6	Sistema em que são considerados quatro níveis de energia em razão da dopagem com érbio e bombeamento no comprimento de 0,980 μm . R_{13} , W_{12} e W_{21} são as taxas estimuladas; A_{43} e A_{32} são as taxas não radiativas entre os níveis 4→3 e 3→2, respectivamente; A_{21} é a taxa de fluorescência; e C_{up} , C_3 , e C_{14} são os coeficientes de conversão ascendente e de relaxação cruzada.....	18
2.7	Sistema em que são considerados quatro níveis de energia em razão da dopagem com érbio e bombeamento no comprimento de onda de 1,480 μm . R_{13} , R_{31} , W_{12} e W_{21} são as taxas estimuladas na frequência do bombeamento (R) e sinal (W); A_{43} e A_{32} são as taxas não radiativas entre os níveis 4→3 e 3→2, respectivamente; A_{21} é a taxa de fluorescência e C_{up} e C_{14} são os coeficientes de conversão ascendente e de relaxação cruzada; R_{24}^{ESA} é a taxa de ESA do nível 2 para o nível 4.	19
2.8	Seções de choque de absorção (a) e emissão (e).	22
2.9	Formas das linhas de absorção e fluorescência típicas do telureto dopado com érbio.	23
2.10	Representação gráfica do procedimento iterativo para a solução do sistema de equações íntegro-diferenciais acopladas e não-lineares, na direção para frente..	24

2.11	Representação gráfica do procedimento iterativo para a solução do sistema de equações íntegro-diferenciais acopladas e não-lineares, na direção para trás.....	25
2.12	Fluxograma que representa o procedimento iterativo usado para a solução do conjunto de equações de propagação íntegro-diferenciais não-lineares.....	27
3.1	Guia com canal de dimensões de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ e com $n_1=1,6$, no núcleo, e $n_2=1,51$, na casca.	29
3.2	Ganho de potência do sinal em função da potência de bombeamento copropagante. A potência de sinal de entrada é $1 \mu\text{W}$ com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$. Os comprimentos de guia são: 10, 50, 85 e 100 cm.	31
3.3	Os dois quadros (a) e (b) têm bombeamento bidirecional, as potências de bombeamento são 35 mW no quadro (a), e 70 mW no (b). No quadro (c) o bombeamento é contrapropagante, com potência de 70 mW, e no (d) o bombeamento é copropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de $1 \mu\text{W}$ na entrada com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$..	34
3.4	Densidade populacional ao longo de quatro guias de onda, com duas configurações de bombeamento bidirecionais, com potências de 70 e 35 mW; as outras duas, copropagante e contrapropagante, com potência de 70 mW. Todas configurações de bombeamento com $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	35
3.5	Ganho em função da potência do sinal para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Potência de bombeamento copropagante de 70 mW com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$	36
3.6	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para os guias: de 85 cm, com bombeamento copropagante e com potência de 70 mW; de 85 cm, com bombeamento contrapropagante e com potência de 70 mW; de 120 cm, com bombeamento bidirecional e com potência de 35 mW. Todos com $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	37
3.7	Figura de Ruído para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Potência de bombeamento copropagante de 70 mW, para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	39
3.8	Densidade Espectral de ASE+ na saída de dois amplificadores (85 e 100 cm). A potência de bombeamento copropagante é de 70 mW para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	41
3.9	Ganho de potência em função da potência de bombeamento copropagante. Potência de sinal de $1 \mu\text{W}$ com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$. Comprimentos de guias de onda: 10, 50, 85 e 100 cm.	43
3.10	Os dois quadros (a) e (b) têm bombeamento bidirecional; as potências de bombeamento são 70 mW no quadro (a) e 35 mW no (b). No quadro (c), o bombeamento é copropagante com potência de 70 mW e no (d) o bombeamento é contrapropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de $1 \mu\text{W}$ na entrada com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$..	45
3.11	Densidade populacional ao longo do guia de dois amplificadores (85 e 100 cm). Potência de 70 mW para o bombeamento copropagante com $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	47
3.12	Ganho em função da potência do sinal de entrada para os diferentes	

	comprimentos de guias: 10, 50, 75 e 100 cm. Potência de 70 mW para o bombeamento copropagante com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$	48
3.13	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal, para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Adotou-se a potência de 70 mW para o bombeamento copropagante para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	49
3.14	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal. Os três primeiros de comprimentos 10, 50 e 85 cm, em bombeamento copropagante. O seguinte, de 85 cm, tem bombeamento contrapropagante e os dois maiores têm bombeamento bidirecional. Com exceção do guia de comprimento de 120 cm que tem potência de 35 mW, o restante tem a potência de 70 mW. Para todos: $P_s = 1 \mu\text{W}$	50
3.15	Figura de Ruído para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 75 e 100 cm. Potência de 70 mW para o bombeamento copropagante para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	51
3.16	Densidade espectral de ASE+ na saída de dois amplificadores (85 e 100 cm). A potência de bombeamento copropagante é de 70 mW para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	52
3.17	QCE para dois amplificadores de 85 cm de comprimento, com os comprimentos de onda de bombeamento de $1,480 \mu\text{m}$ e de $0,980 \mu\text{m}$. A potência de bombeamento copropagante é de 70 mW, para $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$	54
4.1	Ganho de potência em função da potência de bombeamento copropagante para os comprimentos de guia: 3, 6, 7 e 8 cm. Potência de sinal de $1 \mu\text{W}$ com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$	60
4.2	As simulações (a) e (b) têm bombeamento bidirecional com potência de 200 mW em cada direção. A simulação (c) tem bombeamento copropagante com potência de 400 mW e em (d) o bombeamento é contrapropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de $1 \mu\text{W}$ na entrada, com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$	62
4.3	Densidade populacional ao longo do guia dos amplificadores para bombeamentos diversos, com $P_p = 400 \text{ mW}$ para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$ para $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$	63
4.4	Ganho em função da potência do sinal de entrada para os comprimentos de guias de onda: 3, 6, 7 e 8 cm. Potência de bombeamento copropagante de 400 mW com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$	64
4.5	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para os comprimentos de guias de onda: 3, 6, 7 e 8 cm. Potência de bombeamento copropagante de 400 mW para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	65
4.6	Figura de Ruído para os comprimentos de guias de onda: 3, 6, 7 e 8 cm. Potência de bombeamento copropagante de 400 mW para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	66
4.7	Densidade Espectral de ASE+ na saída de dois amplificadores (7 e 8 cm). Potência de bombeamento copropagante de 400 mW para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	67
4.8	Ganho em função da potência de bombeamento copropagante nos comprimentos de guia de 7, 8, 9 e 10cm. Para os comprimentos de 11,	

	14, 15 e 16 cm foi usado bombeamento co e contrapropagante. Potência de sinal de 1 μ W com $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$	69
4.9	As simulações (a) e (b) têm bombeamento bidirecional com potências iguais em cada ponta, respectivamente 150 e 300 mW. Na simulação (c) o bombeamento é copropagante, com potência de 300 mW e na (d) o bombeamento é contrapropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de 1 μ W na entrada com $\lambda_s = 1,56 \mu\text{m}$, e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$...	71
4.10	Densidade populacional N1 e N2 ao longo do guia do amplificador (10 cm), para dois tipos de bombeamento com potência de 300 mW com $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	72
4.11	Ganho em função da potência do sinal para os guias de comprimentos de onda: 7, 8, 9 e 10 cm, com potência de bombeamento copropagante de 300 mW. Para os comprimentos 11, 14, 15 e 16 cm, usou-se o bombeamento co e contrapropagante com a potência de 300 mW. $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$	73
4.12	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal de entrada para os comprimentos de guias: 7, 8, 9 e 10 cm, com potência de bombeamento copropagante de 300 mW. Para os comprimentos de onda com 11, 14, 15 e 16 cm, usou-se o bombeamento co e contrapropagante de 300 mW. $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	74
4.13	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para os diferentes comprimentos de guias: 1, 2, 3 e 4 cm. Potência de bombeamento copropagante de 300 mW para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	75
4.14	Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para as diferentes potências de entrada do sinal (10, 100, 1000, 10000 μ W) para o guia de 9 cm. Potência de bombeamento copropagante de 300 mW para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$	76
4.15	Figura de Ruído para os comprimentos de guias de onda: 7, 8, 9 e 10 cm para a potência de bombeamento copropagante de 300 mW. Para os comprimentos de guias de onda: 11, 14, 15 e 16 cm, considerou-se a potência de bombeamento co e contrapropagante de 300 mW. $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	77
4.16	Densidade Espectral de ASE+ na saída de amplificadores. Dois deles (6 e 9 cm) com bombeamento copropagante e os outros dois (15 e 16 cm) com bombeamento co e contrapropagante. A potência de todos é de 300 mW para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$	78
4.17	QCE para os guias de onda com bombeamento copropagante em $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ com $P_p=300 \text{ mW}$, para $\lambda_s =1,53 \mu\text{m}$ e $L_w=7 \text{ cm}$, com bombeamento copropagante em $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ com $P_p=300 \text{ mW}$, para $\lambda_s =1,560 \mu\text{m}$ e $L_w=9 \text{ cm}$; e com bombeamento co e contrapropagante em $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ com $P_p=300 \text{ mW}$, para $\lambda_s =1,560 \mu\text{m}$ e $L_w=15 \text{ cm}$	79

Tabela.

Número da Tabela	Descrição da Tabela	Página
2.1	Parâmetros usados para descrever as seções de choque para os dispositivos simulados.....	23

CAPÍTULO 1.

Introdução.

1.1 - Breve histórico.

Segundo a classificação de Desurvire [1] e Bjarklev [2], o panorama atual da modelagem e simulação dos dispositivos ópticos dopados com érbio apresenta uma grande variedade de modelos numéricos que consideram alargamento de ganho homogêneo e não homogêneo. Os mais amplamente trabalhados são os modelos de ganho homogêneo e, ainda, com aproximação para o estado estacionário. Uma das vertentes desses modelos estacionários é constituída pelos modelos do grupo z-variantes, mas estes modelos ainda dividem-se pela maneira que a propagação é simulada.

Quando se considera que a distribuição transversal de campo e que a geometria do dispositivo não se alteram na direção de propagação, a solução das *equações de*

propagação para a simulação da propagação dos campos é uma ótima alternativa, haja visto o pouco esforço computacional que é requerido. Nessa classificação encontram-se os Modelos EOI (*Effective Overlap Integrals*) e os *Modelos Espaciais*. Neste último está baseado o presente trabalho.

Porém, quando a geometria e a distribuição transversal de campo alteram-se na direção de propagação, pode-se usar o *Método de Propagação do Feixe (BPM-Beam Propagation Method)* [3].

O Modelo Espacial usa diretamente a solução dos campos eletromagnéticos envolvidos (sinal e bombeamento) e a distribuição transversal de érbio para resolver as equações de propagação. Dessa forma, a distribuição transversal da densidade das populações dos níveis energéticos, considerados em razão da presença dos íons de érbio, pode ser calculada permitindo o cômputo dos parâmetros característicos dos dispositivos dopados com érbio com aproximação melhor do que aquela permitida pelo Modelo EOI.

Tanto o modelo EOI como o Modelo Espacial, encontram-se na literatura com a ASE sendo levada em conta ou não. Como exemplo do Modelo Espacial no qual a ASE é desconsiderada, apresenta-se o trabalho de Th. Pfeiffer *et al.* [4]. O Modelo Espacial, que leva em conta o ruído ASE, também tem sido implementado usando a largura de banda equivalente e a discretização do espectro. O trabalho de A. Bjarklev *et al.* [5] representa um exemplo do Modelo Espacial com a aproximação usando a largura de banda equivalente para representar o ruído ASE. O Modelo Espacial, que usa a discretização do espectro para representar os efeitos da ASE, tem sido seguidamente citado em virtude de ser o modelo mais rigoroso existente na literatura para modelar dispositivos dopados com terras raras. Como exemplos de trabalhos que descrevem tal aproximação para o Modelo Espacial, apresentam-se aqueles publicados por B. Pedersen *et al.* [6] e F. Di Pasquale *et al.* [7].

1.2 - Estrutura deste trabalho.

Este trabalho se propõe a estudar o comportamento de guias de onda ópticos integrados, dopados com érbio, com o objetivo de entender a física que envolve a propagação da onda em um meio isotrópico e aplicar a formulação matemática através de um modelo escalar no domínio da frequência, que utiliza a técnica dos elementos finitos para a solução modal dos campos e o método Runge-Kutta para a solução das equações diferenciais de propagação.

A geometria da seção transversal desse guia de onda terá dimensões que visam a propagação monomodo. Sobre tal seção se constituirá uma malha, tendo em vista as simulações envolvendo elementos finitos. Uma formulação matemática sistemática para a análise de propagação de onda no guia será apresentada em detalhes.

Baseada nessa formulação matemática, será modificada uma plataforma composta de diversos programas e sub-rotinas que compõe o *software* desenvolvido no grupo de pesquisa do Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa, do DMO/FEEC/Unicamp. Essa plataforma será alterada visando a simulação com geometria transversal em 2D, com possibilidade de variações de diversos parâmetros, tais como: configurações de bombeamento co e/ou contrapropagante nos comprimentos de onda 0,980 μm e 1,480 μm , variação do substrato nos comprimentos dos guias, da potência da fonte e da potência do sinal.

Os dois tipos de substrato do guia de onda serão o óxido de silício e o telureto, com dopagens distintas de érbio.

Este trabalho será constituído em cinco capítulos, incluindo a introdução, organizados da seguinte maneira:

O Capítulo 2 será dedicado à conceituação física dos fenômenos envolvendo a física quântica dos níveis que envolvem o dopante érbio, a propagação em guias de onda e os conceitos gerais. Terá, também, toda a formulação matemática do modelo escalar no domínio da frequência, que servirá de base para a geração do programa de

simulação, no qual será usada a técnica dos elementos finitos para a solução modal das equações de campos. Haverá, finalmente, um breve equacionamento para a solução das equações de propagação com o respectivo fluxograma do programa das simulações.

O Capítulo 3 tratará do estudo do guia de onda com substrato em óxido de silício dopado com érbio. As simulações serão geradas com o programa já citado. Cada comprimento de onda de bombeamento, 0,980 μm e 1,480 μm , terão um sub-capítulo. Neste, se fará o estudo do ganho com a variação de diversos parâmetros, da ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) e da NF (*Noise Figure*), tudo em diversos comprimentos de guia e com uma variada configuração do bombeamento. Por último, haverá a comparação entre esses dois comprimentos de onda de bombeamento, incluindo o cálculo da QCE (*Quantum Conversion Efficiency*).

O Capítulo 4 terá a mesma estrutura do Capítulo 3 e tratará das mesmas simulações com a diferença no substrato que, então, será de telureto dopado com érbio.

O Capítulo 5 apresentará a comparação final dos dois capítulos de resultados e salientará as conclusões mais importantes. Apresentará, também, a generalização possível e as perspectivas para o prosseguimento deste trabalho.

Em suma, o objetivo desta dissertação é contribuir para o conhecimento dos guias de onda dopados com érbio, com dois substratos distintos, óxido de silício e telureto, quando da variação de diversos parâmetros. Servirá, também, como referência para trabalhos de laboratório e poderá facilitar projetos na fabricação de amplificadores ópticos dopados com érbio, cujas aplicações práticas, no campo das telecomunicações, estão em franco crescimento.

CAPÍTULO 2.

Teoria dos amplificadores integrados dopados com érbio.

Este capítulo é dedicado à conceituação e à formulação matemática dos fenômenos da física quântica quando analisa o dopante érbio, e da propagação da onda eletromagnética em guias de onda.

Em resumo, este capítulo é o suporte teórico no desenvolvimento da tese de mestrado com toda a formulação matemática do modelo escalar no domínio da frequência, que serve de base para a construção do modelo numérico, no qual é usada a técnica dos elementos finitos para a solução modal das equações de campo e do Método Runge-Kutta para solução das equações de propagação. Por último, são construídos o fluxograma das simulações e a rotina numérica.

2.1 - Teoria básica dos meios ativos.

É necessário conhecer os mecanismos pelos quais a onda eletromagnética tem sua amplitude e velocidade de fase alteradas ao interagir com meios ativos, usados na construção dos dispositivos. Esses aspectos são descritos na literatura de mecânica quântica [8]-[10].

Basicamente, os átomos podem ganhar ou perder energia por meio de três processos: liberação de fônons (perda de energia mecânica); troca de energia com outros átomos excitados; e liberação, ou absorção, de um fóton. Os mecanismos de absorção e emissão de radiação representam uma atenuação ou amplificação da intensidade óptica de uma onda eletromagnética.

Os processos de troca de energia entre átomos excitados, chamados de conversão ascendente (*upconversion processes*), são extremamente importantes na modelagem de amplificadores ópticos dopados com érbio, pois alteram as concentrações das populações excitadas nos diferentes níveis de energia [11] permitidos dentro do meio ativo.

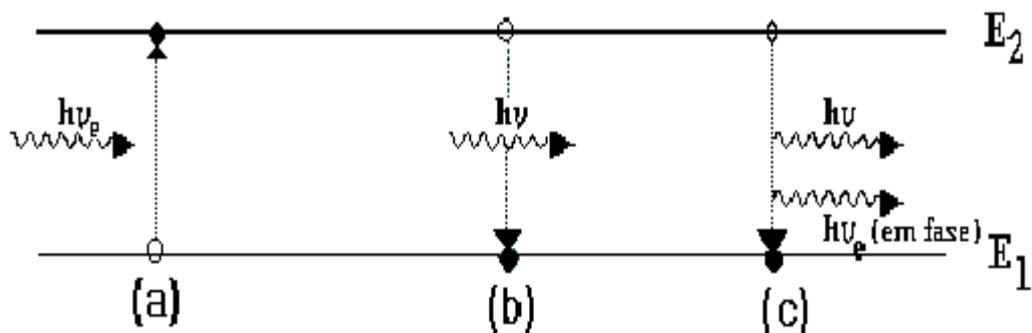


Figura 2.1 – Os círculos abertos e cheios representam o estado energético inicial e final do átomo. (a) Absorção estimulada. (b) Emissão espontânea. (c) Emissão estimulada.

Um átomo pode perder ou ganhar energia por emissão espontânea ou por emissão/absorção estimulada (Figura 2.1).

A emissão espontânea ocorre sem a existência de uma radiação externa. Consiste na emissão de um fóton de energia:

$$h\nu = E_2 - E_1$$

e a conseqüente redução de N_2 .

Esta variação pode ser equacionada como:

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 A = -N_2 \frac{1}{t_s} \quad (2.1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_2 A = N_2 \frac{1}{t_s} \quad (2.2)$$

onde:

N_1 – concentração de átomos no nível fundamental E_1 [átomos/m³]

N_2 - concentração de átomos no nível excitado E_2 [átomos/m³]

h - a constante de Planck ($6,626 \times 10^{-34}$ J.s)

ν - a frequência [Hz] do fóton emitido.

A - “coeficiente de Einstein”

t_s - tempo de vida correspondente à transição [s]

$\frac{1}{t_s}$ taxa de emissão espontânea [1/s].

Como não houve variação da quantidade total de átomos no sistema, então:

$$\frac{dN_1}{dt} + \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (2.3)$$

Os processos (a) e (c) mostrados na Figura 2.1, representam a absorção e a emissão estimuladas.

A taxa estimulada de transições, W , entre os estados energéticos 1 e 2, é dada por [8]:

$$W(\nu) = \frac{\lambda^3 g(\nu)}{8\pi h c_0 n^2 t_s} I_\nu \quad (2.4)$$

onde:

λ - comprimento de onda da radiação do fóton externo, de frequência $\nu=c_0/\lambda$

n - índice de refração do meio

c_0 - velocidade da luz no vácuo [3×10^8 m/s]

I_ν - intensidade de fluxo de fótons por unidade de área. [W/m^2]

$g(\nu)$ - função de forma da linha da transição atômica considerada [s].

P - potência [W].

A quantidade de transições, por unidade de volume e por unidade de tempo, é

[10]

$$\begin{cases} N_{21} = N_2 W(\nu_p) \\ N_{12} = N_1 W(\nu_p) \end{cases} \quad (2.5)$$

A potência perdida pela radiação externa, por unidade de volume, é:

$$\frac{P}{\Delta v} = (N_1 - N_2) W(\nu_p) h \nu_p \quad (2.6)$$

Considerando que a radiação externa na forma de onda plana com intensidade I_{ν_p} , atravessando um meio ativo de comprimento Δz [m], seção reta S [m^2] e volume $\Delta v = S \Delta z$, foi adotado Δv como unidade de volume [m^3]. De acordo com a Equação (2.6), este meio absorve uma potência P .

A variação da potência da radiação externa, atravessando o meio de comprimento Δz , é dada por:

$$\frac{dP}{dz} \approx \frac{P(z + \Delta z) - P(z)}{\Delta z} = - \frac{(N_1 - N_2) W(\nu_p) h \nu_p \Delta v}{\Delta z} \quad (2.7)$$

Dividindo a Equação (2.7) pela área da seção reta S do meio, tem-se:

$$\frac{dI_v}{dz} = -(N_1 - N_2)W(v_p)hv_p \quad (2.8)$$

Usando (2.4) em (2.8), tem-se:

$$\frac{dI_v}{dz} = -(N_1 - N_2) \frac{\lambda_p^3 g(v_p)}{8\pi hc_0 n^2 t_s} I_v hv_p \quad (2.9)$$

Da Equação (2.9) pode-se dizer que a intensidade da radiação distribui-se exponencialmente dentro do meio ativo na forma:

$$I_v(z) = I_v(0) \exp(-\gamma z) \quad (2.10)$$

onde:

γ - coeficiente de ganho de potência dado por:

$$\gamma = \gamma(v) = (N_1 - N_2) \frac{\lambda_p^2 g(v_p)}{8\pi n^2 t_s} \quad (2.11)$$

De (2.11) define-se a *seção de choque* como:[8]

$$\sigma(v) = \frac{\lambda^2 g(v)}{8\pi n^2 t_s} \quad (2.12)$$

Usando (2.12) em (2.11), tem-se:

$$\gamma(v) = (N_1 - N_2) \sigma(v) \quad (2.13)$$

onde:

$N_1 = N_2 \exp((E_2 - E_1)/k_B T)$, relação de Boltzman

k_B - constante de Boltzmann

T é a temperatura absoluta

γ maior que zero indica que a intensidade da radiação externa será atenuada ao passar pelo meio ativo.

γ menor que zero indica que o meio apresenta ganho (amplificação) para a radiação externa que o atravessa.

Para entender o mecanismo de bombeamento de um meio ativo, considera-se um sistema de 2 níveis, como o apresentado na Figura 2.2.

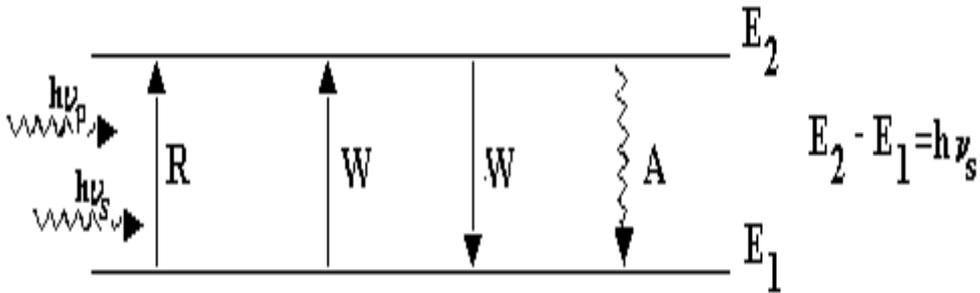


Figura 2.2 – Sistema de 2 níveis atravessado por duas ondas eletromagnéticas externas de intensidades I_s e I_p , estimulando taxas de transferência de energia R e W entre os níveis 1 e 2.

Esse sistema é atravessado por duas radiações externas, com frequências ν_s e ν_p , com intensidades I_s e I_p , tal que $\nu_p > \nu_s$. As radiações nas frequências ν_p e ν_s serão denominadas de bombeamento (*pump*) e sinal, respectivamente.

Na Figura 2.2, tem-se: W , taxa de absorção/emissão estimulada na frequência do sinal; A , emissão espontânea; R , taxa de absorção estimulada na frequência do bombeamento.

Usando as Equações (2.4) e (2.12), tem-se as taxas W e R como:

$$\begin{cases} W(\nu_s) = \frac{\sigma(\nu_s)}{h\nu_s} I_s \\ R(\nu_p) = \frac{\sigma(\nu_p)}{h\nu_p} I_p \end{cases} \quad (2.14)$$

Das taxas nas Equações (2.14) tem-se as equações de taxa para o sistema da Figura 2.2, como:

$$\begin{cases} \frac{d\bar{N}_1}{dt} = -\bar{N}_1 R + \bar{N}_2 W - \bar{N}_1 W + \bar{N}_2 A \\ \frac{d\bar{N}_2}{dt} = +\bar{N}_1 R - \bar{N}_2 W + \bar{N}_1 W - \bar{N}_2 A \end{cases} \quad (2.15)$$

nas quais \bar{N}_1 e \bar{N}_2 são as densidades volumétricas normalizadas de átomos nos níveis 1 e 2, respectivamente, de tal forma que:

$$\bar{N}_1 + \bar{N}_2 = 1 \quad (2.16)$$

Quanto aos sinais: (+) são contribuições para aquele nível; (-) para o caso contrário.

Com a condição de estado estacionário $\left(\frac{d}{dt}\right)=0$ nas equações (2.15), e na equação (2.16) tem-se:

$$\begin{cases} \bar{N}_1 = \frac{W + A}{R + 2W + A} \\ \bar{N}_2 = \frac{R + W}{R + 2W + A} \end{cases} \quad (2.17)$$

Analisando o conjunto de Equações (2.17), observa-se que na ausência de bombeamento ($I_p=0$ implica $R=0$), tem-se $\bar{N}_1 > \bar{N}_2$. Nessa situação, conforme apontado em (2.13), o meio ativo absorve a intensidade I_s do sinal.

Quando o bombeamento é ativado ($I_p \neq 0$ implica $R \neq 0$), e ainda fazendo $R \gg W$, nota-se que $\bar{N}_2 \cong 1$ e $\bar{N}_1 \cong 0$. Esta condição caracteriza um estado de população invertida e, nessa situação, conforme a Equação (2.13), o meio ativo amplifica a intensidade I_s do sinal.

2.2 - Processos de conversão ascendente.

Todos os processos de conversão ascendente são caracterizados pela absorção de fótons e a subsequente transferência dessa energia. Em geral, pode-se identificar três processos principais: absorção seqüencial de dois fótons (ESA-*Excited State Absorption*); conversão ascendente cooperativa; e conversão ascendente por relaxação cruzada [11]-[13].

2.2.1 - Absorção seqüencial de dois fótons (ESA).

Considerando-se um sistema de três níveis, como o da Figura 2.3, o nível energético 3 é alcançado por um íon pela absorção seqüencial de dois fótons. O primeiro fóton é absorvido por um íon do nível 1, que eleva sua energia para o nível 2' e relaxa para um nível intermediário 2 (tempo de vida mais longo que em 2'), emitindo um fônon. Um outro fóton eleva a energia deste íon para o nível 3', que relaxa não radiativamente para o nível 3. Do nível 3, o íon perde energia emitindo um fóton ou um fônon, caindo novamente para o nível 1. Percebe-se que o efeito de ESA é fundamentalmente dependente do comprimento de onda. Em razão disto, é possível tratar a absorção devido à ESA usando uma seção de choque $\sigma_{ESA}(\omega)$, conforme estudo mais detalhado [11].

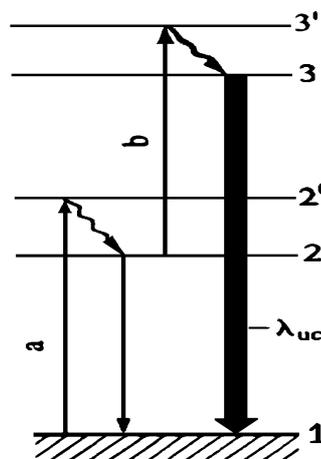


Figura 2.3 – Processo de conversão ascendente por absorção de dois fótons seqüenciais. As populações dos níveis 2' e 3' decaem rapidamente para os níveis 2 e 3. As setas de 2'→2 e 3→3' indicam transições não radiativas, ao passo que a seta mais encorpada indica que pode ser uma transição radiativa.

2.2.2 - Conversão ascendente cooperativa.

A presença de um nível energético intermediário é importante para o processo de transferência de energia por conversão ascendente cooperativa. A Figura 2.4 ilustra o processo:

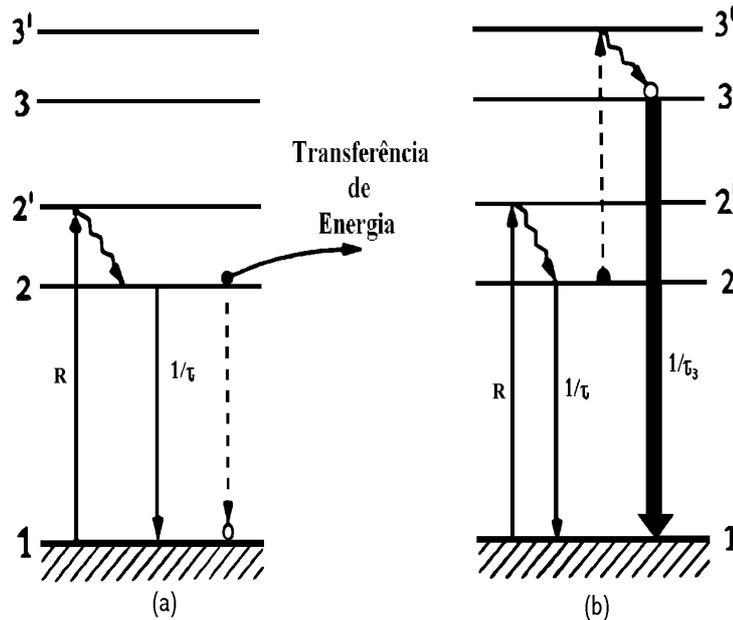


Figura 2.4 – Esquema do processo de transferência de energia por conversão ascendente cooperativa. Os “íons” passam do esquema (a) para (b), doadores e aceptadores de energia, respectivamente.

O processo é iniciado com dois íons energizados no nível 2. Por um processo de bombeamento, os dois íons foram energizados para o nível 2' e, por relaxação, alcançaram o nível meta-estável 2. Estes íons podem decair para o nível 1 liberando 2 fótons, ou podem ser removidos desse nível por conversão ascendente cooperativa, nesse caso sem liberação de energia. Nesse último caso, o íon doador do esquema (a) transfere sua energia para o íon aceitador do esquema (b). Esse processo de transferência de energia de (a)→(b) está indicado na Figura 2.4. No caso do íon aceitador, o estado energético após a transferência cooperativa é o 3' que, após rápida relaxação, cai para o estado 3. Deste estado o íon pode, novamente, relaxar para os níveis inferiores por meio de processos radiativos ou não radiativos.

2.3 - Modelo numérico.

O modelo numérico usado neste trabalho é o Modelo Espacial, que se baseia na solução das equações de propagação usando as soluções dos campos eletromagnéticos envolvidos e as taxas de distribuição dos íons de érbio, conforme desenvolvido por Di Pasquale & Zoboli [4].

As equações de propagação [1], [11] descrevem a evolução da potência dos campos eletromagnéticos envolvidos no amplificador óptico e são escritas conforme detalhes em [4]:

$$\frac{dP_{p\pm}(z)}{dz} = \mp \gamma_p(z) P_{p\pm}(z) \quad (2.18)$$

$$\frac{dP_s^i(z, \nu_s^i)}{dz} = [\gamma_{21}(z, \nu_s^i) - \gamma_{12}(z, \nu_s^i)] P_s^i(z, \nu_s^i), \quad i=1, \dots, N \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_{ASE\pm}^j(z, \nu_j)}{dz} = & \pm [\gamma_{21}(z, \nu_j) - \gamma_{12}(z, \nu_j)] P_{ASE\pm}^j(z, \nu_j) + \\ & \pm m h \nu_j \Delta \nu_j \gamma_{21}(z, \nu_j) \end{aligned} \quad j=1, \dots, M \quad (2.20)$$

que formam um sistema de $2M+N+2$ equações acopladas, e que devem ser resolvidas com as condições de contorno:

$$P_{p+}(0) = P_{p0}, \quad P_{p-}(L) = P_{pL} \quad (2.21)$$

$$P_s^i(0, \nu_s^i) = P_{s0}(\nu_s^i) \quad (i=1, \dots, N) \quad (2.22)$$

$$P_{ASE+}(0, \nu_j) = P_{ASE-}(L, \nu_j) = 0 \quad (j=1, \dots, M) \quad (2.23)$$

onde:

L é o comprimento do dispositivo amplificador;

P_s^i e $P_{p\pm}$, e $P_{ASE\pm}^j$ são as distribuições longitudinais (na direção de propagação) das potências dos sinais do bombeamento co e contrapropagante, e da ASE (*Amplified Spontaneous Emission*), respectivamente, que serão chamadas simplesmente de “distribuições de potência”.

O índice “i” em P_s^i é referido ao i-ésimo sinal, centrado na frequência ν_s^i , de um total de N, que podem propagar-se simultaneamente dentro do amplificador como em sistemas WDM (*Wavelength Division Multiplexing*). O espectro da $ASE\pm$ é discretizado em M intervalos com largura espectral $\Delta\nu_j$, centrados nas frequências ν_j , de tal forma que, na Equação (2.20), $P_{ASE\pm}^j$ refere-se ao j-ésimo componente espectral da $ASE\pm$.

Ainda, na Equação (2.20), tem-se que:

m - número total de modos presentes no guia de onda

h - constante de Planck

Nas Equações (2.18) a (2.20), os *coeficientes de ganho* γ_p , γ_{12} e γ_{21} são dados por:

$$\gamma_p(z) = \iint_A \Psi_p(x, y) [\sigma_{a13} \bar{N}_1(x, y, z) + \sigma_{e31} \bar{N}_3(x, y, z) - \sigma_{ep21} \bar{N}_2(x, y, z)] dx dy \quad (2.24)$$

$$\gamma_{12}(z, \nu_i) = \iint_A \Psi_s(x, y) \sigma_{a12} \bar{N}_1(x, y, z) dx dy \quad (2.25)$$

$$\gamma_{21}(z, \nu_i) = \iint_A \Psi_s(x, y) \sigma_{e21} \bar{N}_2(x, y, z) dx dy \quad (2.26)$$

nas quais \bar{N}_1 , \bar{N}_2 e \bar{N}_3 são as populações dos níveis principais estável, meta-estável e do nível de bombeamento, respectivamente. Tem-se, ainda, que σ_{a13} , σ_{e31} , σ_{a12} e σ_{e21} são as seções de choque de absorção (a) e emissão (e) nas frequências do sinal e bombeamento (2.33). Quando o amplificador é bombeado em 0,980 μm , o nível 3

corresponde ao nível principal ${}^4I_{11/2}$ do *Stark Split* [11]. Quando o amplificador é bombeado no comprimento de onda de 1,480 μm , o nível de bombeamento confunde-se com o principal ${}^4I_{13/2}$. Assim, tem-se: $\sigma_{ep21}=0$ ou $\sigma_{ep21}=\sigma_{e31}$, quando o amplificador é bombeado em 0,980 μm ou 1,480 μm , respectivamente. As Equações (2.24) a (2.26), $\Psi_s(x,y)$ e $\Psi_p(x,y)$ são as densidades de potência normalizadas obtidas da análise modal do guia com o qual o dispositivo é construído, de tal forma que as intensidades de potência do sinal, do bombeamento e da ASE \pm possam ser escritas como [13].

$$I_s(x, y, z) = \Psi_s(x, y)P_s(z) \quad (2.27)$$

$$I_p(x, y, z) = \Psi_p(x, y)P_p(z) \quad (2.28)$$

$$I_{ASE\pm}^j(x, y, z) = \Psi_s(x, y)P_{ASE\pm}^j(z) \quad (2.29)$$

nas quais percebe-se que foi usada a mesma densidade de potência normalizada para a ASE e para o sinal, uma vez que a diferença entre os comprimentos de onda centrais dos M intervalos usados para discretizar a ASE e o do sinal são relativamente pequenos, podendo-se considerar que $\Psi_{ASE}^j \approx \Psi_s^j$.

2.3.1 - Equações de taxa.

As populações \bar{N}_1 , \bar{N}_2 e \bar{N}_3 , em (2.24) a (2.26), são soluções das equações de taxa para os sistemas energéticos das Figuras 2.6 ou 2.7, quando considera-se o bombeamento em 0,980 μm ou 1,480 μm , respectivamente [13].

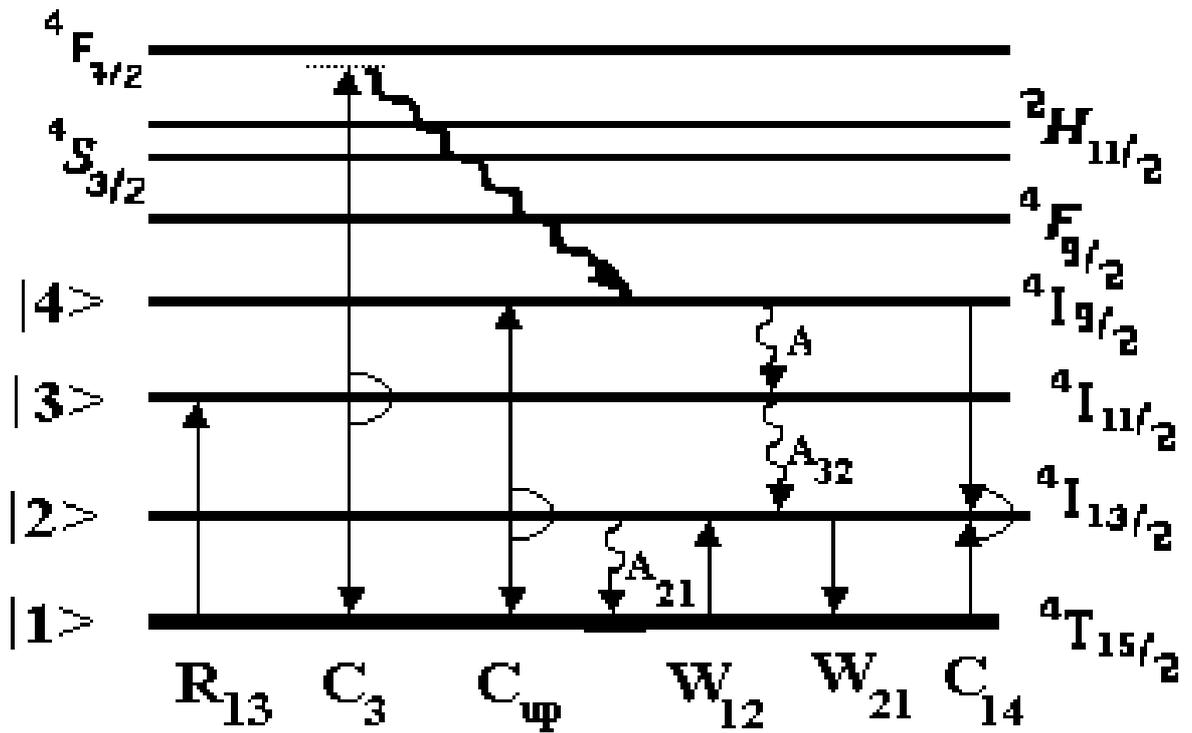


Figura 2.6 – Sistema em que são considerados quatro níveis de energia em razão da dopagem com érbio e bombeamento no comprimento de $0,980 \mu\text{m}$. R_{13} , W_{12} e W_{21} são as taxas estimuladas; A_{43} e A_{32} são as taxas não radiativas entre os níveis $4 \rightarrow 3$ e $3 \rightarrow 2$, respectivamente; A_{21} é a taxa de fluorescência; e C_{up} , C_3 e C_{14} são os coeficientes de conversão ascendente e de relaxação cruzada.

Na Figura 2.6 considera-se os níveis de energia ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{9/2}$ de um meio dopado com érbio, bombeado em $0,980 \mu\text{m}$, cujas populações são \bar{N}_i ($i = 1, \dots, 4$), respectivamente. Tem-se que R_{13} é a taxa de bombeamento e W_{12} e W_{21} são as taxas de absorção e emissão estimuladas na frequência do sinal. As taxas não radiativas entre os níveis $4 \rightarrow 3$ e $3 \rightarrow 2$ são representadas por A_{43} e A_{32} , sendo A_{21} a taxa de fluorescência. C_{up} e C_3 são os coeficientes de conversão ascendente cooperativa dos níveis 2 e 3, e C_{14} é o coeficiente de relaxação cruzada entre os níveis 4 e 1. É considera-se que a conversão ascendente cooperativa que ocorre no nível 3 não atinge o nível ${}^4F_{7/2}$ e relaxa muito rapidamente para o nível 4 (${}^4I_{9/2}$). O sistema de equações de taxa, para o sistema da Figura 2.6, é dado por:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{N}_1}{\partial t} &= -W_{12} \bar{N}_1 - R_{13} \bar{N}_1 + A_{21} \bar{N}_2 + W_{21} \bar{N} \\
&\quad + C_{up} \bar{N}_2^2 - C_{14} \bar{N}_1 \bar{N}_4 + C_3 \bar{N}_3^2 \\
\frac{\partial \bar{N}_2}{\partial t} &= W_{12} \bar{N}_1 - A_{21} \bar{N}_2 - W_{21} \bar{N}_2 + A_{32} \bar{N}_3 \\
&\quad - 2C_{up} \bar{N}_2^2 + 2C_{14} \bar{N}_1 \bar{N}_4 \\
\frac{\partial \bar{N}_3}{\partial t} &= R_{13} \bar{N}_1 - A_{32} \bar{N}_3 + A_{43} \bar{N}_4 - 2C_3 \bar{N}_3^2 \\
\frac{\partial \bar{N}_4}{\partial t} &= C_{up} \bar{N}_2^2 - C_{14} \bar{N}_1 \bar{N}_4 - A_{43} \bar{N}_4 + C_3 \bar{N}_3^2
\end{aligned} \tag{2.30}$$

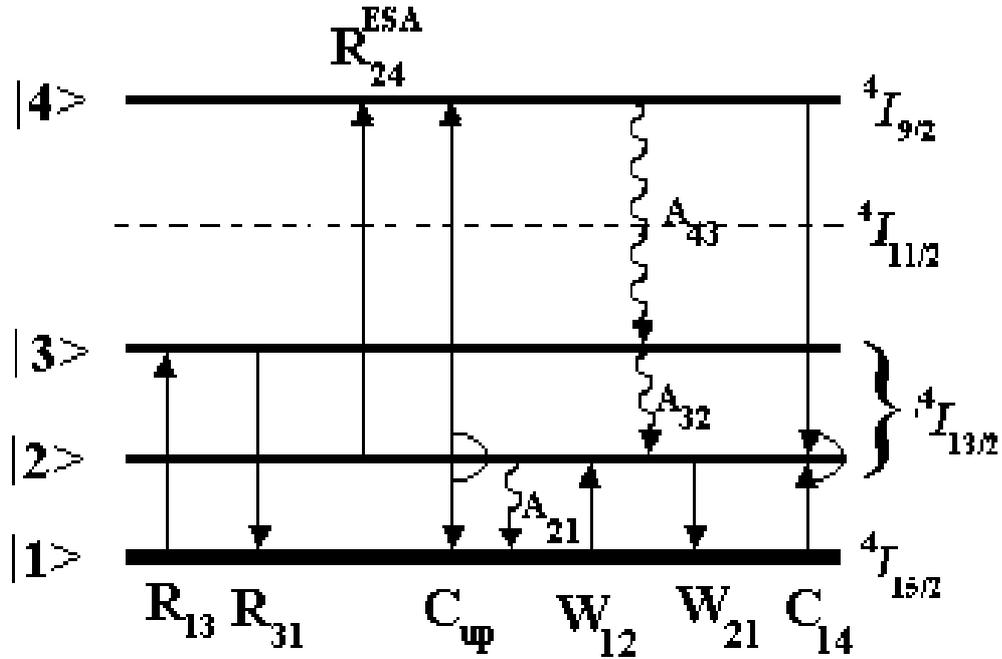


Figura 2.7 – Sistema em que são considerados quatro níveis de energia em razão da dopagem com érbio e bombeamento no comprimento de onda de 1,480 μm . R_{13} , R_{31} , W_{12} e W_{21} são as taxas estimuladas na frequência do bombeamento (R) e sinal (W). A_{43} e A_{32} são as taxas não radiativas entre os níveis 4 \rightarrow 3 e 3 \rightarrow 2, respectivamente, A_{21} é a taxa de fluorescência e C_{up} e C_{14} são os coeficientes de conversão ascendente e de relaxação cruzada. R_{24}^{ESA} é a taxa de ESA do nível 2 para o nível 4.

A Figura 2.7 apresenta o sistema de níveis energéticos a ser considerado quando o bombeamento é no comprimento de onda de 1,480 μm , assim como a numeração dos níveis. Nesse caso, o nível de energia do bombeamento pertence ao nível principal 2 ($4I_{13/2}$). Porém, considerando as transições não radiativas dentro do nível $4I_{13/2}$, chama-se

o nível de bombeamento de “nível 3”, que não deve ser confundido com o nível ${}^4I_{11/2}$, quando o sistema é bombeado em 0,980 μm . Além disso, não podem ser desprezados os efeitos de ESA. A taxa não radiativa A_{43} engloba as taxas não radiativas dentre os níveis ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ e ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, de tal forma que é desconsiderado o nível ${}^4I_{11/2}$. Nesse caso, o sistema de equações de taxa passa a ser escrito como:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial N_1}{\partial t} &= -W_{12}N_1 - R_{13}N_1 + R_{31}N_3 + A_{21}N_2 + W_{21}N_2 + C_{\text{up}}N_2^2 - C_{14}N_1N_4 \\
\frac{\partial N_2}{\partial t} &= W_{12}N_1 - A_{21}N_2 - W_{21}N_2 + A_{32}N_3 - 2C_{\text{up}}N_2^2 + 2C_{14}N_1N_4 - R_{24}^{\text{ESA}}N_2 \\
\frac{\partial N_3}{\partial t} &= R_{13}N_1 - R_{31}N_3 - A_{32}N_3 + A_{43}N_4 \\
\frac{\partial N_4}{\partial t} &= C_{\text{up}}N_2^2 - C_{14}N_1N_4 - A_{43}N_4 + R_{24}^{\text{ESA}}N_2
\end{aligned}
\tag{2.31}$$

Nas quais R_{13} , R_{31} , W_{12} e W_{21} são as taxas estimuladas na freqüência do bombeamento (R) e sinal (W), A_{43} e A_{32} são as taxas não radiativas entre os níveis 4 \rightarrow 3 e 3 \rightarrow 2, respectivamente, A_{21} é a taxa de fluorescência e C_{up} e C_{14} são os coeficientes de conversão ascendente e de relaxação cruzada. R_{24}^{ESA} é a taxa de ESA do nível 2 para o nível 4.

No estado estacionário, as soluções das equações de taxa (2.30) e (2.31) são encontradas anulando-se o lado esquerdo dessas equações e aplicando-se a lei de conservação $N_T(x,y,z,\omega) = \bar{N}_1(x,y,z,\omega) + \bar{N}_2(x,y,z,\omega) + \bar{N}_3(x,y,z,\omega) + \bar{N}_4(x,y,z,\omega)$, na qual N_T é a densidade total de íons de érbio. O sistema de equações (2.30) e (2.31) é não-linear, devido à presença dos termos cruzados $\bar{N}_1\bar{N}_4$, e deve ser resolvido numericamente. As taxas estimuladas W_{ij} e R_{ij} são escritas como:

$$\begin{aligned}
W_{12}(x, y, z, v_s) &= \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{a12}^i(v_s^i)}{h v_s^i} I_s^i(x, y, z, v_s^i) + \\
&+ \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{a12}^j(v^j)}{h v^j} (I_{ASE+}^j(x, y, z, v^j) + I_{ASE-}^j(x, y, z, v^j)) \\
W_{21}(x, y, z, v_s, v_p) &= \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{e21}^i(v_s^i)}{h v_s^i} I_s^i(x, y, z, v_s^i) + \frac{\sigma_{ep21}(v_p)}{h v_p} (I_p^+(x, y, z, v_p) + I_p^-(x, y, z, v_p)) + \\
&+ \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{e21}^j(v^j)}{h v^j} (I_{ASE+}^j(x, y, z, v^j) + I_{ASE-}^j(x, y, z, v^j)) \\
R_{13}(x, y, z, v_p) &= \frac{\sigma_{a13}(v_p)}{h v_p} (I_{p+}(x, y, z, v_p) + I_{p-}(x, y, z, v_p)) \quad (2.32) \\
R_{31}(x, y, z, v_p) &= \frac{\sigma_{e31}(v_p)}{h v_p} (I_{p+}(x, y, z, v_p) + I_{p-}(x, y, z, v_p)) \\
R_{24}^{ESA}(x, y, z, v_s, v_p) &= \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{a24}^i(v_s^i)}{h v_s^i} I_s^i(x, y, z, v_s^i) + \frac{\sigma_{a24}^p(v_p)}{h v_p} (I_p^+(x, y, z, v_p) + I_p^-(x, y, z, v_p)) + \\
&+ \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{a24}^j(v^j)}{h v^j} (I_{ASE+}^j(x, y, z, v^j) + I_{ASE-}^j(x, y, z, v^j))
\end{aligned}$$

nas quais $R_{24}^{ESA} = 0$ quando o comprimento de onda do bombeamento é $0,980 \mu\text{m}$. Nas equações (2.32), pode-se supor a propagação de N sinais com frequências v^i com intensidades I_s^i , nas quais $I_{p+/-}$ e $I_{ASE+/-}$ representam a intensidade do bombeamento e da ASE co(+) e contrapropagante(-), respectivamente. O uso dos coeficientes de conversão ascendente em (2.30) e (2.31) permite a modelagem adequada de dispositivos dopados com altas concentrações de érbio. Em geral, para concentrações da ordem de 100 ppm ($\approx 10^{24} \text{ íons/m}^3$), esses efeitos não são importantes. Porém, as aplicações atuais de dispositivos amplificadores ópticos demandam concentrações maiores que 1000 ppm quando, então, tais efeitos não podem ser desprezados.

Por outro lado, as seções de choque $\sigma_a(\omega)$ e $\sigma_e(\omega)$, específicas para um determinado meio, podem ser obtidas experimentalmente tomando-se por base medidas de absorção e emissão espontânea. Alternativamente, para fins de simulação, as seções de choque típicas podem ser obtidas na literatura [13]. Tem-se $\sigma_a(\omega)$ e $\sigma_e(\omega)$ como um somatório de n_a/n_e lorentzianas \mathcal{L} , centradas em ω_a/ω_e , de largura espectral $\Delta\omega_a/\Delta\omega_e$, e amplitude a_a/a_e , tal que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_a(\omega) = \sigma_a^{peak} \sum_{i=1}^{n_a} a_a^i \mathcal{L}_a^i = \sigma_a^{peak} \sum_{i=1}^{n_a} a_a^i \left(1 + 4 \left(\frac{\omega_a^i - \omega}{\Delta\omega_a^i} \right)^{-2} \right) \\ \sigma_e(\omega) = \sigma_e^{peak} \sum_{i=1}^{n_e} a_e^i \mathcal{L}_e^i = \sigma_e^{peak} \sum_{i=1}^{n_e} a_e^i \left(1 + 4 \left(\frac{\omega_e^i - \omega}{\Delta\omega_e^i} \right)^{-2} \right) \end{array} \right. \quad (2.33)$$

nas quais σ_a^{peak} e σ_e^{peak} são os valores de pico de $\sigma_a(\omega)$ e $\sigma_e(\omega)$, respectivamente.

Para obter as curvas de seção de choque de absorção, $\sigma_a(\lambda)$, e emissão, $\sigma_e(\lambda)$, pode-se usar as equações (2.33).

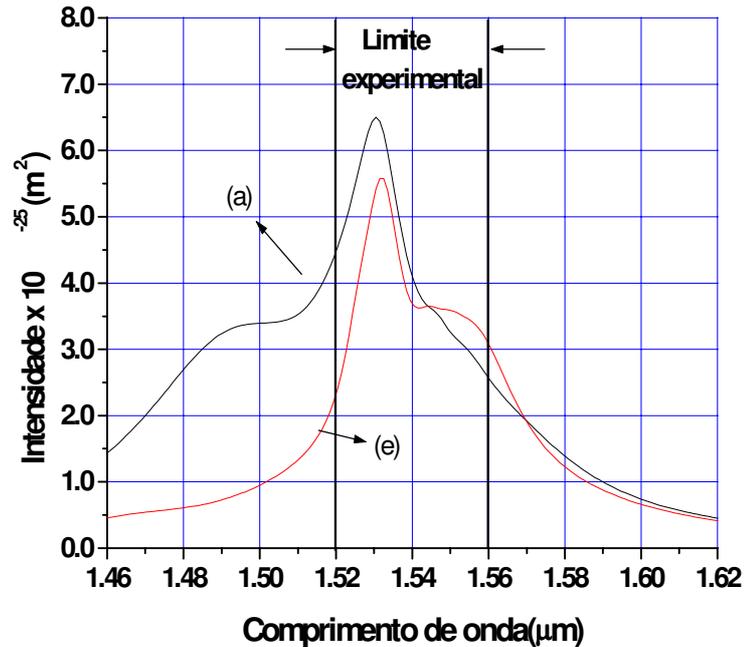


Figura 2.8 – Seções de choque de absorção (a) e emissão (e).

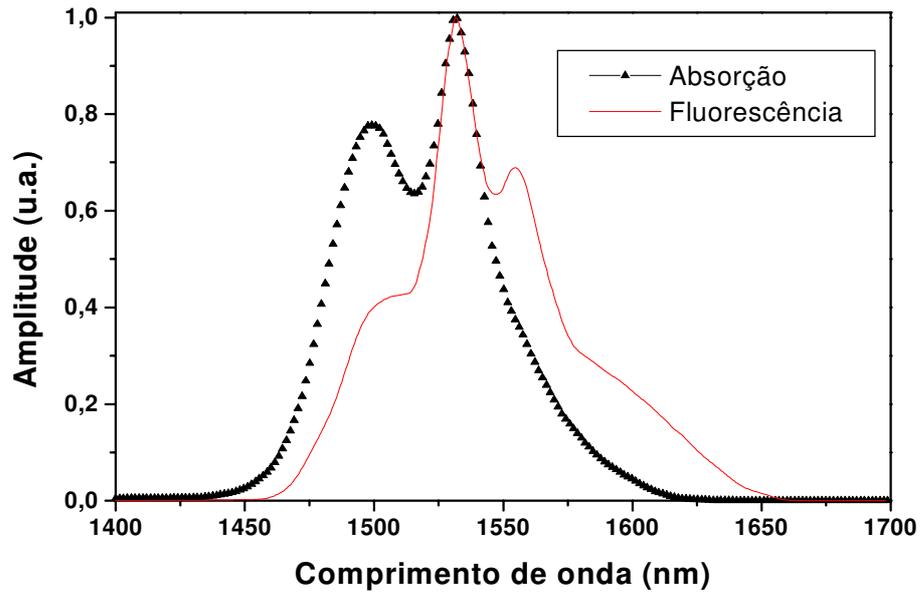


Figura 2.9 – Formas das linhas de absorção e fluorescência típicas do telureto dopado com érbio.

Nas simulações foram usadas as seções de choque dadas pelas equações (2.33) com $n_a = 7$ e com $n_e = 8$, os parâmetros da Tabela 2.1 para calcular ω_a/ω_e , e a largura espectral $\Delta\omega_a/\Delta\omega_e$, conforme as expressões [13]:

$$\omega_i^{a/e} = \frac{2\pi c_0}{\lambda_i^{a/e}} \quad \text{e} \quad \Delta\omega_i^{a/e} = \frac{2\pi\Delta\lambda_i^{a/e}}{(\lambda_i^{a/e})^2} \quad (2.34)$$

Absorção			Emissão		
λ_i^a (nm)	$\Delta\lambda_i^a$ (nm)	a_i^a	λ_i^e (nm)	$\Delta\lambda_i^e$ (nm)	a_i^e
1479	36.0	0.22	1471	42.5	0.02
1497	36.5	0.25	1499	36.3	0.16
1515	35.5	0.22	1520	19.8	0.23
1531	18.0	0.72	1529	11.7	0.59
1544	16.0	0.17	1544	30.7	0.37
1555	18.5	0.21	1559	26.7	0.32
1567	18.0	0.04	1579	22.1	0.04
-	-	-	1598	41.6	0.08

Tabela 2.1 – Parâmetros usados para escrever as seções de choque para os dispositivos simulados [13].

2.4 - Rotina numérica.

O sistema a resolver está constituído de $2M+N+2$ equações acopladas, integro-diferenciais e não lineares, formado por (2.18) a (2.20), juntamente com as condições de contorno dadas por (2.21) a (2.23). Ele é resolvido numericamente usando-se um procedimento iterativo com o algoritmo de Runge-Kutta, em que os sinais copropagantes são integrados na direção $z=0 \rightarrow L$, Figura 2.10, e os contrapropagantes são integrados na direção $z=L \rightarrow 0$, Figura 2.11.

Esse processo é repetido iterativamente até que as distribuições de potência de todos os sinais envolvidos converjam ao longo de todo o dispositivo.

Esse processo iterativo pode ser representado graficamente pela Figura 2.10, na direção para frente e, como na Figura 2.11, na direção contrária. Como na literatura que trata desse Modelo Espacial, o termo *Forward integration* é usado para expressar a integração na direção $z=0 \rightarrow L$, e o termo *Backward integration*, para expressar a integração na direção $z=L \rightarrow 0$. Alternativamente, o procedimento iterativo pode ser representado pelo fluxograma da Figura 2.12. Inicialmente, e usando um procedimento de análise modal, as densidades de potência normalizadas Ψ_s e Ψ_p são calculadas:

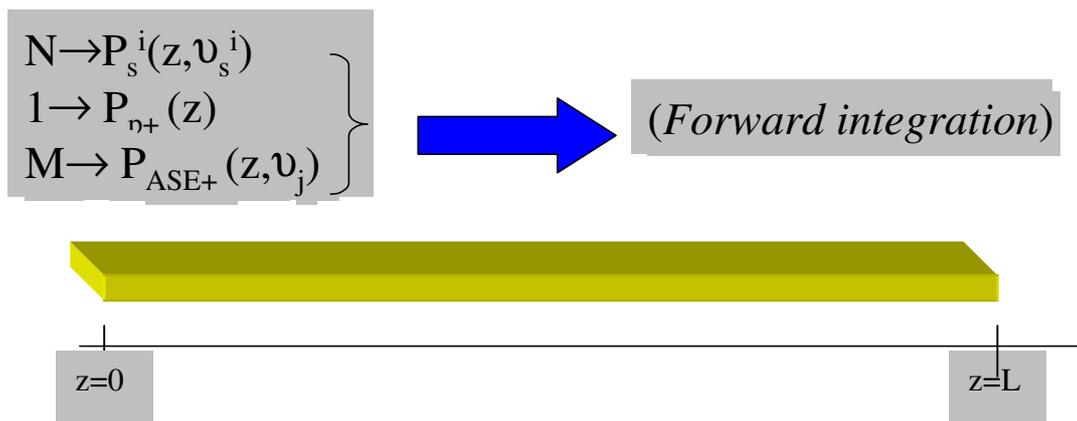


Figura 2.10 – Representação gráfica do procedimento iterativo para a solução do sistema de equações integro-diferenciais acopladas e não-lineares, na direção para frente.

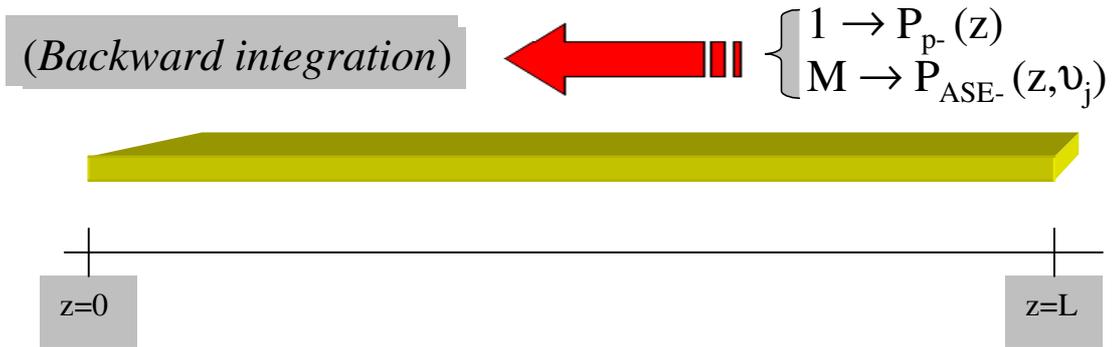


Figura 2.11 – Representação gráfica do procedimento iterativo para a solução do sistema de equações integro-diferenciais acopladas e não-lineares, na direção para trás.

Para $z=0$, usando as condições de contorno dadas pelas equações (2.21) a (2.23) e as equações (2.18) a (2.20), são calculadas as taxas induzidas (2.32). Estas, por sua vez, são usadas para calcular as populações \bar{N}_1 , \bar{N}_2 e \bar{N}_3 , por meio da solução do sistema de equações de taxa (2.30) ou (2.31) conforme o comprimento de onda do bombeamento $0,980 \mu\text{m}$ ou $1,480 \mu\text{m}$, respectivamente. Essas populações são usadas para calcular os coeficientes de ganho por meio das equações (2.24) a (2.26).

Nota-se que as taxas dependem das coordenadas transversais do amplificador e que, portanto, as populações \bar{N}_1 , \bar{N}_2 e \bar{N}_3 devem ser calculadas dentro de cada elemento finito da discretização feita. Os coeficientes de ganho são usados diretamente nas equações de propagação (2.18) a (2.20), que são integradas por meio do algoritmo de Runge-Kutta. As equações de distribuição de potência das M componentes espectrais da ASE+, dos N sinais e do bombeamento copropagante são integradas na direção $z=0 \rightarrow \Delta z$, ignorando as M equações referentes às componentes espectrais da ASE- e do bombeamento contrapropagante. Dessa forma, são obtidos valores aproximados para as distribuições de potência P_s^i , P_{p+} e P_{ASE+} em $z=\Delta z$.

Observa-se que, na primeira integração *forward*, são desprezadas as distribuições de potência P_{p-} e P_{ASE-} que, *a priori*, são desconhecidas. Esse procedimento é repetido até $z=L$.

Um procedimento semelhante é feito para a integração *backward*, de $z=L$ até $z=0$, para o cálculo das M equações referentes às componentes espectrais da ASE- e do bombeamento contrapropagante (P_{p-} e P_{ASE-}). Porém, nessa integração são usadas as distribuições de potência P_s^i , P_{p+} e P_{ASE+} , calculadas na integração *forward* anterior para o cálculo das taxas estimuladas (2.32).

Esse procedimento iterativo, integração *forward* seguido de integração *backward*, é repetido até que a convergência seja obtida. Considera-se obtida a convergência quando as distribuições para P_s^i , $P_{p\pm}$ e $P_{ASE\pm}$, de duas iterações consecutivas, apresentam-se semelhantes dentro de um erro pré-estabelecido.

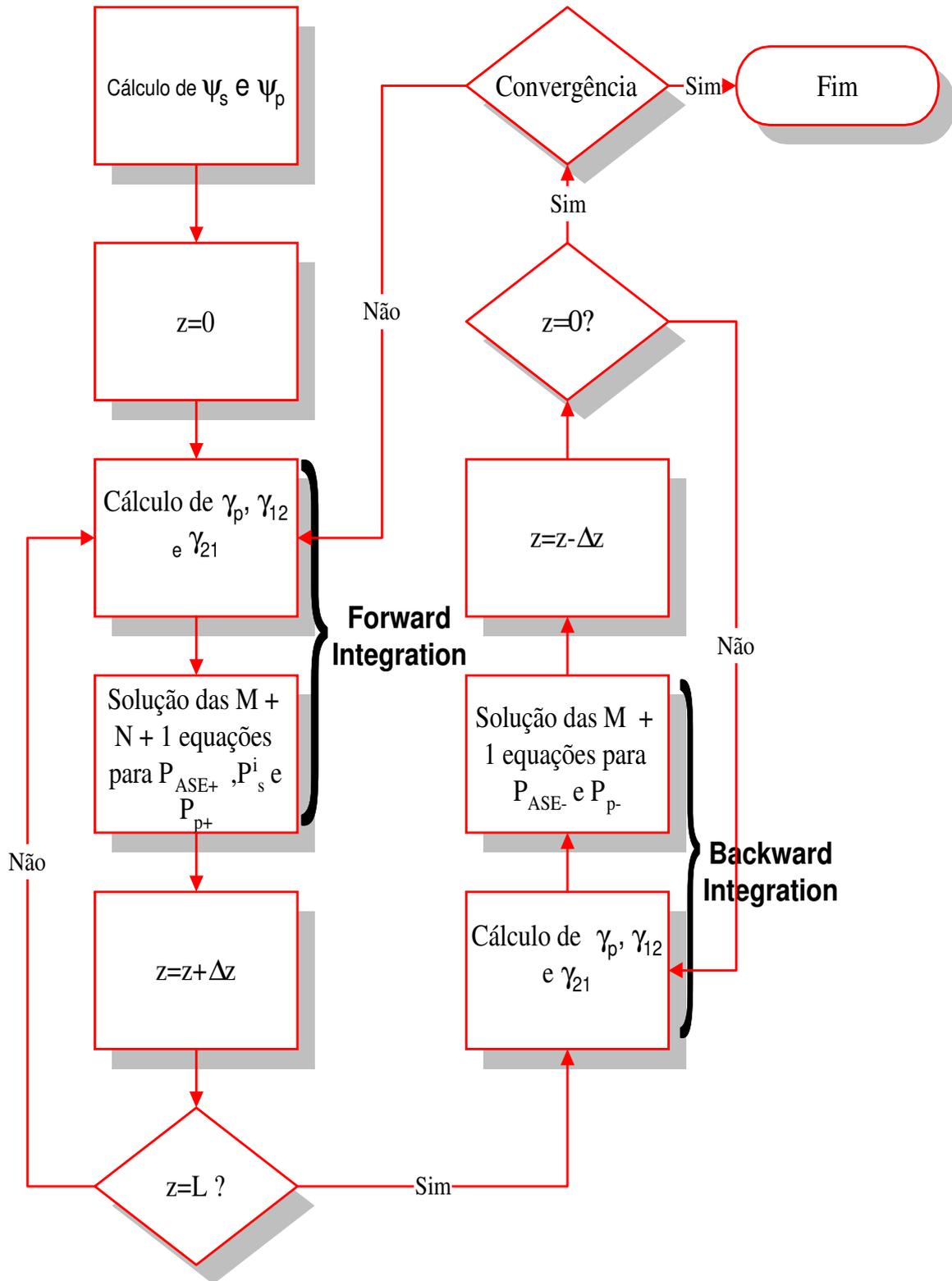


Figura 2.12 – Fluxograma que representa o procedimento iterativo usado para a solução do conjunto de equações de propagação integro-diferenciais não-lineares.

CAPÍTULO 3.

Simulações em guias de onda dopados com érbio.

Neste capítulo, estuda-se as características dos guias ópticos dopados com érbio, à partir dos resultados obtidos das simulações, as quais são montadas sobre uma formulação escalar em coordenadas retangulares usando a técnica dos elementos finitos para a solução modal dos campos e o método Runge Kutta para a solução das equações diferenciais de propagação.

Este capítulo serve de base de comparação com o Capítulo 5, cujos guias de onda são de telureto dopado com érbio, que também serão simulados no presente trabalho. A criação dessa base de comparação é um dos aportes fundamentais da presente dissertação.

3.1 - Guias de onda utilizados.

A Figura 3.1 mostra um guia tipo canal usado para simular dispositivos amplificadores dopados com érbio:

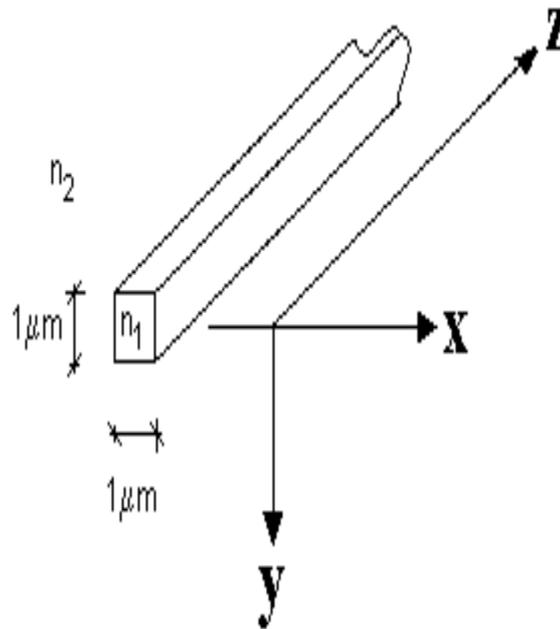


Figura 3.1 – Guia com canal de dimensões de $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ e com $n_1=1,6$, no núcleo, e $n_2=1,51$, na casca.

Para o domínio computacional do guia de onda (Figura 3.1), usou-se uma janela retangular de $30 \times 30 \mu\text{m}$, discretizada em 1636 elementos com 843 nós. O emprego do substrato de SiO_2 possibilita a utilização das curvas de seção de choque, típicas das fibras ópticas dopadas com érbio. A concentração de érbio considerada foi de $N_{\text{Er}} = 1 \times 10^{+26}$ íons/ m^3 , uniformemente distribuída no núcleo. Nas simulações, usou-se dois comprimentos de onda de bombeamento: $0,980 \mu\text{m}$ e $1,480 \mu\text{m}$, na configuração copropagante. Foi considerado o sistema energético da Figura 2. 6, com as equações de taxa (2.31) e as taxas estimuladas dadas pelas equações (2.32). Além disso, considerou-se o valor dos coeficientes de conversão ascendente C_{up} , C_3 , e C_u , típicos de dopagem com érbio. As seções de choque estão apresentadas na Figura 2.8 e usou-se os parâmetros da Tabela 2.1 para o cálculo de valores das seções de choque ao longo do amplificador.

3.2 - Análise dos resultados com bombeamento em 0,980 μm .

Neste item, foram estudados os ganhos do sinal da potência de bombeamento, do comprimento ótimo do guia de onda, da densidade espectral de ruído na saída (*Amplified Spontaneous Emission* - ASE), da Figura de Ruído (*Noise Figure* - NF) e da inversão de portadores, para o conhecimento do comportamento do guia estudado com bombeamento em 0,980 μm . Foram feitas muitas simulações, nas quais foram geradas diversas figuras e muitas curvas, que dão suporte a diversas análises e comparações com outros guias de onda e com outro comprimento de onda de bombeamento. Vale a pena ressaltar, da literatura, o desempenho padrão ou médio de resultados teóricos, vistos em [5], [11] e [16].

3.2.1 - Análise do ganho.

Com o guia de onda definido na Figura 3.1 precisou-se, então, escolher uma potência de bombeamento adequada para o desempenho desse guia de onda.

A Figura 3.2 apresenta as curvas de ganho resultantes das simulações de quatro comprimentos de guias de onda, quando a potência de bombeamento varia entre os valores de 0 até 200 mW. Utilizou-se o comprimento de onda 0,980 μm para o bombeamento copropagante e 1,531 μm para o comprimento de onda do sinal com a potência de 1 μW . A Figura 3.2 apresenta as simulações para vários comprimentos de guia. Os valores analisados são 10, 50, 85 e 100 cm.

Nota-se que para comprimentos curtos do guia, próximos ou inferiores a 10 cm, tem-se valores de ganho muito baixos, não superando o valor de 10 dB. As simulações mostraram que aumentos do comprimento do guia trazem aumentos conseqüentes de ganho. A curva obtida para 50 cm é só um exemplo da conseqüente melhoria que os aumentos de comprimento do guia provocam no ganho. Essa situação é mantida até o comprimento de 100 cm. Na verdade, quando se observa os ganhos dos guias com comprimentos de 85 cm e de 100 cm, nota-se que a diferença no aumento de ganho não é significativa. Estudos de outros parâmetros, também apresentados neste trabalho,

mostram que o comprimento de 85 cm fornece melhor comportamento para o dispositivo.

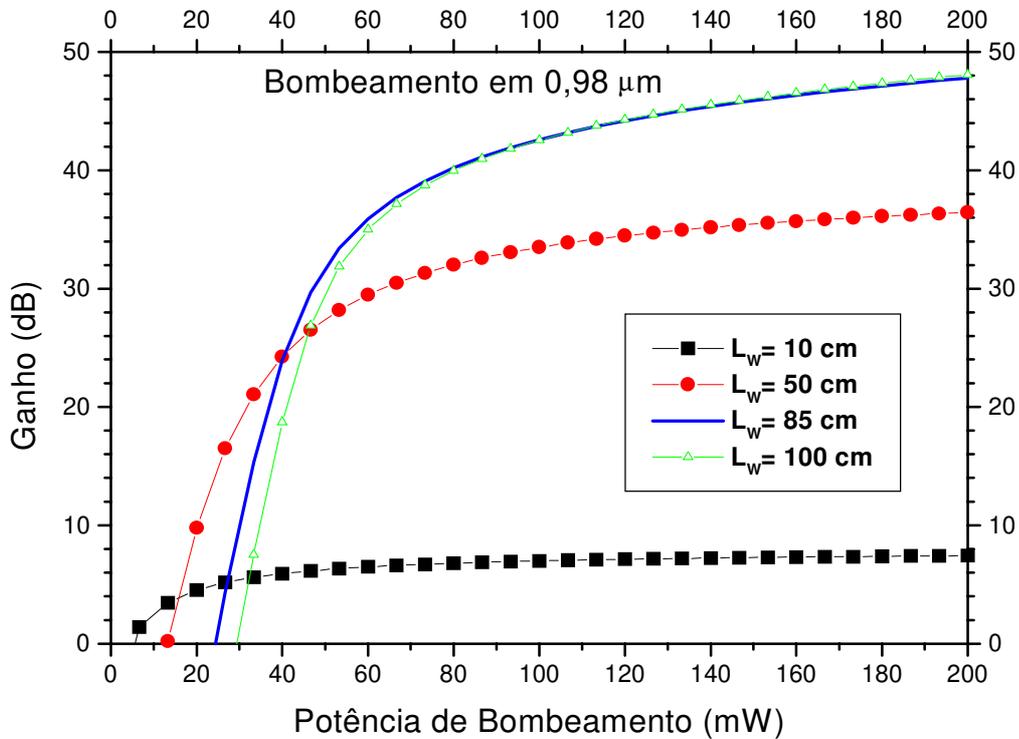


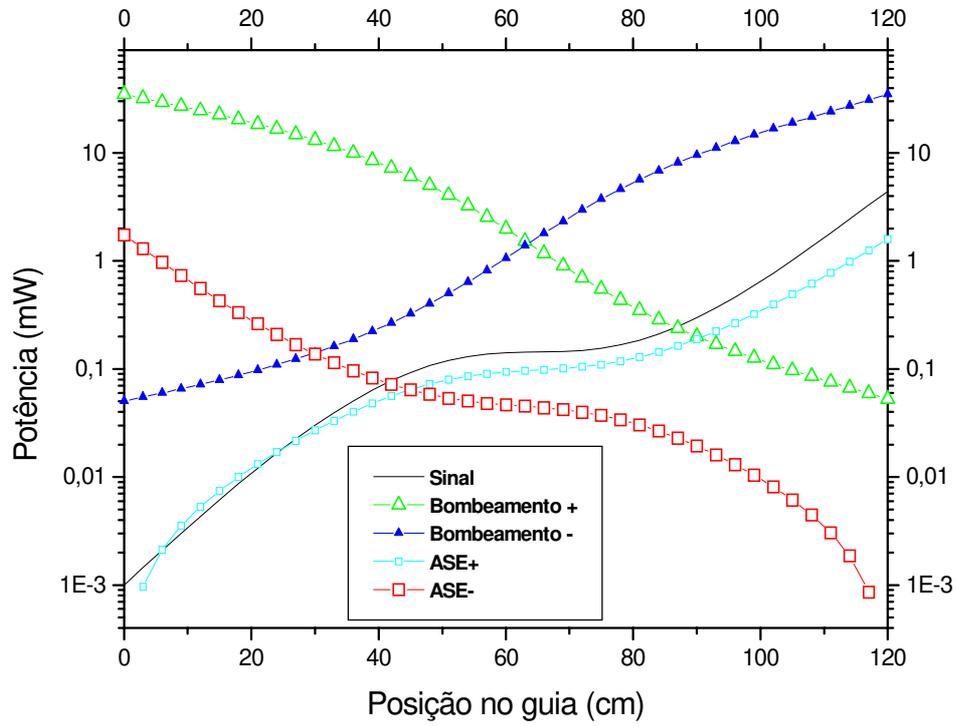
Figura 3.2 - Ganho de potência do sinal em função da potência de bombeamento copropagante. A potência de sinal de entrada é 1 μW com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$. Os comprimentos de guia são: 10, 50, 85 e 100 cm.

Na região abaixo de 40 mW, o dispositivo estudado não opera como amplificador, conforme denotam as curvas, e não se tecerão considerações sobre essa região. No entanto, em qualquer caso, a exploração adequada do dispositivo estudado aponta para uma potência de bombeamento superior a 100 mW, pois é acima desse valor que cada curva começa a fornecer seus máximos valores de ganho. Essa melhoria do ganho por aumento da potência de bombeamento não é ilimitada, como bem mostram as curvas. O comportamento das curvas é conseqüência da limitação da inversão de portadores que, por sua vez, é decorrente da dopagem de érbio, a qual limita a população de íons ativos, limitação esta que não é passível de ser compensada aumentando-se exageradamente a potência de bombeamento. No entanto, a literatura mostra trabalhos com potência de 200 mW ou mais.

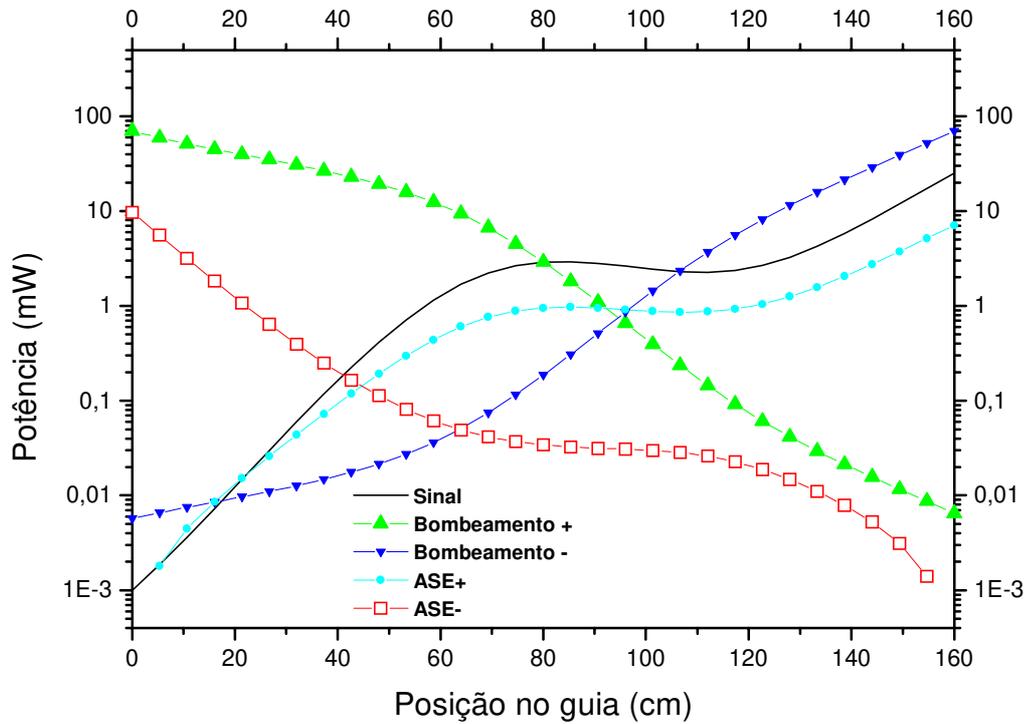
Tendo em conta o acima discutido, referente à potência de bombeamento, são estudados, a seguir, os outros parâmetros do amplificador. Nas simulações foi adotada a potência de bombeamento de 70 mW, valor que, mesmo sendo ligeiramente menor que o valor notável de 100 mW, escolheu-se por ser de potência comumente encontrada em LASER comercial.

Definida a potência de bombeamento em 70 mW, realizou-se as simulações necessárias para determinar o comprimento ótimo para o guia proposto. Como critério, considerou-se o comprimento do guia que forneceu a maior potência na saída do sinal ou, em outras palavras, calculou-se o valor de comprimento do guia que garantiu o melhor aproveitamento dos íons ativos do érbio para a amplificação do sinal.

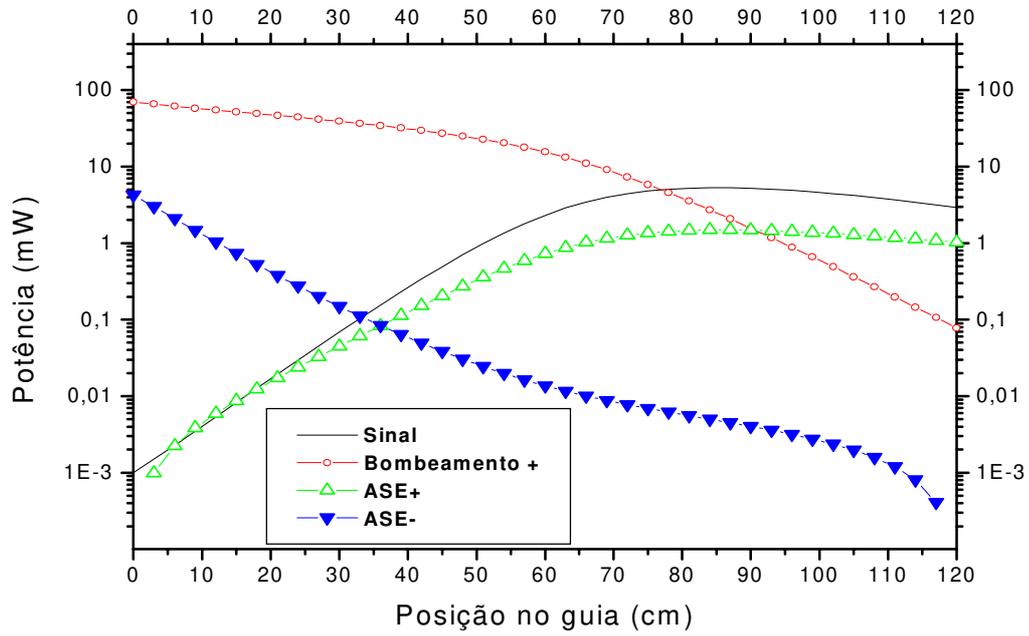
Partindo da experiência das simulações mostradas na Figura 3.2, esperou-se que a faixa de trabalho para o comprimento do guia estivesse na ordem de até 100 cm. No entanto, para encontrar a zona de trabalho ótimo, optou-se pela obtenção do comportamento da potência de saída versus o comprimento do guia até o valor de 160 cm, ou seja, um comprimento ligeiramente maior que o valor de limite prático, segundo o comportamento de ganho. As simulações foram feitas usando a potência de 1 μ W para o sinal, com o comprimento de onda de 1,531 μ m, e são apresentadas na Figura 3.3.



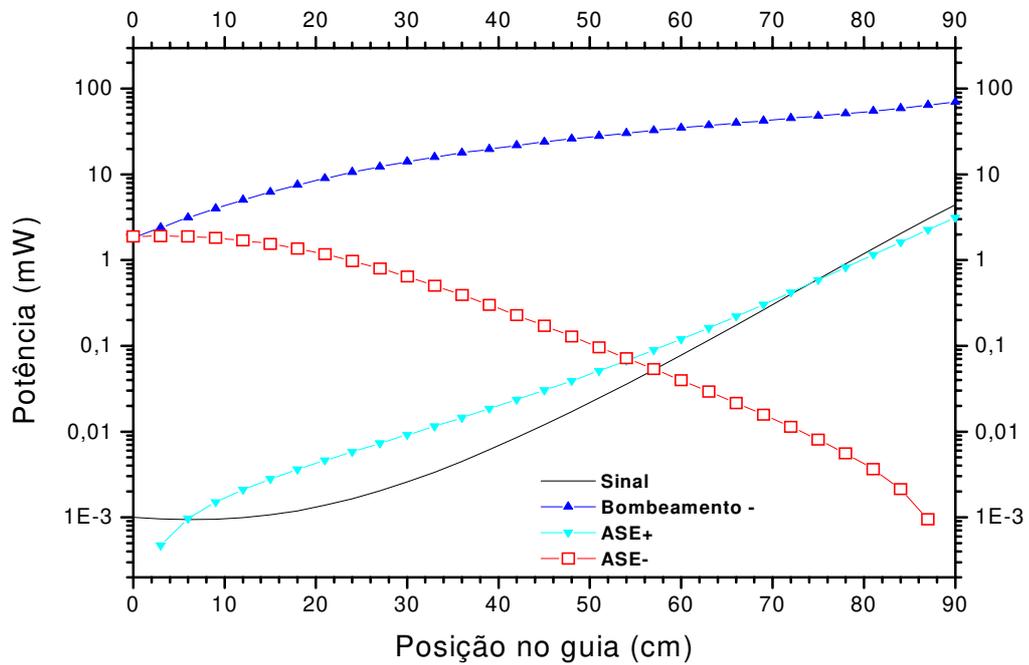
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.3. Os dois quadros (a) e (b) têm bombeamento bidirecional; as potências de bombeamento são 35 mW no quadro (a), e 70 mW no (b). No quadro (c) o bombeamento é contrapropagante, com potência de 70 mW, e no (d) o bombeamento é copropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de 1 μ W na entrada com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$.

Analisando-se as curvas de potência de sinal versus a posição no guia (nos dois primeiros quadros da Figura 3.3), pode-se observar que as mesmas apresentam regiões de ótimo ganho, sendo que 120 cm é um valor ótimo para o comprimento do guia com bombeamento bidirecional. Para as duas outras configurações de bombeamento, 85 cm assume o valor de comprimento ótimo de guia.

Com as mesmas condições de simulação, foi obtido o conjunto de curvas da Figura 3.4, que mostra a inversão da quantidade de portadores ao longo do guia. Nessa figura, a distância entre as curvas correspondentes dá a inversão de portadores entre os níveis energéticos N1 e N2 para dois comprimentos do guia, sendo um de 85 cm e o outro de 120 cm. Nota-se que nos primeiros 20 cm existe um aumento da inversão para, em seguida, começar uma diminuição ao longo do guia.

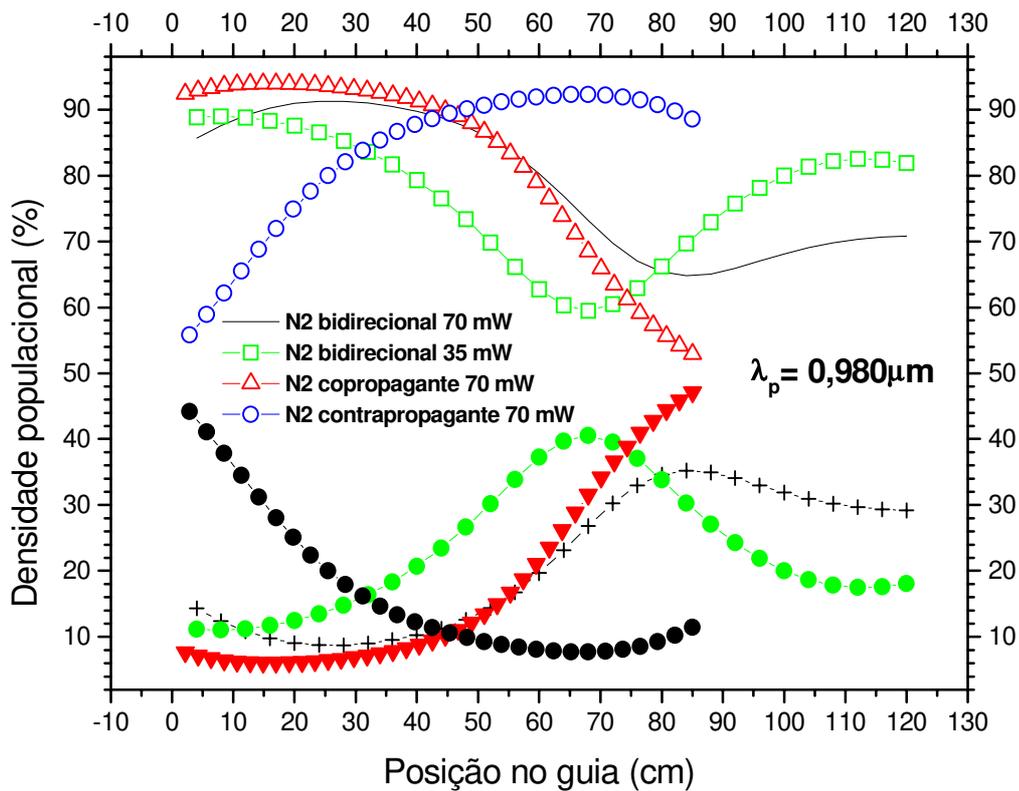


Figura 3.4 – Densidade populacional ao longo de quatro guias de onda, com duas configurações de bombeamento bidirecionais, com potências de 70 e 35 mW; as outras duas, copropagante e contrapropagante, com potência de 70 mW. Todas configurações de bombeamento com $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

O guia de onda com bombeamento copropagante e potência de 70 mW tem, no início, uma forte inversão de portadores superior a 90%, terminando com aproximadamente 54% e ficando com pouca inversão no final. O guia de onda com bombeamento contrapropagante tem o comportamento inverso ao anterior, mas com o mesmo desempenho. Analisando-se os dois guias de onda com bombeamento bidirecional nota-se que o guia de maior potência (70 mW), ao final, tem menor inversão do que o guia com potência de 35 mW. A justificativa desse comportamento é que o de maior potência tem maior aproveitamento da inversão no final do guia.

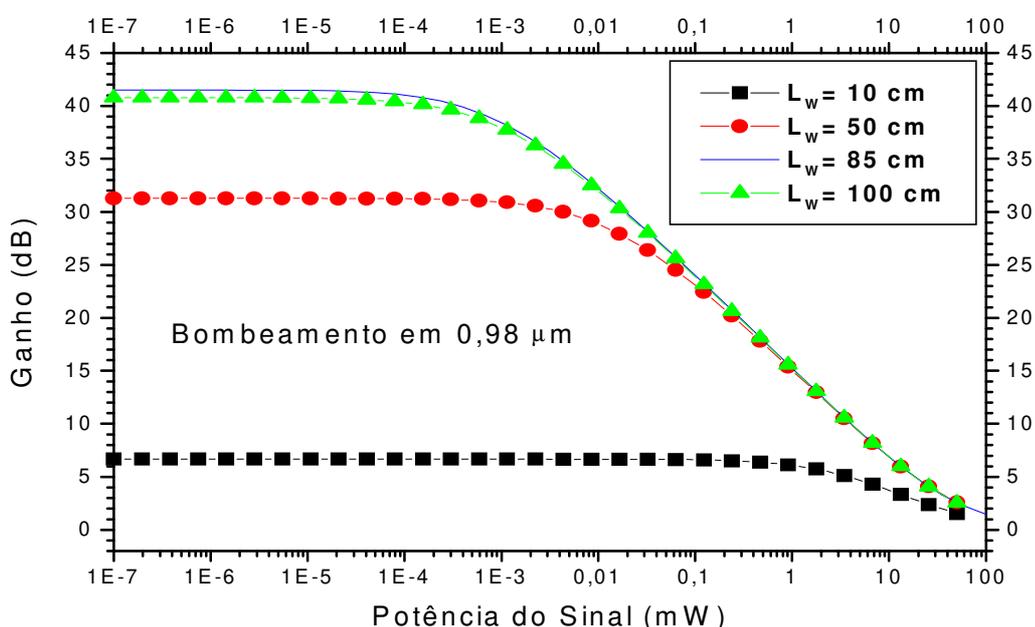


Figura 3.5 – Ganho em função da potência do sinal para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Potência de bombeamento copropagante de 70 mW com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$.

Na Figura 3.5 é apresentada uma varredura de potência do sinal de entrada entre os valores de 100 nW até 100 mW, com o comprimento fixo de onda de $1,531 \mu\text{m}$ para todos os cálculos com a finalidade de estudar o comportamento do ganho versus a potência de entrada. Fez-se o estudo para os quatro comprimentos de onda do guia indicados, mantendo-se o bombeamento em 70 mW.

Pela Figura 3.5 percebe-se, novamente, que o comprimento ótimo para o guia de onda considerado é de 85 cm. Com esse comprimento foi obtido o ganho de 42 dB

apresentando um patamar relativamente pouco inclinado para potências de sinal de até $1 \mu\text{W}$. Quando se traçou uma linha vertical na Figura 3.2, passando pelo valor da potência do bombeamento de 70 mW , obteve-se os mesmos valores de potência das simulações anteriores para todos os comprimentos de guias, o que comprova a correção relativa no cálculo dos dados para diversas situações distintas, usando o mesmo programa.

Nas próximas simulações apresentadas na Figura 3.6, o objetivo é obter o comportamento espectral do ganho. Para essas simulações, considerou-se uma variação do comprimento de onda do sinal de entrada desde o valor de $1,48 \mu\text{m}$ até $1,58 \mu\text{m}$; nessa banda ficam incluídas as principais janelas de comunicações. Usou-se os comprimentos de guias de onda de 85 cm e 120 cm . Para o guia de 85 cm , com bombeamento copropagante, usou-se a potência de 70 mW e obteve-se ganho acima de 35 dB . Para o guia de comprimento de 85 cm , com bombeamento contrapropagante e potência de 70 mW , obteve-se um ganho um pouco menor. Com o guia de comprimento de 120 cm , com bombeamento bidirecional e com potência de 35 mW , não se obteve grande diferença de valor de ganho.

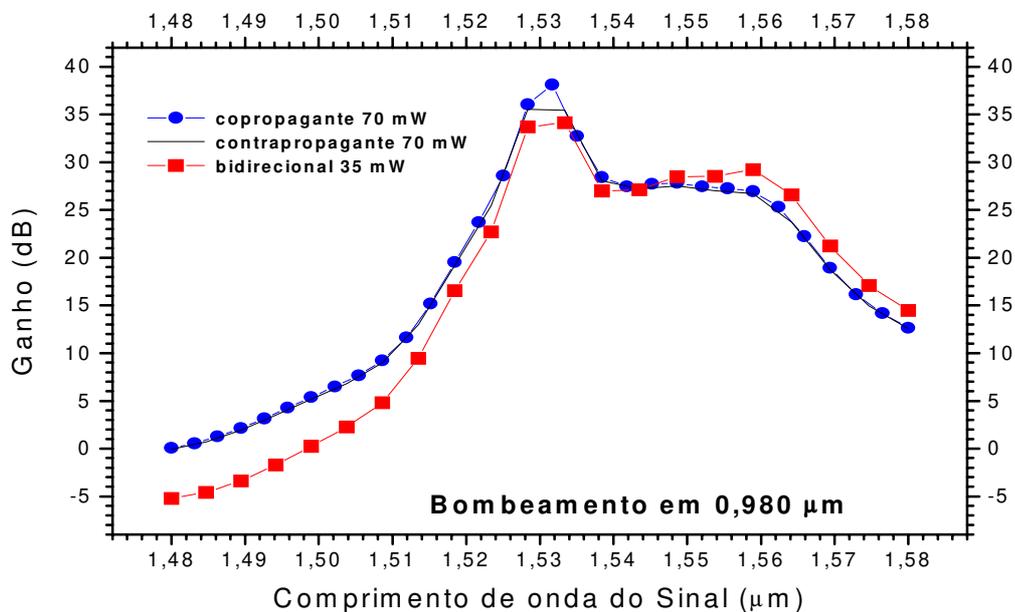


Figura 3.6 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para os guias: de 85 cm , com bombeamento copropagante e com potência de 70 mW ; de 85 cm , com bombeamento contrapropagante e com potência de 70 mW , e de 120 cm , com bombeamento bidirecional e com potência de 35 mW . Todos com $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

É interessante notar o pico máximo do ganho que aparece no comprimento de onda em 1,531 μm . No guia de onda de 120 cm, percebe-se uma característica de guia longo com tendência ao surgimento de um segundo pico da curva em 1,56 μm . Essa afirmação terá ainda maior importância quando forem apresentados, neste mesmo trabalho, os resultados das simulações de amplificadores ópticos dopados com telureto. Essas duas planuras de ganho poderão ser usadas, por exemplo, em WDM (*Wavelength Division Multiplexing*) como aplicação prática.

3.2.2 - Análise da Figura de Ruído.

Um importante parâmetro na caracterização dos amplificadores é a Figura de Ruído (NF - *Noise Figure*). Poucos trabalhos tratam, teoricamente, o ruído em amplificadores de guia de ondas dopados com érbio de uma maneira específica, ou seja, modificando adequadamente a teoria de ruído convencional [14]. Vale esclarecer que, quanto menor a NF, melhor é o comportamento do amplificador.

Pontes [14] trata a Figura de Ruído através do cálculo do número de fótons da ASE. Desurvire [11] elabora uma expressão para o número de fótons da ASE e discute a Figura de Ruído. De modo geral, observa-se na literatura que cada autor utiliza expressões e grandezas diferentes para descrever os problemas de ruído [14]. Isso é devido, principalmente, ao fato de não haver uma diferenciação entre as descrições para ruído elétrico e ruído óptico.

Figura de Ruído é a relação sinal/ruído na entrada e na saída:

$$NF(v_s) = \frac{SNR_{in}}{SNR_{out}}$$

Desenvolvendo-se essa equação em função da potência de ASE+, tem-se a seguinte expressão para os cálculos de Figura de Ruído, tomada do livro de Bjarklev [2]:

$$NF(\nu_s) = \frac{1}{G(\nu_s)} \left(\frac{P_{ASE+}(\nu_s)}{h\nu_s} + 1 \right) \quad (3.1)$$

sendo:

$P_{ASE+}(\nu_s)$ é a densidade espectral de potência de ASE+.

$G(\nu_s)$ é o ganho do dispositivo

Construiu-se a Figura 3.7 à partir das simulações feitas para o cálculo da Figura de Ruído conforme a Equação (3.1). Tais curvas de Figura de Ruído (NF) foram obtidas para quatro comprimentos de guias de onda, cujas dimensões estão indicadas na própria figura e que são os mesmos utilizados nas simulações já apresentadas anteriormente.

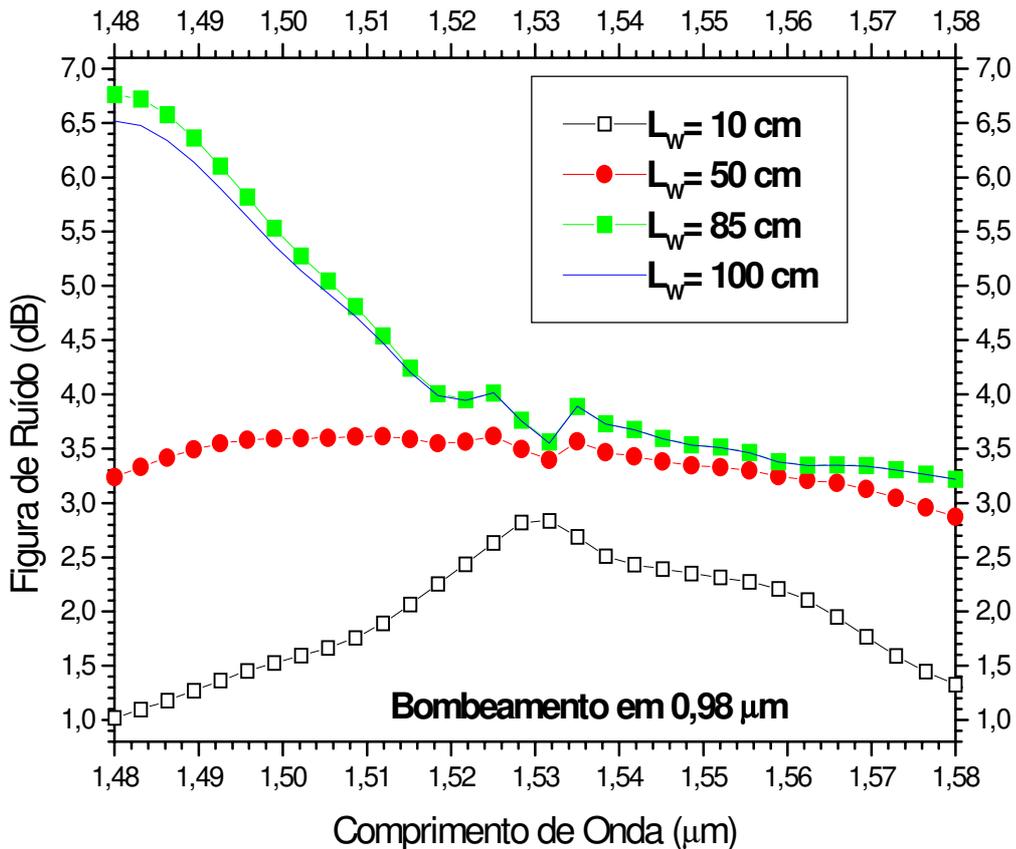


Figura 3.7 – Figura de Ruído para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Potência de bombeamento copropagante de 70 mW, para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Duas características são percebidas nessa figura: a primeira é o baixo valor da Figura de Ruído na região de propagação na faixa de 1,53 μm (apenas 3,5 dB para os guias de comprimentos 50, 85 e 100 cm); a segunda são os valores menores que 3 dB para a NF no guia de 10 cm. Esse último resultado merece comentários.

De modo geral, observa-se que há uma melhoria no valor da Figura de Ruído com o aumento do comprimento de onda. Como a Figura de Ruído é inversamente proporcional ao ganho, se este aumenta, aquela diminui. Isto é o que se conclui fazendo-se um estudo comparativo entre a Figura 3.6 e a Figura 3.7. Percebe-se, com base na Equação (3.1), que a NF é inversamente proporcional ao ganho.

Por outro lado, isso não explica o valor da NF menor que 3 dB para o guia de comprimento de 10 cm. No desenvolvimento seguinte foi possível mostrar o porquê desse resultado para o guia de 10 cm.

A Figura de Ruído mínima pode ser expressa por [14]:

$$NF \geq 1 + \frac{1+\gamma}{1-\gamma} \left(1 - \frac{1}{G} \right) \quad (3.2)$$

onde:

$$\gamma = \frac{\sigma_e(\lambda_p)\sigma_a(\lambda_s)}{\sigma_a(\lambda_p)\sigma_e(\lambda_s)} \quad (3.3)$$

Levando-se em conta que o comprimento de onda do bombeamento é de 0,98 μm , o valor de γ , obtido na Equação (3.3), pode ser considerado zero. Isso ocorre porque para esse valor de bombeamento o coeficiente de emissão (σ_e) é igual a zero. A justificativa para isso é que, para esse comprimento de onda, a seção de choque do material mostra um valor de emissão quase nulo.

Nesse caso, a Equação (3.2) reduz-se a:

$$NF \geq 2 - \frac{1}{G} \quad (3.4)$$

A Equação (3.4) gera uma importante conclusão: naqueles casos em que o ganho do amplificador é razoavelmente grande tem-se um valor da NF superior a 2, ou seja, superior a 3 dB. Mas, no caso de amplificadores de guia com comprimento relativamente reduzido, tem-se um baixo ganho e a NF pode ficar abaixo de 2, isto é, abaixo de 3 dB. Esta é a ocorrência que foi verificada no guia de 10 cm, que apresenta baixo ganho por ter um comprimento longe do ótimo (85 cm) para um guia de onda construído com as características definidas na Seção 3.1 deste capítulo.

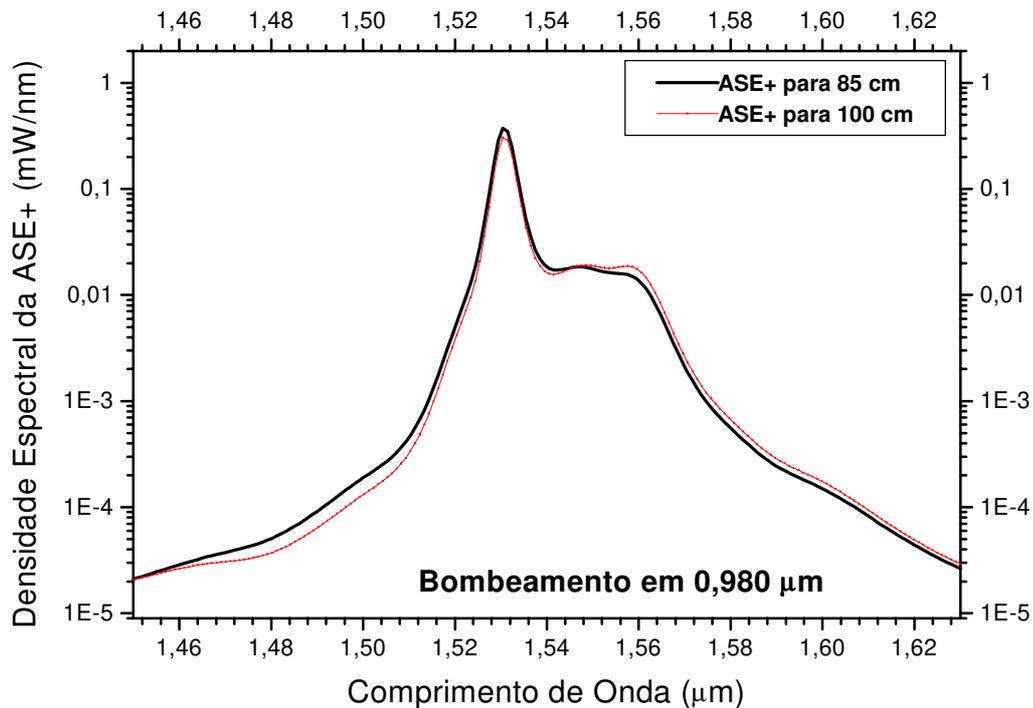


Figura 3.8 – Densidade Espectral de ASE+ na saída de dois amplificadores (85 e 100 cm). A potência de bombeamento copropagante é de 70 mW, para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Nas curvas da Figura 3.8, que mostram o comportamento da Densidade Espectral da ASE+, obteve-se as mesmas condições das simulações anteriores. Com isso, é possível fazer um estudo comparativo da ASE relativo ao ganho quando se faz uma varredura no comprimento de onda do sinal. Pelas curvas, nota-se que a ASE para o guia de comprimento ótimo de 85 cm tem valor de pico ligeiramente maior que o pico da curva correspondente ao guia de 100 cm. Por outro lado, a ASE é maior nas frequências de maiores ganhos e, praticamente, as simulações mostram essa

característica. Se observadas as Figuras 3.6 e 3.8, nota-se a correlação entre o comportamento espectral do ganho e da ASE. Isto ocorre porque, quando existe maior inversão de portadores, há maior amplificação (ganho), mas também há maior emissão espontânea (ASE).

3.3 - Análise dos resultados com bombeamento em 1,48 μm .

A seguir, são apresentadas muitas simulações para as quais usa-se a mesma geometria e a mesma dopagem de érbio estabelecidas na Seção 3.1 para constituir os amplificadores de guia de onda com bombeamento no comprimento de onda de 1,48 μm . Essas simulações servirão como base de comparação no desempenho dos guias de onda quando bombeados com o outro comprimento de onda, simulado nas seções anteriores e pertencentes a este Capítulo 3.

3.3.1 - Análise de ganho.

Usou-se a mesma metodologia da Seção 3.2.1 para o estudo dos amplificadores de onda, quando submetidos a um comprimento de onda de 1,48 μm no bombeamento.

As simulações que estão sendo apresentadas são resultantes do comportamento do ganho com a variação da potência do bombeamento copropagante entre os valores de 0 até 200 mW; dessas obteve-se as curvas para diversos comprimentos de guias de onda. Para todas as simulações, adotou-se para comprimento de onda do sinal o valor 1,531 μm , com potência de 1 μW . Foram simulados guias com comprimentos de 10, 50, 85 e 100 cm, e os resultados são apresentados na Figura 3.9.

Observa-se que, à partir da potência de 70 mW, as curvas apresentadas têm uma característica em comum: o aumento do ganho em consequência do aumento do comprimento do guia de onda. A simulação com o guia de 10 cm indica que o ganho, para comprimentos inferiores a este, é muito pequeno, sendo inferior a 5dB. O comprimento de 50 cm confirma o comportamento referido acima, com a conseqüente melhoria no ganho. Analisando-se comparativamente as curvas geradas nas simulações

dos guias de comprimentos de 85 cm e de 100 cm, nota-se que ainda existe diferença significativa no aumento de ganho. A curva referente ao guia de comprimento de 100 cm denota um comportamento de ganho que não atinge a saturação.

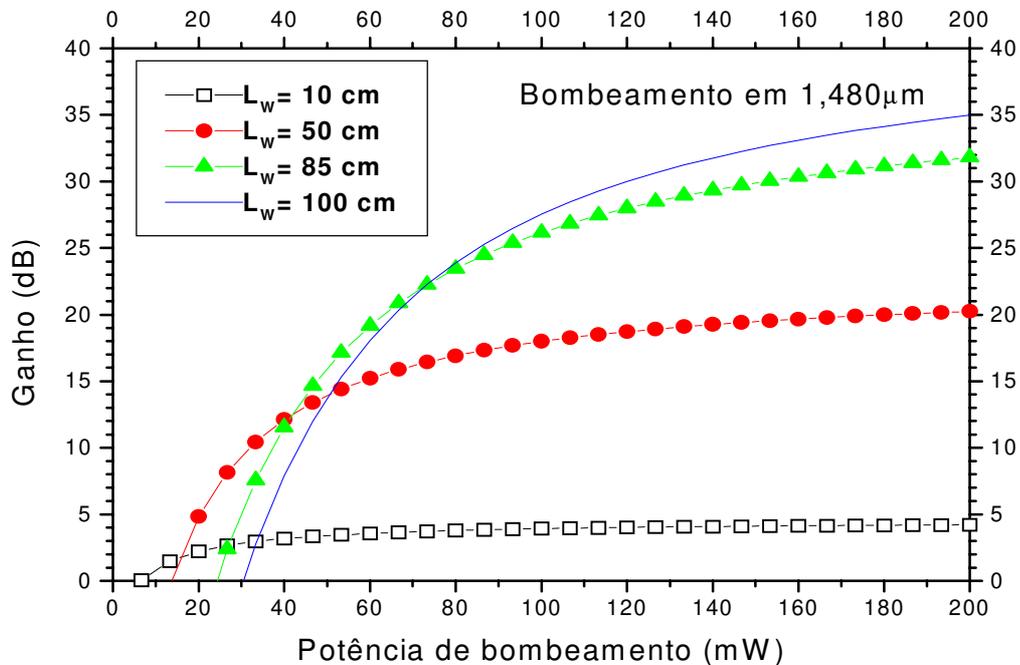
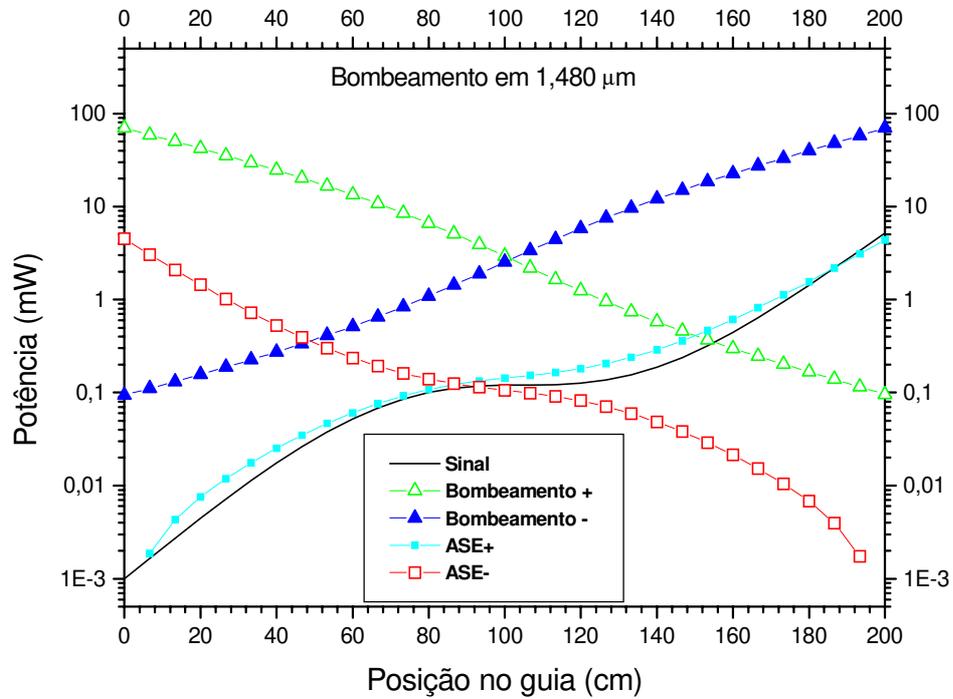


Figura 3.9 - Ganho de potência em função da potência de bombeamento copropagante. Potência de sinal de 1 μW com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$. Comprimentos de guias de onda: 10, 50, 85 e 100 cm.

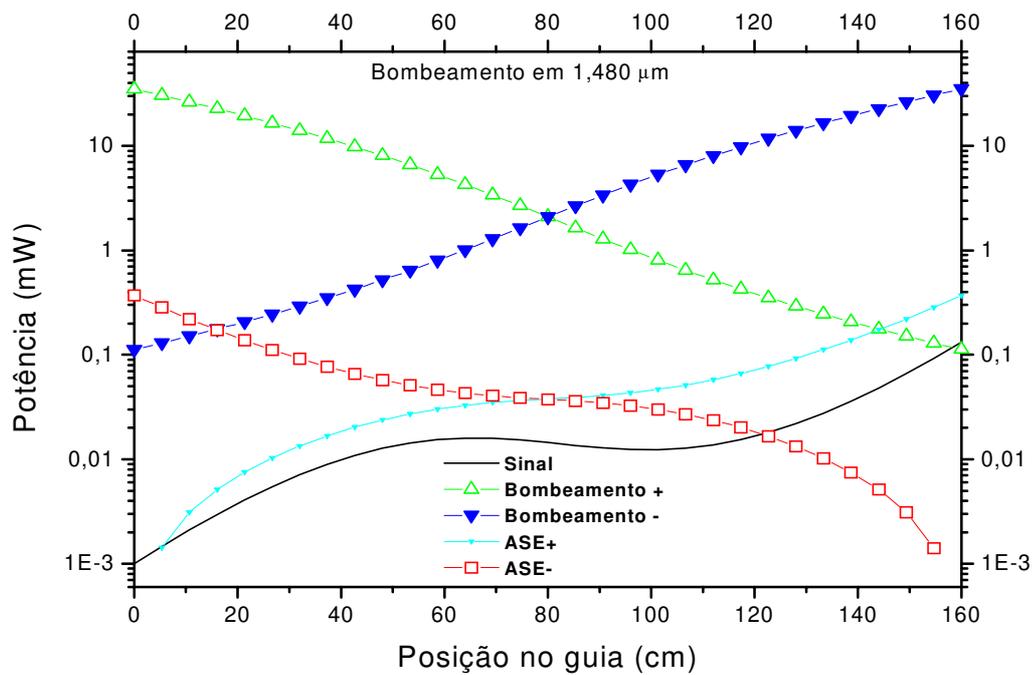
Continuando com a análise da Figura 3.9, observa-se que para a obtenção de um rendimento de ganho maior do que 35 dB, para o guia de onda de 100 cm, é preciso adotar uma potência de bombeamento superior a 200 mW, pois a curva de ganho mostra uma inclinação muito acentuada, indicando que está longe do máximo. Essa questão do aumento indiscriminado do valor da fonte de bombeamento foi discutida na Seção 3.2.1 e não será repetida aqui.

Escolheu-se, como ponto de partida, a repetição da mesma potência do estudo anterior, mas outros critérios podem ser usados. Assim, a razão da escolha do valor de 70 mW para o bombeamento é que já houve uma opção por esse mesmo valor para a análise feita com bombeamento de 0,980 μm, neste mesmo capítulo. Se o objetivo é a geração de uma base de comparação, a adoção do mesmo valor de potência da fonte

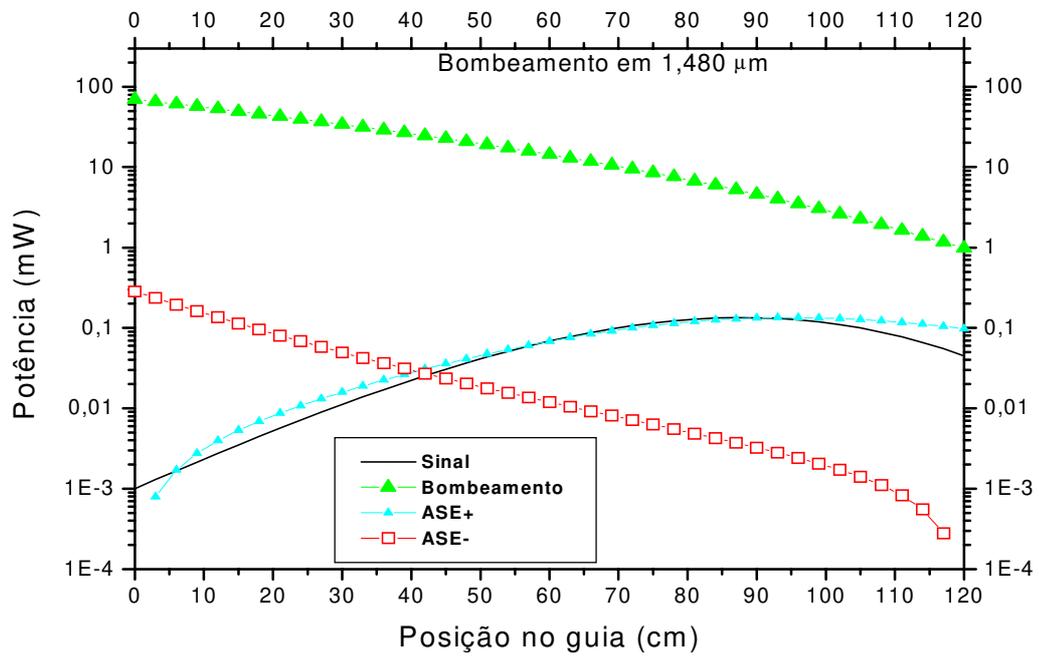
LASER é uma decisão acertada. Definida a potência de bombeamento em 70 mW estudou-se, a seguir, outros parâmetros do amplificador.



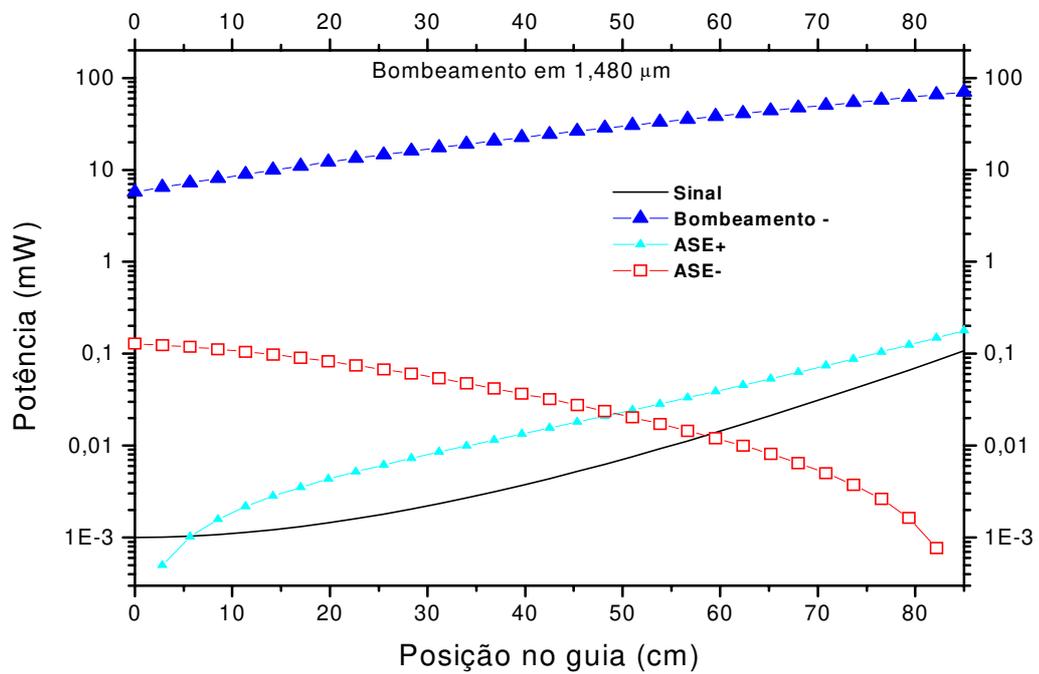
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.10 – Os dois quadros (a) e (b) têm bombeamento bidirecional, as potências de bombeamento são 70 mW no quadro (a), e 35 mW no (b). No quadro (c) o bombeamento é copropagante, com potência de 70 mW, e no (d) o bombeamento é contrapropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de $1 \mu\text{W}$ na entrada com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$.

Foram realizadas as simulações necessárias para a determinação do comprimento ótimo para o guia proposto. O objetivo é saber qual o comprimento do guia de onda fornece maior potência de sinal na saída para 70 mW de potência de bombeamento. Para isso, simulou-se a variação de potência de saída versus o comprimento do guia até o valor de 120 cm. As simulações são feitas usando a potência de 1 μ W para o sinal com o comprimento de onda de 1,531 μ m e são apresentadas na Figura 3.10. Ao examinar-se a curva do sinal, observou-se que o comprimento de 85 cm está dentro da região ótima, isto é, dentro da região de maior ganho de potência. Este será o valor adotado para as simulações seguintes.

Por outro lado, é interessante notar o valor da densidade espectral do ruído, que chega no final (ASE+) ou no começo (ASE-) do guia de comprimento de 120cm com o valor da potência superior ao valor do sinal no final do guia. Como também a potência de bombeamento que chega no final do guia com um valor pequeno (1 mW), comparado com o valor inicial de 70mW.

Com o objetivo de caracterizar a inversão dos portadores, foram geradas as curvas das populações N1 e N2, ao longo dos dois guias de comprimentos diferentes (85 e 100 cm), quando bombeados com o comprimento de onda de 1,480 μ m. Essas quantidades de portadores, N1 e N2, variam não só ao longo do guia, mas também na direção transversal: do centro do núcleo para a casca. No caso do presente trabalho, para viabilidade das simulações (peso computacional), o cálculo das concentrações de portadores é feito no centro do núcleo, ao longo do guia.

Para a obtenção das curvas da Figura 3.11, utilizou-se as mesmas condições de simulação já descritas anteriormente. Nota-se que, se comparadas, a variação das curvas de N1 e N2 são quase coincidentes em ambos os guias de 85 e 100 cm até a extremidade do menor. Isto justifica seu valor ótimo na medida em que é um pouco mais curto em relação ao cruzamento de N1 e N2 (aproximadamente 95 cm). Após o ponto de cruzamento das curvas não existe inversão de portadores e o dispositivo começa a atenuar. No intervalo de 85 a 95 cm, o amplificador atinge uma zona de comportamento de ganho quase constante, conforme Figura 3.10 (c). Assim, com o valor de 85 cm do comprimento de guia é que se atinge o maior valor de ganho. Nos resultados das

simulações anteriores com ganho e com a inversão da população de portadores versus o comprimento do guia, o valor de 85 cm já era indicado como ótimo; prosseguiu-se as simulações de ganho versus potência do sinal e também de ganho versus comprimento de onda do sinal e manteve-se a comparação com o guia de 100 cm.

As Figuras 3.12, 3.13 e 3.14 fazem parte do objetivo anteriormente citado, mas também permitem outras importantes conclusões:

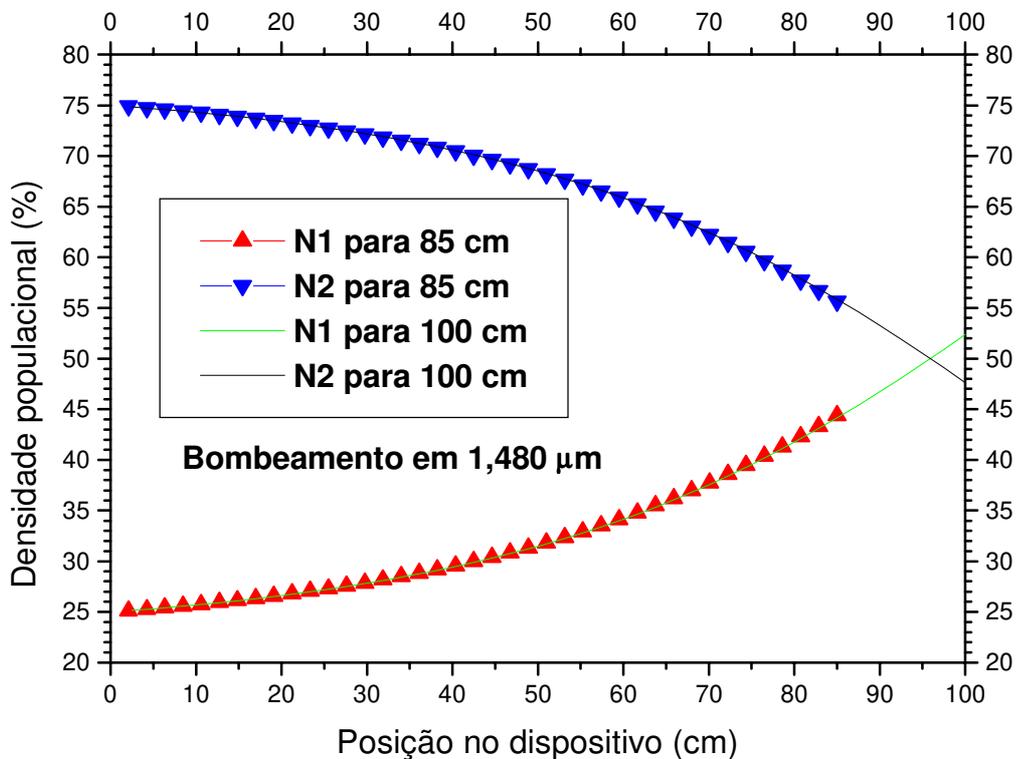


Figura 3.11 – Densidade populacional ao longo do guia de dois amplificadores (85 e 100 cm). Potência de 70 mW para o bombeamento copropagante, com $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Para os cálculos da Figura 3.12, escolheu-se a potência de 70 mW para a fonte de bombeamento com o objetivo de forçar uma igualdade com as simulações do outro comprimento de onda. No entanto, esse valor é prático e comum como demonstrado nas publicações [1], [2] e [11]. Com esses cálculos, objetivou-se a obtenção do ganho em função da variação do comprimento de onda do sinal, desde o valor de 1,48 até 1,58 μm. A Figura citada apresenta o cálculo para os mesmos quatro comprimentos de guias de onda, que foram relatados nos parágrafos anteriores, isto é, os valores de 10, 50, 85 e

100 cm, que são os comprimentos físicos usados nas simulações. O bombeamento utilizado foi o copropagante, com o valor do comprimento de onda de 1,480 μm . É feita uma varredura da potência do sinal, entre os valores de 100 nW até 100 mW, com o comprimento de onda do sinal de 1,531 μm para todos os cálculos.

As curvas que são apresentadas na referida Figura 3.12 confirmam o comprimento ótimo do guia de onda em 85 cm, quando registram o maior ganho entre todos os guias simulados. O amplificador de guia de onda de comprimento de 85 cm atinge o ganho superior a 21 dB e mantém esse ganho nas potências mais baixas, até a potência de 0,01 mW para o sinal de entrada.

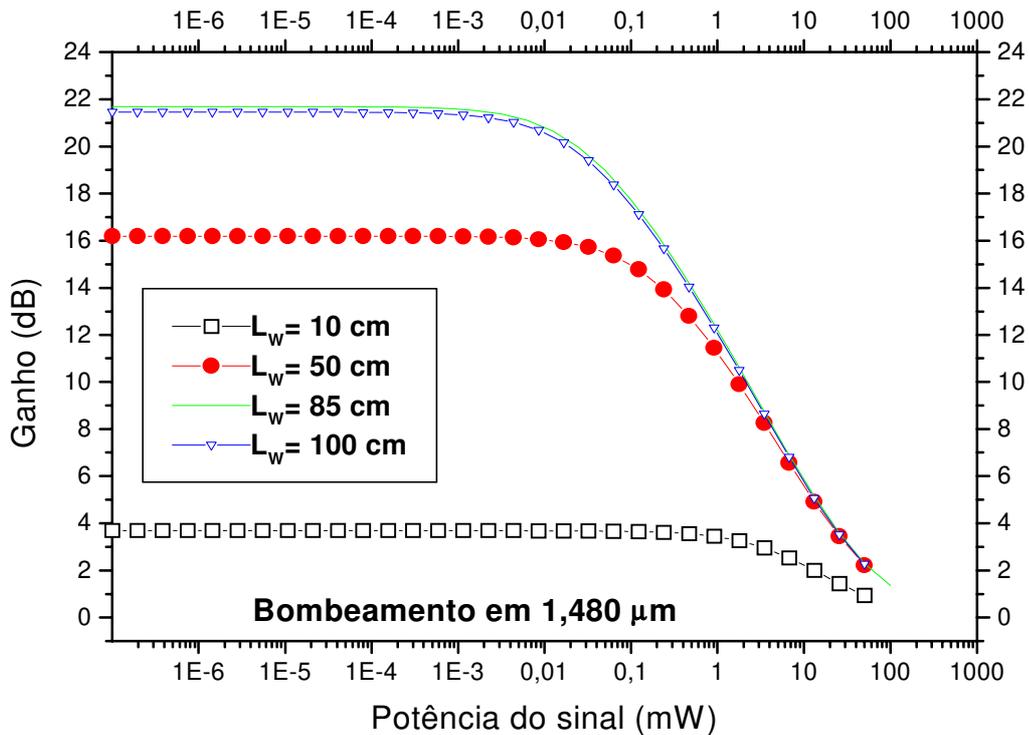


Figura 3.12 – Ganho em função da potência do sinal de entrada para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 75 e 100 cm. Potência de 70 mW para o bombeamento copropagante, com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$.

Outras investigações do dispositivo foram feitas com as seguintes simulações, cujos resultados são mostrados nas Figuras 3.13 e 3.14. O objetivo dessas é obter o comportamento espectral do ganho com a variação do comprimento de onda do sinal, desde o valor de 1,48 até 1,58 μm . Para a comparação dos dispositivos, os mesmos

comprimentos já usados nos cálculos anteriores serão utilizados nessas simulações, isto é, os valores de 10, 50, 85 e 100 cm. Na primeira simulação, manteve-se o bombeamento copropagante com o comprimento de onda de 1,480 μm para a potência de 70 mW.

Na Figura 3.13, o comportamento das curvas reflete as seções de choque do material ativo. Um pico máximo para o comprimento de onda em 1,531 μm é característico dos dispositivos ópticos dopados com érbio, mas observa-se nas curvas dos guias de onda de comprimento de 85 cm e 100 cm uma tendência a aparecer um segundo pico em 1,56 μm . O referido segundo pico é mais acentuado para o guia de comprimento de 100 cm chegando, mesmo, a caracterizar um patamar de ganho superior a 18 dB. Isso é indicativo de que esse dispositivo poderia operar nas duas frequências centrais, ou seja, em 1,531 μm e 1,56 μm . O fato do segundo pico ser maior no guia mais longo dos dispositivos estudados, nessa primeira simulação, provocou o surgimento de novas simulações explorando guias de maiores comprimentos.

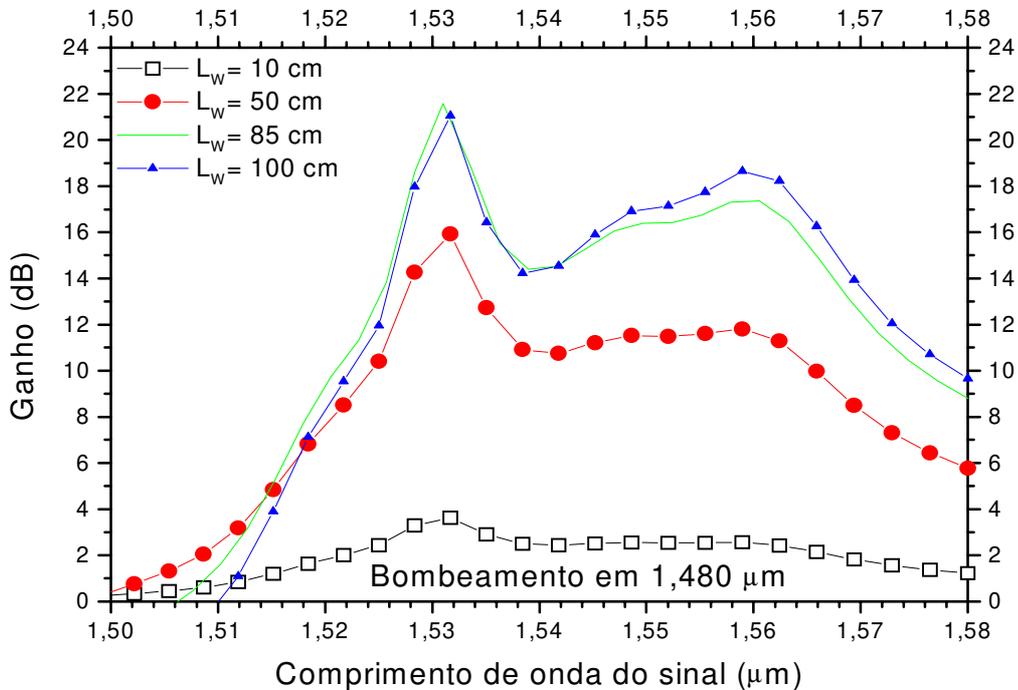


Figura 3.13 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal, para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Adotou-se a potência de 70 mW para o bombeamento copropagante, para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Apresenta-se a Figura 3.14 como uma tentativa de evidenciar muito mais a geração de um pico de potência em 1,56 μm , simulado agora com bombeamento bidirecional e utilizando guias mais longos de até 160 cm de comprimento.

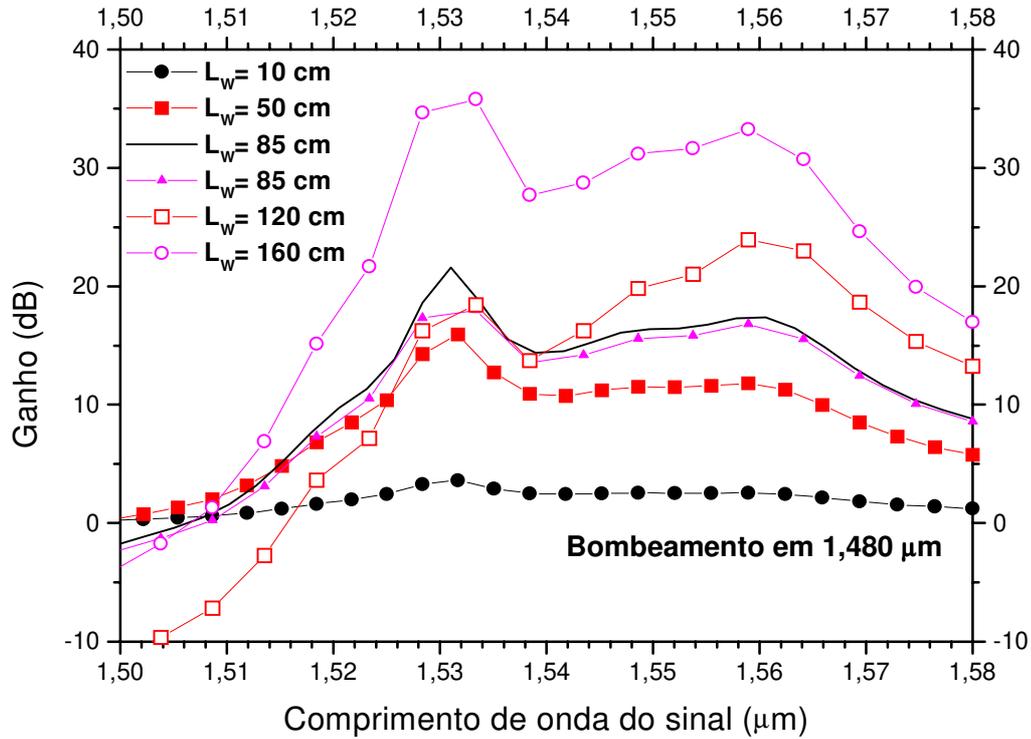


Figura 3.14 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal. Os três primeiros de comprimentos 10, 50 e 85 cm, em bombeamento copropagante. O seguinte, de 85 cm, tem bombeamento contrapropagante e os dois maiores têm bombeamento bidirecional. Com exceção do guia de comprimento de 120 cm, que tem potência de 35 mW nas duas direções, o restante tem a potência de 70 mW. Para todos: $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Ao estabelecer-se uma comparação entre todos os guias das Figuras 3.13 e 3.14, duas características interessantes são destacadas: a primeira, é o notável ganho de 35 dB obtido com o guia de 160 cm, com bombeamento bidirecional e com potência de 70 mW. A segunda, é que com guias mais longos (120 e 160 cm) com bombeamentos bidirecionais acentua-se a presença de duas janelas de amplificação, centradas nos comprimentos de onda de 1,531 μm e de 1,56 μm , que mostram uma possível vantagem em guias longos comportando-se como amplificadores em duas bandas diferentes do espectro.

3.3.2 - Análise da Figura de Ruído.

Nesse capítulo, na Seção 3.2.2, foi feito um estudo sobre ruído e a maneira como foi calculada a Figura de Ruído (NF). Assim, não há necessidade de repetí-los aqui.

A Figura 3.15 expressa a geração das curvas da Figura de Ruído quando foi feita uma varredura no comprimento de onda do sinal de entrada, de 1,48 μm até 1,58 μm , para os comprimentos de guia de onda de 10, 50, 85 e 100 cm. Usou-se as potências de 1 μW e 70 mW, respectivamente, para o sinal e para o bombeamento. É necessário ressaltar que o comprimento de onda para o bombeamento é de 1,480 μm .

A simulação do guia de comprimento de 10 cm apresenta, também aqui, a Figura de Ruído com valor menor que 3 dB para todos os comprimentos de onda do sinal; comportamento que já foi devidamente justificado na Seção 3.2.2. Por outro lado, os guias de comprimentos de 50, 75 e 100 cm apresentam um comportamento semelhante, no que se refere à NF. A Figura de Ruído melhora, isto é, diminui seu valor, na medida em que aumenta o comprimento de onda do sinal, tendo um “pico” reverso em 1,53 μm : onde se tem maior ganho, tem-se o menor valor de NF.

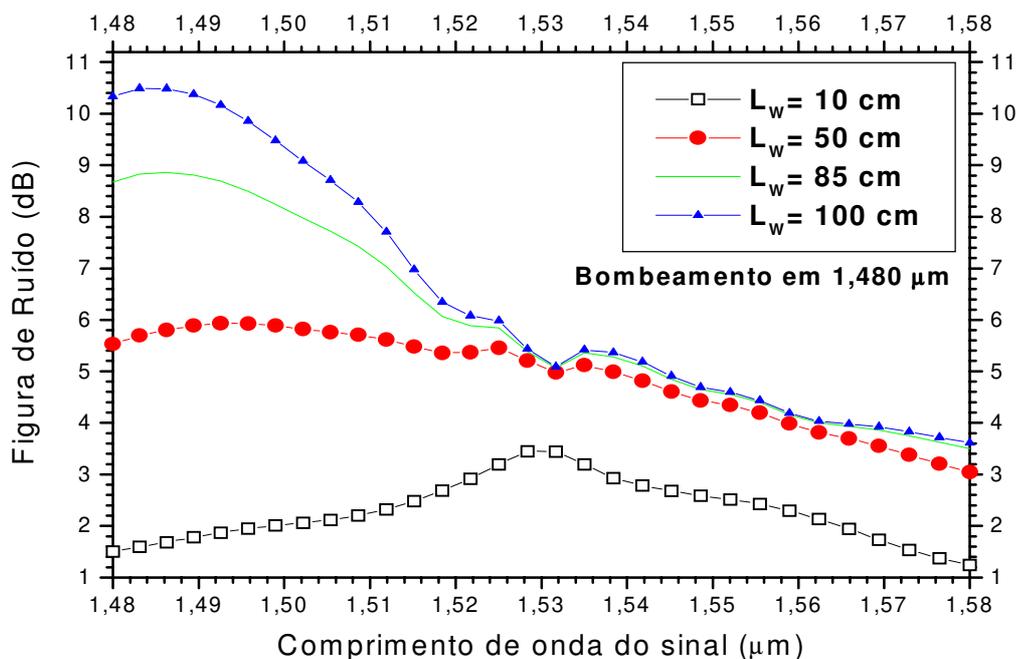


Figura 3.15 – Figura de Ruído para os diferentes comprimentos de guias: 10, 50, 85 e 100 cm. Potência de 70 mW para o bombeamento copropagante, para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

A Figura 3.16 mostra o comportamento da Densidade Espectral da ASE+. As curvas foram obtidas nas mesmas condições das simulações anteriores. Com isso é possível fazer um estudo comparativo da ASE relativo ao ganho, quando se faz uma varredura em comprimento de onda do sinal. A ASE é maior nas frequências de maior ganho e, praticamente, acompanha essa característica. Isso porque quando se tem maior quantidade de inversão de portadores é que se tem maior amplificação e maior emissão espontânea. Na curva, para o guia de onda de 100 cm, nota-se um segundo pico bastante acentuado, confirmando a amplificação em 1,56 μm . Novamente é confirmada a possibilidade de operação nas duas frequências centrais, ou seja, em 1,531 e 1,56 μm para o comprimento de onda do sinal.

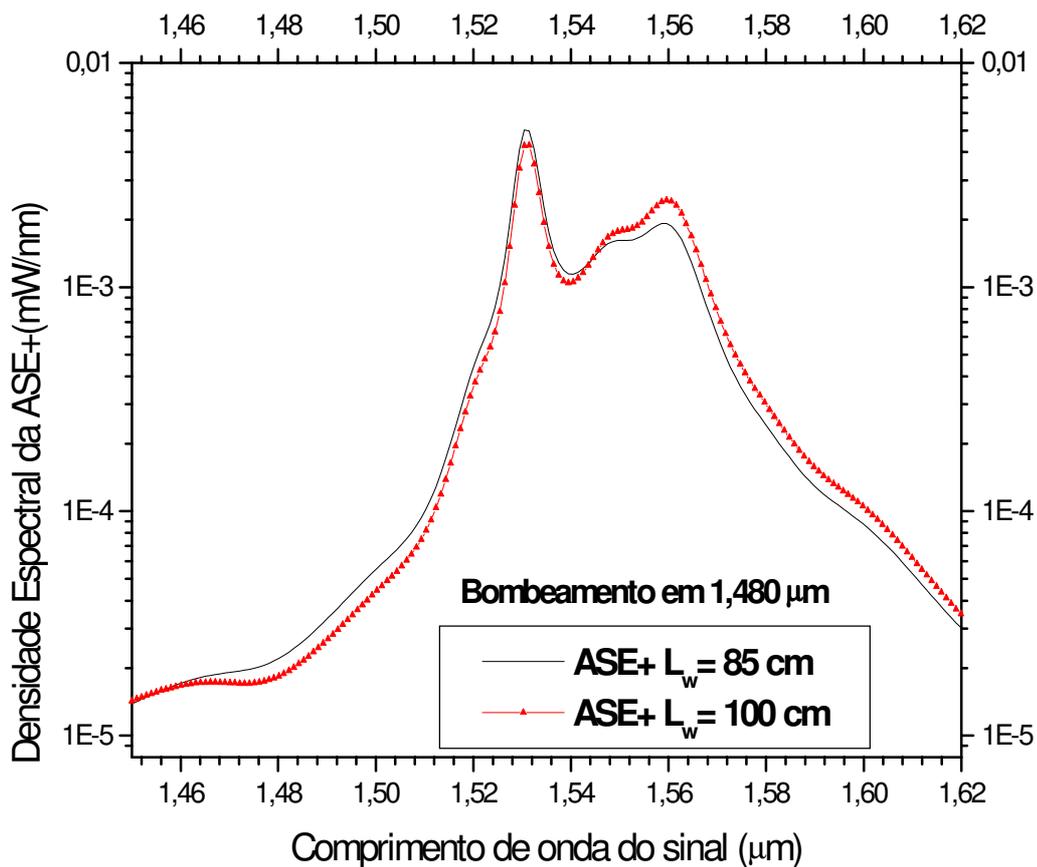


Figura 3.16– Densidade espectral de ASE+ na saída de dois amplificadores (85 e 100 cm). A potência de bombeamento copropagante é de 70 mW, para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

3.4 - QCE em guias de onda bombeados em 0,98 μm e 1,48 μm .

Nessa parte do capítulo foi realizado um estudo para avaliar e comparar diversos amplificadores apresentando diferentes configurações e com diferentes parâmetros em simulações diversas. Para esse estudo usou-se, principalmente, uma figura de mérito dos amplificadores que é a Eficiência de Conversão Quântica, QCE (*Quantum Conversion Efficiency*).

Inicialmente, definiu-se outra figura de mérito para o estudo de amplificadores ópticos, em termos de eficiência de conversão da potência de bombeamento em potência de sinal de saída, chamada de PCE. Definiu-se, ainda, a eficiência de conversão óptica PCE (*Power Conversion Efficiency*) pela expressão [2]:

$$PCE = \frac{P_S^{out} - P_S^{in}}{P_P^{in}} \quad (3.5)$$

$$P_{s,p}^{in,out} = \bar{P}_{s,p}^{in,out} h\nu_{s,p} \quad (3.6)$$

Como a QCE (*Quantum Conversion Efficiency*) é definida como incremento no número de fótons do sinal resultado da amplificação em relação ao número de fótons lançado pelo bombeamento, tem-se:

$$QCE = \frac{\bar{P}_S^{out} - \bar{P}_S^{in}}{\bar{P}_P^{in}} = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} PCE \quad (3.7)$$

$$QCE = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} PCE \quad (3.8)$$

E, finalmente, tem-se a expressão usada para o cálculo do QCE:

$$QCE = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{P_S^{out} - P_S^{in}}{P_P^{in}} \quad (3.9)$$

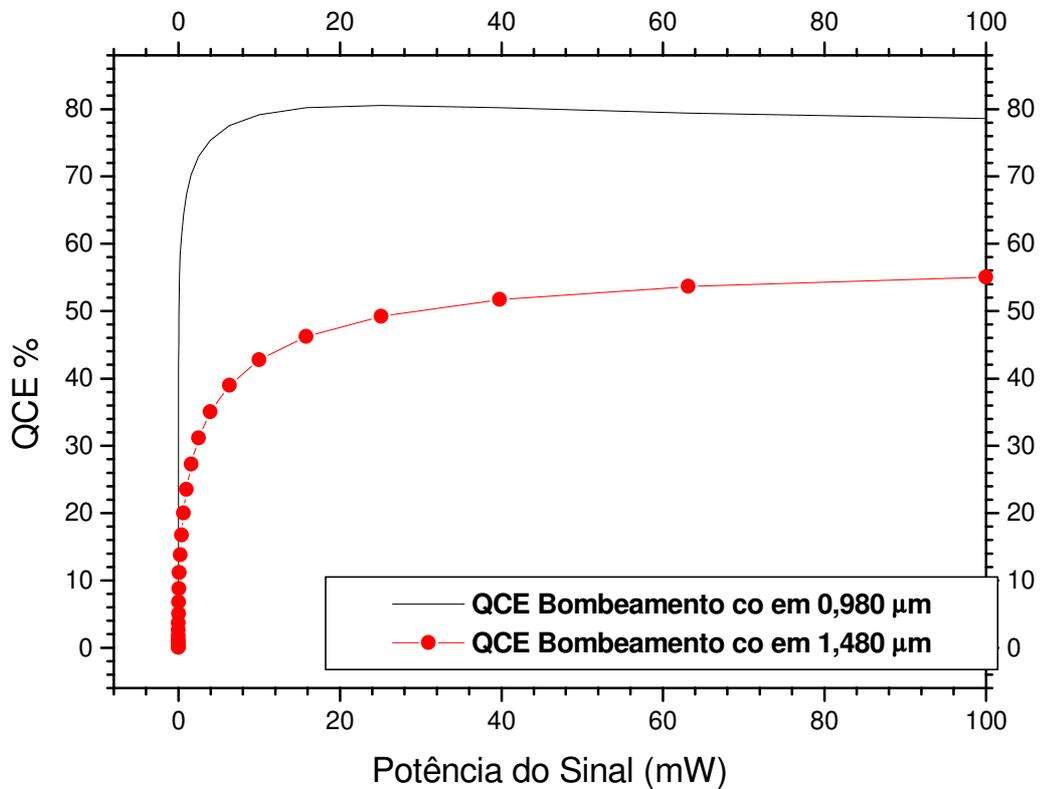


Figura 3.17 – QCE para dois amplificadores de 85 cm de comprimento, com os comprimentos de onda de bombeamento de 1,480 μm e de 0,980 μm . A potência de bombeamento copropagante é de 70 mW, para $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$.

A Figura 3.17 apresenta duas curvas de QCE para guias de onda com o mesmo comprimento ótimo de 85 cm, com o mesmo comprimento de onda do sinal de entrada (1,531 μm) e com a mesma potência de entrada de 1 μW . A potência de bombeamento também é a mesma (70 mW). A única e importante mudança é a diferença no comprimento de onda do bombeamento, em que um é bombeado com 0,980 μm , o qual foi estudado na Seção 3.2, e o outro é bombeado em 1,480 μm , o qual foi estudado na Seção 3.3. O bombeamento de comprimento de onda de 0,980 μm apresenta melhor desempenho. A comparação do desempenho dos dois bombeamentos (0,980 μm e 1,480 μm) foi deixada para a seção das conclusões, a seguir.

3.5 - Conclusão do Capítulo.

As conclusões são geradas, principalmente, pela comparação de dois comprimentos de onda de bombeamento, ou seja, 0,980 μm e 1,480 μm que, para simplificação da escrita, foram denominados de primeiro e segundo bombeamento.

De maneira geral, o primeiro bombeamento teve, em todos os itens analisados, um melhor desempenho do que o segundo. Inicialmente, examinou-se alguns parâmetros quanto ao comportamento do amplificador; posteriormente, esses exames servirão como base de comparação.

O primeiro teve, para todos os comprimentos de guia, um ganho bastante superior. Com os mesmos parâmetros do sinal, com a mesma potência de bombeamento (70 mW) e para o mesmo comprimento do guia (85 cm), que é o comprimento ótimo para os dois, foram obtidas duas ordens de grandeza diferentes: enquanto o primeiro tem o ganho acima de 40 dB, o segundo fica somente acima de 20 dB: Figuras 3.6 e 3.13, respectivamente.

Em relação à inversão de portadores, que já é uma justificativa ao parágrafo anterior, o primeiro teve uma inversão superior a 90% para N2 no início do guia, depois chegou a crescer um pouco, enquanto o segundo teve a inversão em 75%.

Em relação à Figura de Ruído, o primeiro teve um valor menor (3,2 dB) do que o segundo (5,5 dB) na região de propagação de comprimento de onda do sinal em 1,531 μm : Figuras 3.7 e 3.15.

Em relação à QCE (*Quantum Conversion Efficiency*), o desempenho do primeiro é muito maior, chegando a 80%, enquanto o do segundo não passou de 55%.

As justificativas do melhor desempenho do bombeamento com comprimento de onda de 0,980 μm , em relação ao bombeamento de 1,480 μm , são descritas a seguir:

como as dimensões dos guias de onda são muito pequenas, $1 \times 1 \mu\text{m}$, e devido à geometria, o bombeamento de $0,980 \mu\text{m}$ tem o campo eletromagnético mais confinado dentro do núcleo do que o bombeamento de $1,480 \mu\text{m}$, que se propaga em monomodo [15].

o bombeamento em $1,480 \mu\text{m}$ tem sua potência consumida em dois picos de comprimento de onda, do sinal e da ASE, isto é, em $1,531 \mu\text{m}$ e em $1,56 \mu\text{m}$, sendo diferente do comprimento de onda em $0,980 \mu\text{m}$, o que gera um só pico em $1,531 \mu\text{m}$ (Figuras 3.8 e 3.16).

CAPÍTULO 4.

Dispositivos de telureto dopados com érbio.

Este capítulo tem como objetivo o estudo de amplificadores ópticos feitos à partir de substratos de telureto dopados com érbio. A base das simulações é similar às utilizadas no Capítulo 3 para amplificadores com substrato em óxido de silício dopado com érbio. Isto é, utilizou-se os elementos finitos, no domínio da frequência, para obtenção da solução dos campos, bem como o método Runge Kutta para a solução das equações diferenciais de propagação [16].

Além de comentar os resultados obtidos pelas simulações, o presente capítulo servirá de base para as comparações entre as duas constituições materiais, que serão objetivos do Capítulo 5.

4.1 - Guias de telureto.

Para o estudo dos guias de onda de telureto dopados com érbio, usou-se a mesma geometria e a mesma configuração estudada no Capítulo 3, como está representado na Figura 3.1.

Os parâmetros usados na simulação, referidos às dimensões do domínio computacional em termos de número de elementos e número de nós, foram os mesmos do Capítulo 3: janela retangular de 30x30 μm , com 1636 elementos e 843 nós. A diferença está nas curvas de seção de choque utilizadas, que são as características do substrato de telureto dopado com érbio, para as quais serão consideradas as mesmas das fibras ópticas de idêntico material. Utilizou-se, para dopagem com érbio, uma concentração $N_{\text{Er}} = 8 \times 10^{+26}$ íons/ m^3 , uniformemente distribuída no núcleo do guia de onda. Os guias, neste Capítulo, possuem índice de refração dentro do núcleo $n_1 = 1,60$ e na casca, $n_2 = 1,51$. Também se utilizou os valores de comprimento de onda de bombeamento 0,980 μm e 1,480 μm , nas configurações co e contrapropagante.

A Figura 2.6 fornece o sistema energético utilizado e as equações de taxa; as taxas estimuladas aparecem referenciadas em (2.31) e (2.32), respectivamente. Considerou-se os valores dos coeficientes de conversão ascendente C_{up} , C_3 , e C_u , típicos da dopagem com érbio. Além disso, considera-se o valor dos coeficientes de conversão ascendente C_{up} , C_3 , e C_u , típicos de telureto dopado com érbio. As seções de choque estão apresentadas na Figura 2.9, e os parâmetros usados estão na Tabela 2.1.

4.2 - Resultados com bombeamento em 0,980 μm .

Diversas simulações foram feitas, com o objetivo de realizar estudos comparativos entre os parâmetros, ou seja: o ganho em função da potência de bombeamento, do comprimento de onda do sinal, da potência do sinal e do comprimento do dispositivo. Outras figuras de mérito foram estudadas, como a Figura de Ruído (NF), e outros parâmetros foram estudados, como o da Densidade Espectral de Ruído (*Amplified Spontaneous Emission* - ASE) e a inversão de portadores, para

conhecer-se o comportamento do guia com bombeamento em $0,980 \mu\text{m}$. Os resultados obtidos são analisados, comentados e comparados com outros guias de onda.

4.2.1 - Análise do ganho.

Considerando inicialmente só o bombeamento copropagante, escolheu-se a potência adequada para o desempenho do dispositivo amplificador para diversos comprimentos do mesmo.

As curvas de ganho, obtidas por simulação, para guias de onda de quatro comprimentos diferentes com variação da potência de bombeamento entre os valores de 0 até 2000 mW, são mostradas na Figura 4.2. A configuração de bombeamento, nessas simulações, foi copropagante com comprimento de onda $0,98 \mu\text{m}$. O sinal de entrada tem potência constante de $1 \mu\text{W}$ e comprimento de onda de $1,531 \mu\text{m}$. Como mostra a Figura 4.1, escolheu-se os comprimentos de guia de onda de 3, 6, 7 e 8 cm para as simulações.

Observou-se ganhos baixos para os guias curtos (3 cm ou inferiores). Por outro lado, quando foram examinados os ganhos dos guias com comprimentos de 7 cm e de 8 cm, observou-se que a diferença no aumento de ganho não é significativa. No entanto, se o objetivo é explorar adequadamente o dispositivo proposto, o conjunto de curvas aponta para uma potência de bombeamento superior a 600 mW. Isso ocorre porque é acima desse valor que as curvas começam a apresentar uma certa saturação, como resultado da limitação da inversão de portadores que, por sua vez, é decorrente do valor da dopagem de érbio que limita a população de íons ativos. O ganho apresentado, para uma potência de bombeamento de 2000 mW, é acima de 54 dB para o guia de onda de 8 cm de comprimento. Como a maioria das referências bibliográficas consultadas tem a potência de bombeamento abaixo de 400 mW, foi escolhido esse valor para efetuar as simulações seguintes:

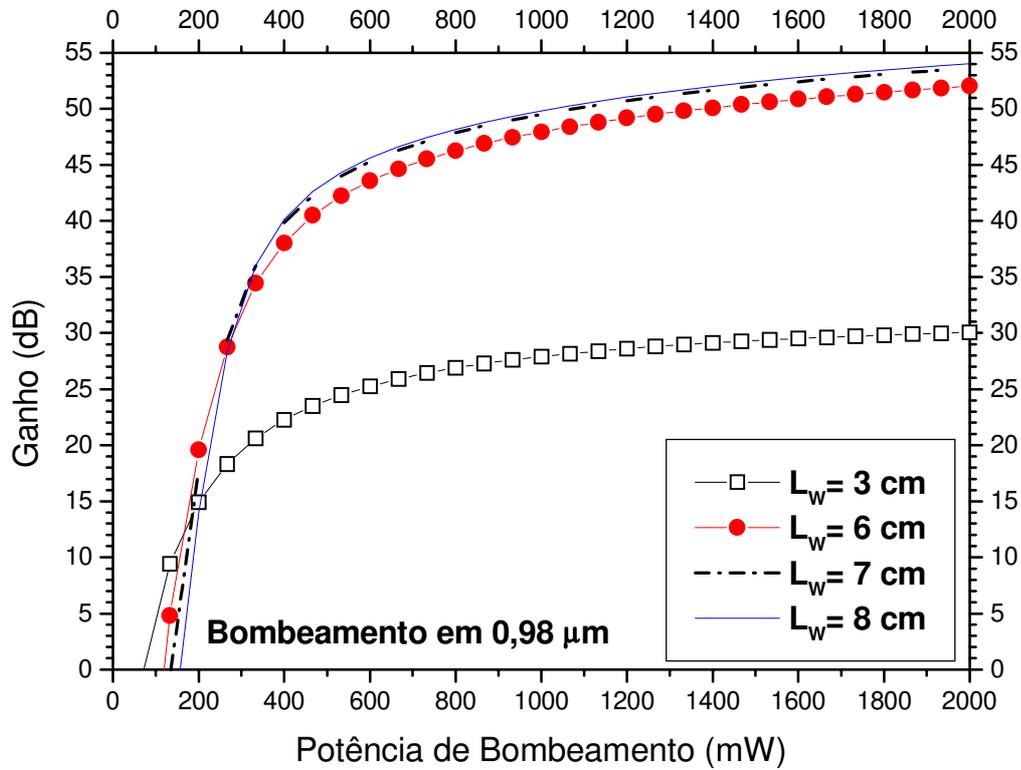
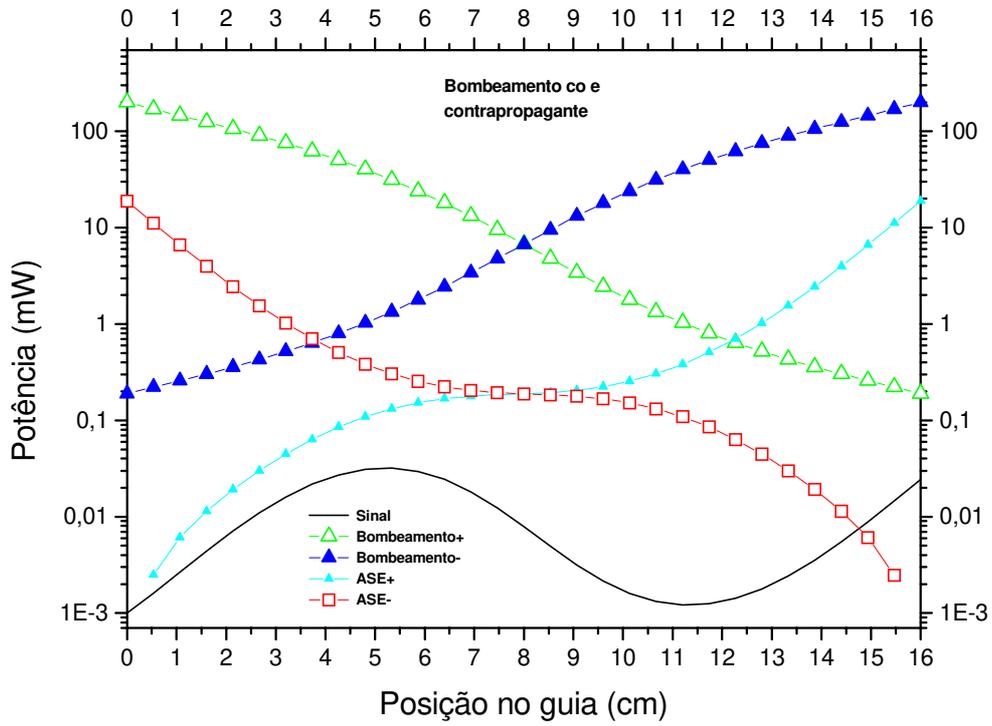
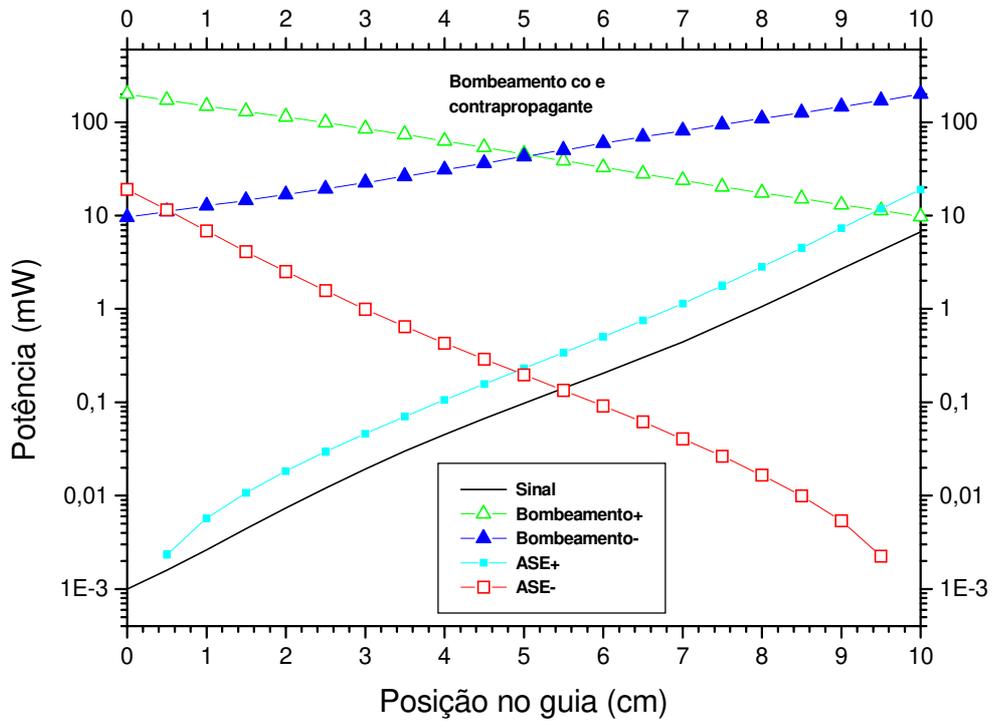


Figura 4.1 – Ganho de potência em função da potência de bombeamento copropagante para os comprimentos de guia: 3, 6, 7, e 8 cm. Potência de sinal de $1 \mu\text{W}$, com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$.

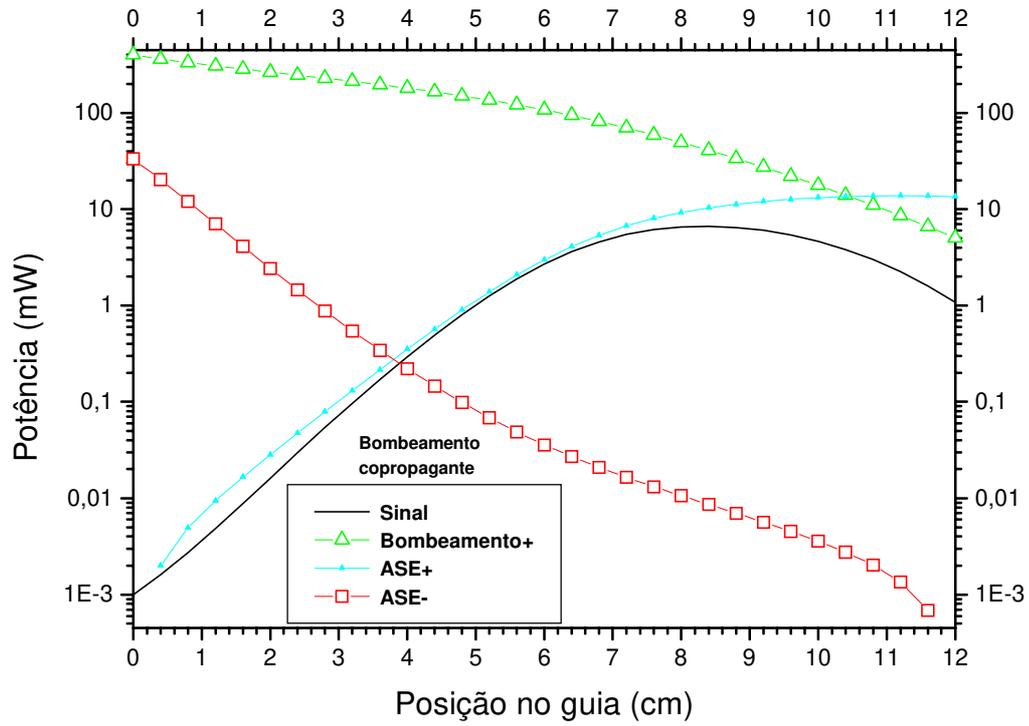
Para as simulações da Figura 4.2, no caso do bombeamento bidirecional (a) e (b), isto é, com co e contrapropagante aplicados simultaneamente, foi adotada a potência de 200 mW para cada bombeamento e no caso do bombeamento único, (c) e (d), foi adotada a potência de 400 mW. Adotou-se esse critério de valores nas simulações com bombeamento em $0,980 \mu\text{m}$.



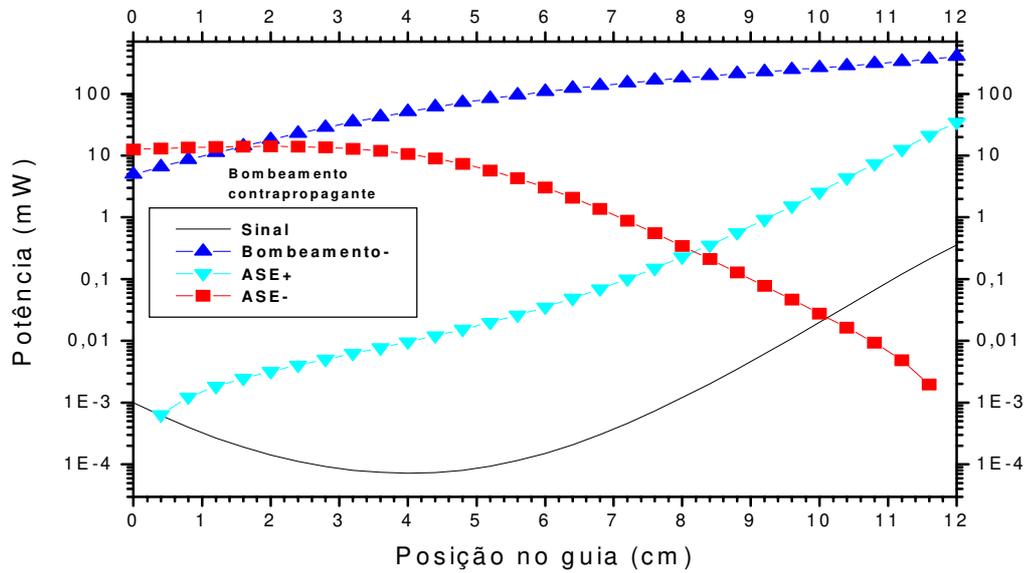
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.2. As simulações (a) e (b) têm bombeamento bidirecional com potência de 200 mW em cada direção. A simulação (c) tem bombeamento copropagante com potência de 400 mW e em (d) o bombeamento é contrapropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de 1 μ W na entrada, com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$.

Examinando-se as curvas do sinal para o bombeamento bidirecional (a) e (b), da Figura 4.2, e verificando-se as regiões de máximo ganho, é possível selecionar o comprimento ótimo. O valor adotado foi de 10 cm, dentro da região de máximo. Com esse mesmo procedimento, adotou-se 8 cm como comprimento ótimo para os dois bombeamentos singelos (c) e (d). Em todos os casos, aplicou-se a potência de 1 μW para o sinal.

As curvas da Figura 4.3 mostram a densidade populacional dos níveis N1 e N2 no centro geométrico do guia ao longo do mesmo. Cada bombeamento gera características próprias bem distintas no processo de inversão de portadores. Exemplo disso é o bombeamento bidirecional, que gera maior uniformidade de portadores ao longo do dispositivo, se comparado com os outros dois. Em todas as simulações, usou-se o comprimento ótimo para os guias.

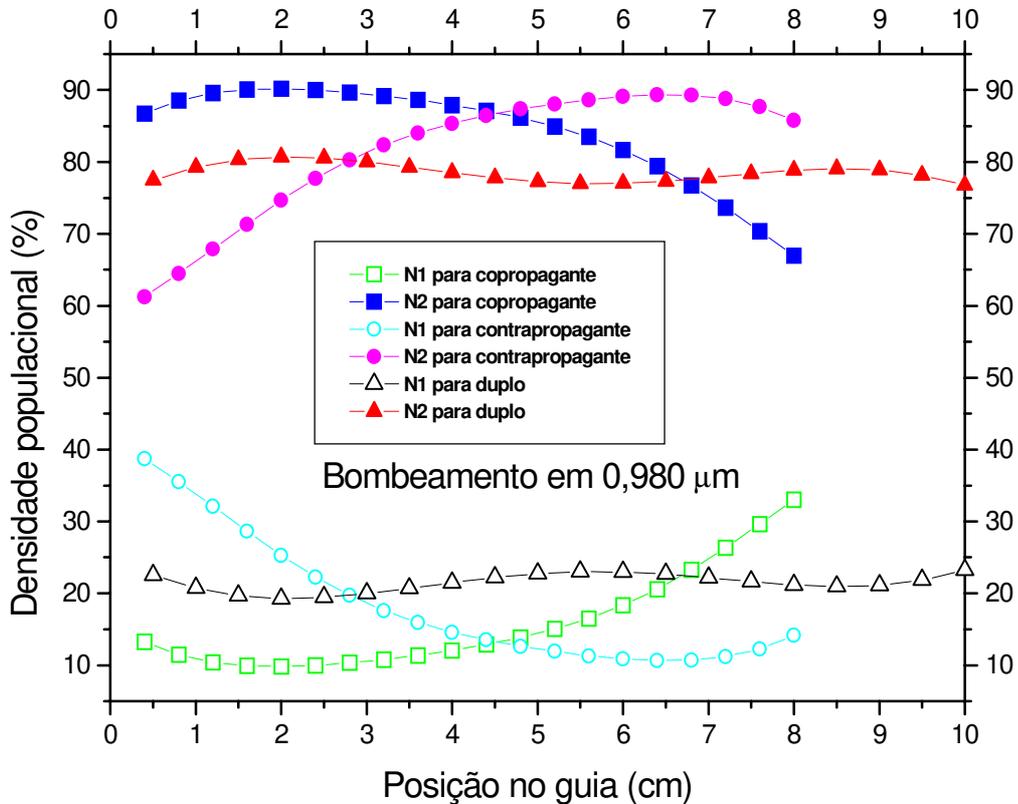


Figura 4.3– Densidade populacional ao longo do guia dos amplificadores para bombeamentos diversos com $P_p = 400 \text{ mW}$, para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$, e $P_s = 1 \mu\text{W}$, para $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$.

Na geração da Figura 4.4, utilizou-se o bombeamento copropagante, com $0,980 \mu\text{m}$ para o comprimento de onda e 400 mW para a potência. Nesse estudo, foi realizada uma varredura na potência do sinal, entre os valores de 10 nW até 100 mW , e com o comprimento fixo de onda do sinal de $1,531 \mu\text{m}$ para todas as simulações.

O resultado das simulações de potência de sinal versus ganho, Figura 4.4, mostra o desempenho do amplificador de telureto dopado com érbio muito superior quando comparado com o de óxido de silício nas mesmas condições de guia curto. Para o guia de 3 cm , obteve-se um ótimo ganho acima de 20 dB . Esse desempenho melhora ainda mais quando o comprimento de guia de onda é de valor ótimo, ou seja, de 8 cm . Para o guia desse comprimento, obteve-se o ganho máximo de 41 dB .

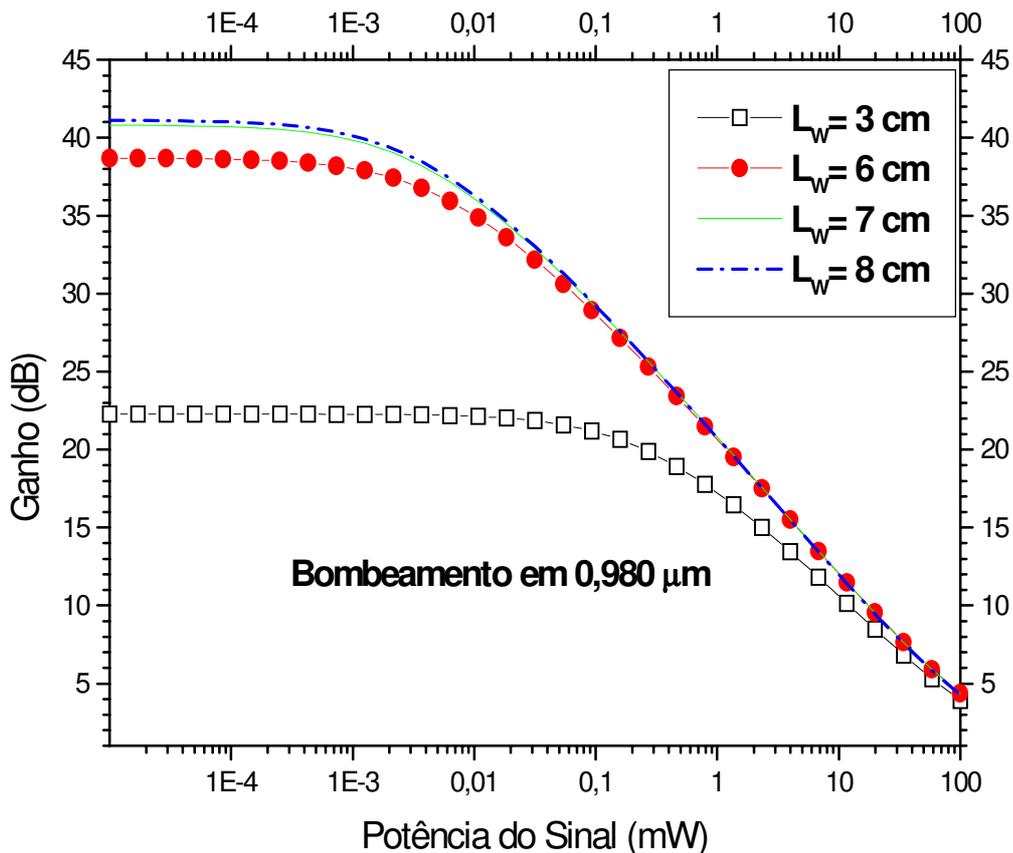


Figura 4.4 – Ganho em função da potência do sinal de entrada para os comprimentos de guias de onda de 3 , 6 , 7 e 8 cm . Potência de bombeamento copropagante de 400 mW e com $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$.

Nas simulações mostradas na Figura 4.5, o objetivo foi obter o ganho com a variação do comprimento de onda do sinal, desde o valor de 1,47 até 1,57 μm . Adotou-se os comprimentos de guias de onda de 3, 6, 7 e 8 cm. O bombeamento é copropagante, com o comprimento de onda de 0,98 μm , para um bombeamento de 400 mW. Confirmou-se o pico máximo característico para o comprimento de onda em 1,531 μm , que é típico dos dispositivos ópticos dopados com érbio.

As simulações com guias de telureto dopados com érbio apresentam-se como um dos interessantes resultados deste trabalho, fato que ficará mais evidente quando forem apresentadas as simulações com bombeamento em 1,480 μm . Observou-se que, nos guias de onda de 6, 7 e 8 cm, existe a tendência de amplificação em comprimentos de onda maiores, com o surgimento de um segundo pico da curva em 1,56 μm (Figura 4.5).

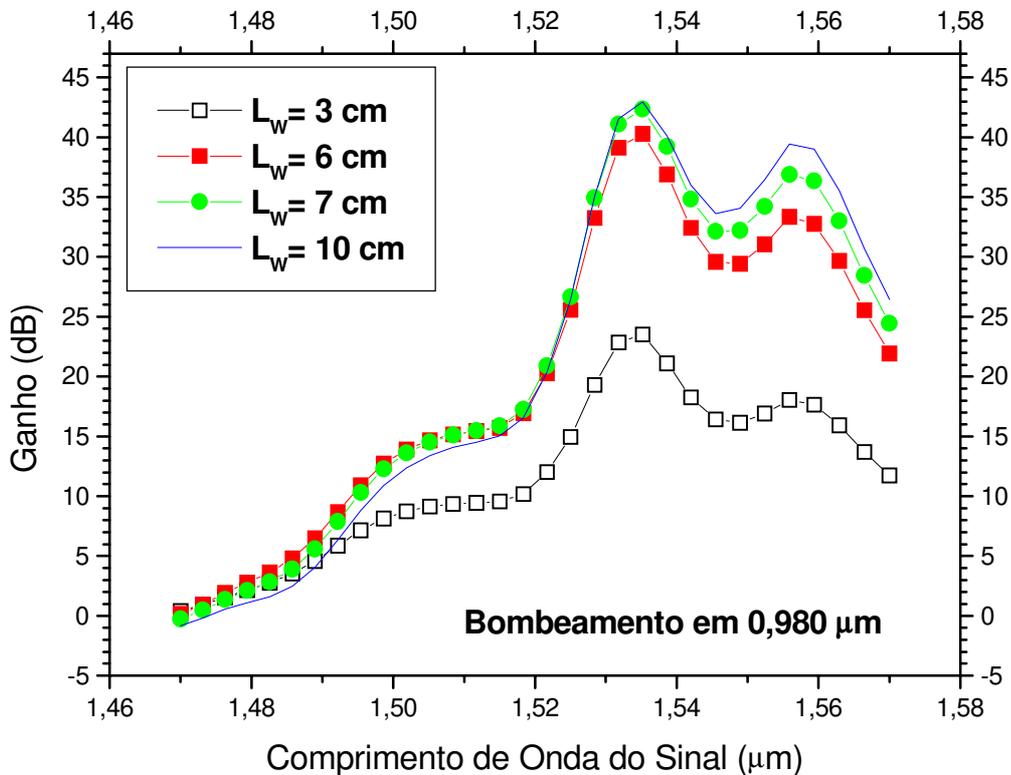


Figura 4.5 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para os comprimentos de guias de onda: 3, 6, 7 e 8 cm. Potência de bombeamento copropagante de 400 mW, para $\lambda_p = 0,980$ μm e $P_s = 1$ μW .

4.2.2 - Análise da Figura de Ruído.

A Figura de Ruído foi discutida na Seção 3.2.2, do Capítulo 3. Sendo assim, passa-se à apresentação dos resultados da Figura 4.6. Na medida em que, para gerar a NF, são usados os mesmos parâmetros da figura anterior, utilizou-se as mesmas simulações para gerar tal figura. Dessa maneira, os dados constitutivos são os mesmos para essas curvas. A característica dessas curvas NF que se faz notar é que, na região usada para amplificação do sinal, acima de 1,52 μm , todas as curvas estão abaixo de 4,5 dB.

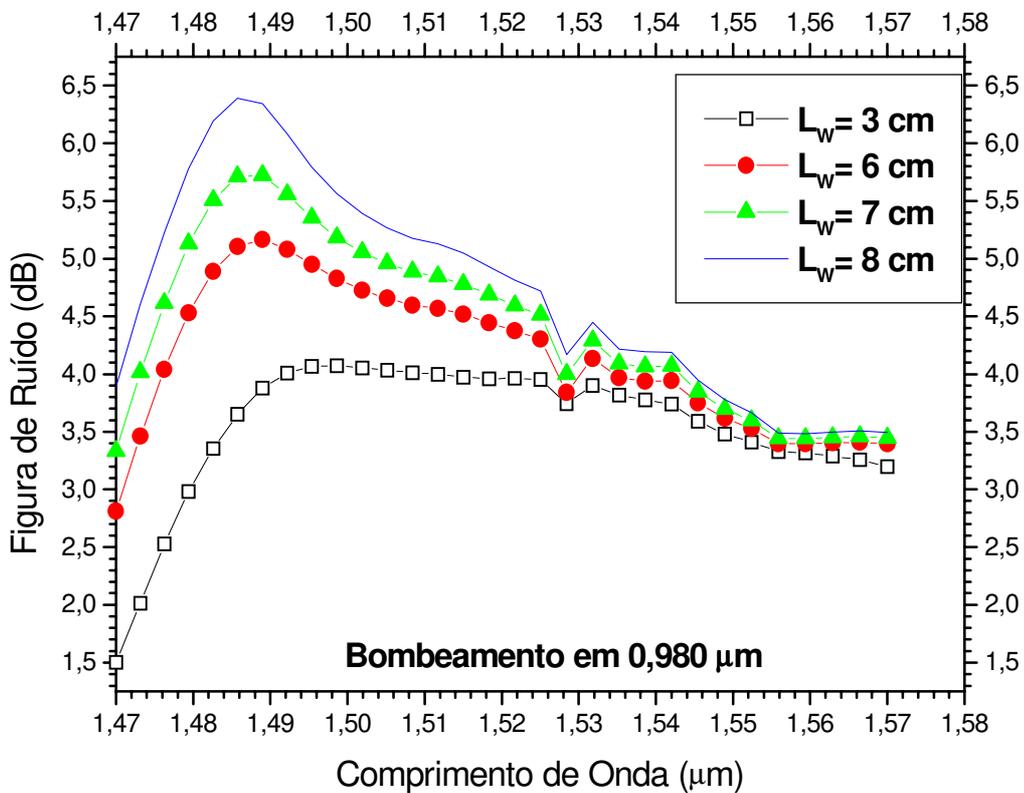


Figura 4.6 – Figura de Ruído para os comprimentos de guias de onda: 3, 6, 7 e 8 cm. Potência de bombeamento copropagante de 400 mW, para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Através das curvas da Figura 4.7 é possível analisar a Densidade Espectral da ASE+ (*Amplified Spontaneous Emission*). Essas curvas são obtidas com a variação do comprimento da onda do sinal. Como se viu no capítulo anterior, a ASE é ruído, e seu cálculo é fundamental para o de NF. Na curva para o guia de onda de 8cm,

notou-se um segundo pico, confirmando a amplificação em 1,56 μm . Novamente, confirmou-se a possibilidade de operação em duas frequências centrais, ou seja, em 1,531 e 1,56 μm .

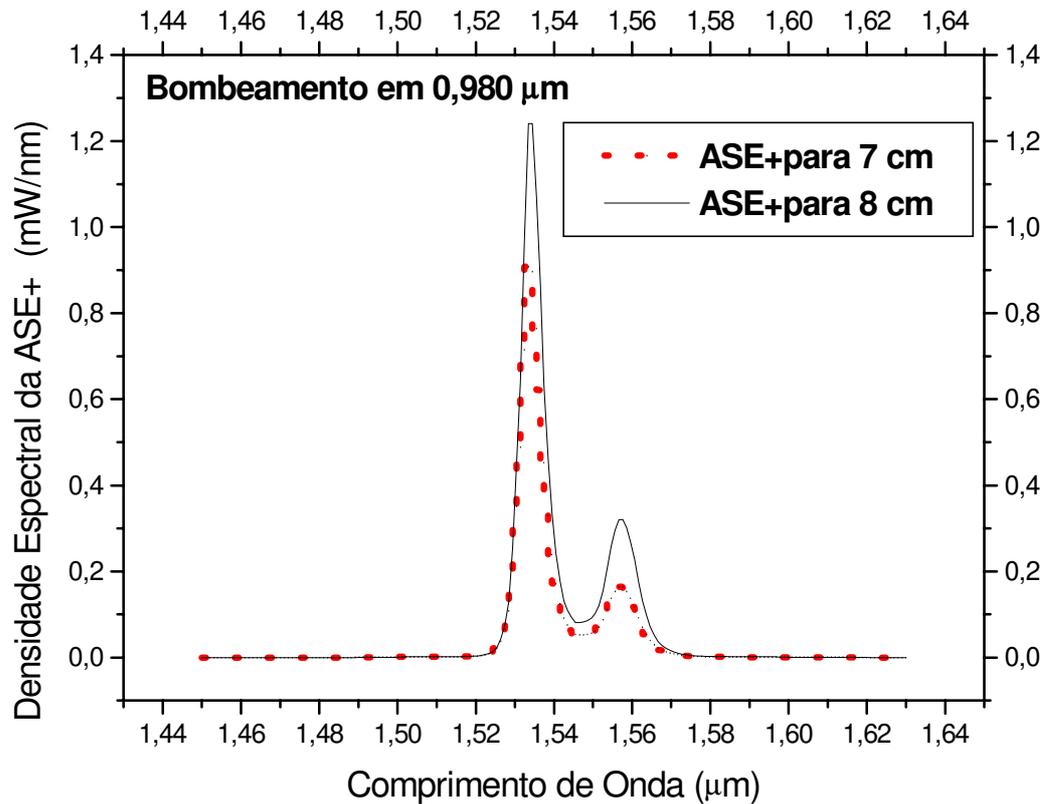


Figura 4.7 – Densidade Espectral de ASE+ na saída de dois amplificadores (7 e 8 cm). Potência de bombeamento copropagante de 400 mW, para $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

4.3 - Resultados com bombeamento em 1,48 μm .

O objetivo dessa parte do trabalho é a obtenção, através de simulações, dos parâmetros e características de funcionamento dos guias de onda de telureto dopados com érbio, quando o bombeamento é no comprimento de onda de 1,48 μm . Primeiramente, analisou-se o ganho gerado com a variação de alguns parâmetros e, por fim, foi feito um estudo sucinto do ruído, com apresentação da NF e da ASE.

4.3.1 - Análise do ganho.

Inicialmente, considerou-se dois tipos de bombeamento, o copropagante e o bidirecional, para a escolha da potência da fonte, a qual servirá para efetuar todas as simulações.

Até esta parte do presente capítulo, o comprimento de onda adotado para o sinal foi de $1,531 \mu\text{m}$ para bombeamento em $0,980 \mu\text{m}$. No entanto, nas simulações com bombeamento em $1,48 \mu\text{m}$, o comprimento de onda do sinal de $1,56 \mu\text{m}$ é o que apresenta ganho razoável e para o qual o dispositivo comporta-se, em todas as simulações, como amplificador. Não é uma escolha, é a decorrência direta desse bombeamento. O comprimento de sinal ($1,56 \mu\text{m}$) será bem caracterizado nas simulações a seguir.

A Figura 4.8 é constituída de oito curvas, resultantes das simulações de variados comprimentos do guia de onda. A potência de bombeamento varia entre os valores de 0 até 1000 mW para a obtenção do ganho. O comprimento de onda de bombeamento é de $1,48 \mu\text{m}$ e o comprimento de onda do sinal é de $1,56 \mu\text{m}$ com potência de $1 \mu\text{W}$. A singularidade dessa figura é que, na medida em que cresce o comprimento físico do guia, também cresce o ganho. As quatro primeiras curvas (7, 8, 9, e 10 cm) tiveram bombeamento copropagante com potência variável e as quatro curvas restantes, de maior ganho, tiveram bombeamento co e contrapropagante de mesmo valor.

Os dois conjuntos de curvas registram uma enorme diferença entre seus valores de ganho. Enquanto, com bombeamento bidirecional, as curvas estão quase inteiramente contidas acima do ganho de 40 dB, as curvas com bombeamento único mal chegam a 30 dB.

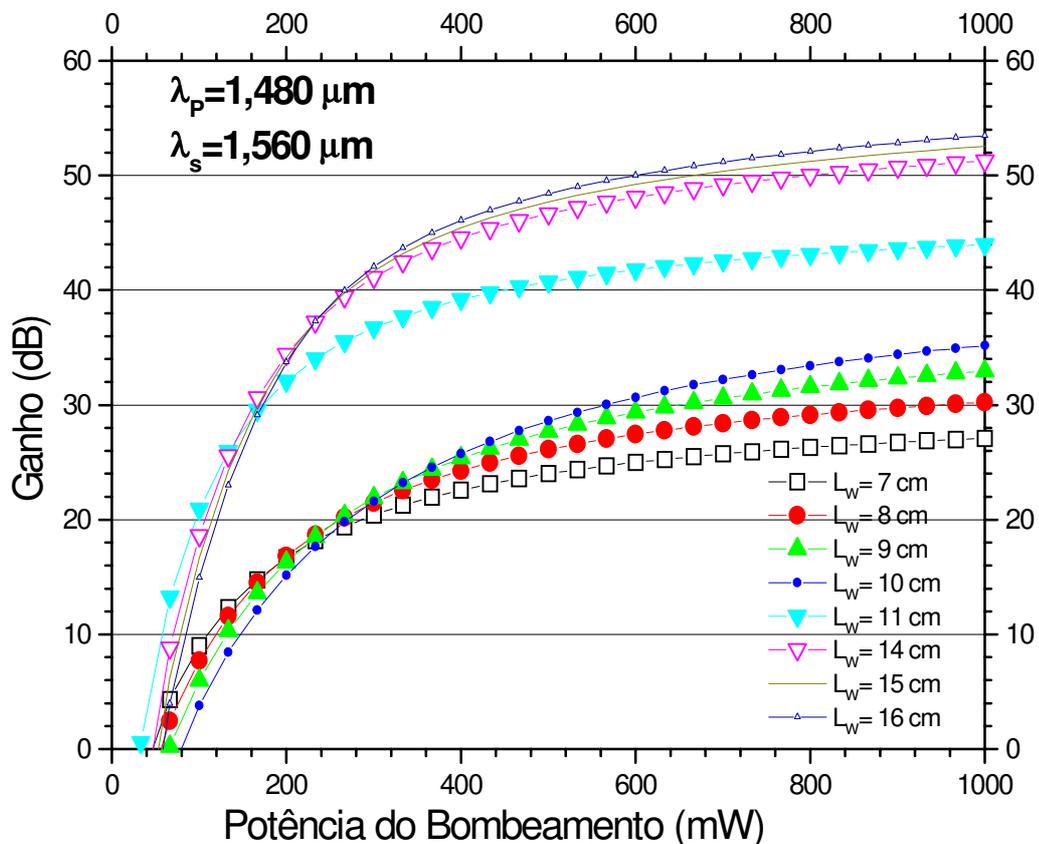
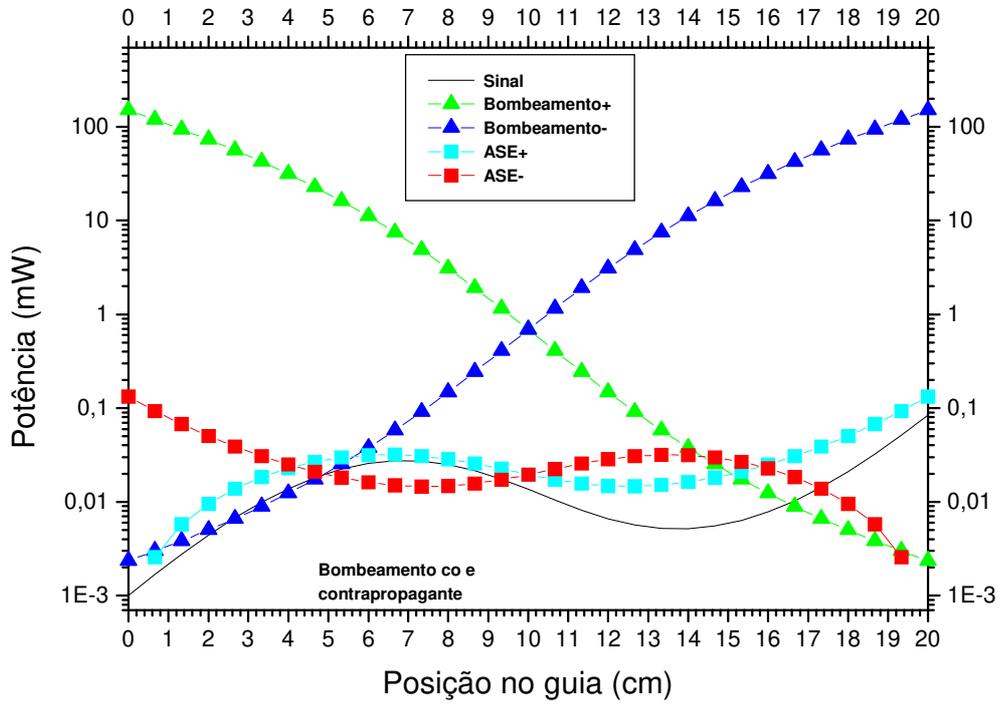


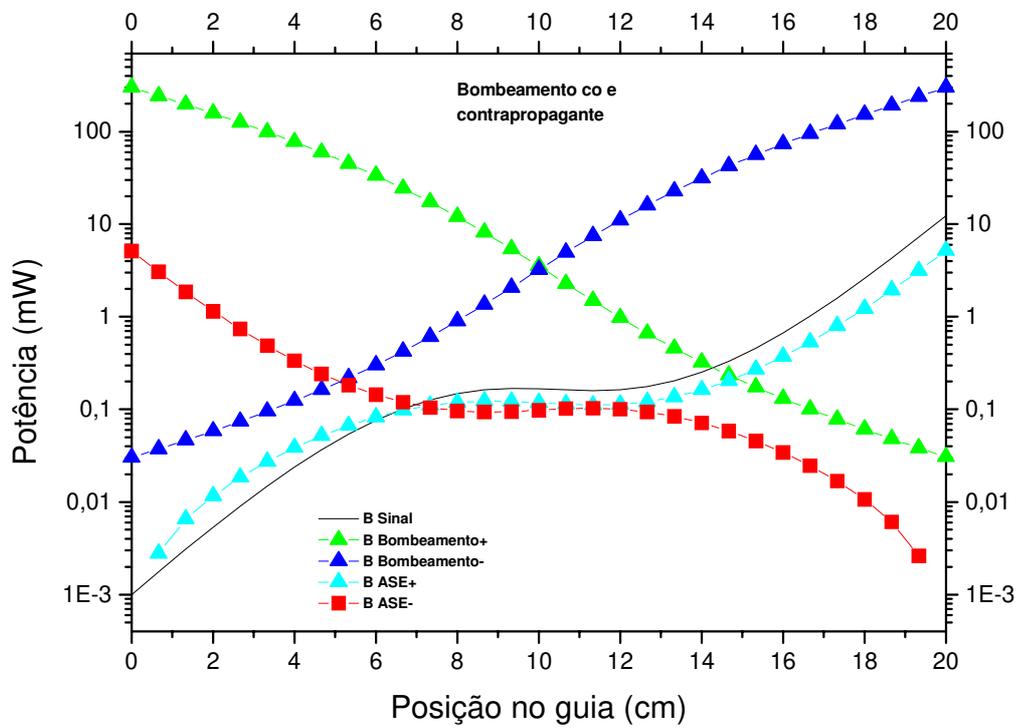
Figura 4.8 – Ganho em função da potência de bombeamento copropagante, nos comprimentos de guia de 7, 8, 9 e 10 cm. Para os comprimentos de 11, 14, 15 e 16 cm foi usado bombeamento co e contrapropagante. Potência de sinal de 1 μW , com $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$, e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$.

A Figura 4.9 tem, nos dois quadros (a) e (b), simulações com bombeamento bidirecional, isto é, com bombeamento co e contrapropagante. No quadro (a) cada bombeamento tem potência de 150 mW; então, o valor geral do bombeamento é de 300 mW, dividido entre as duas extremidades do guia de onda. No quadro (b) cada bombeamento tem potência de 300 mW, perfazendo o valor de 600 mW.

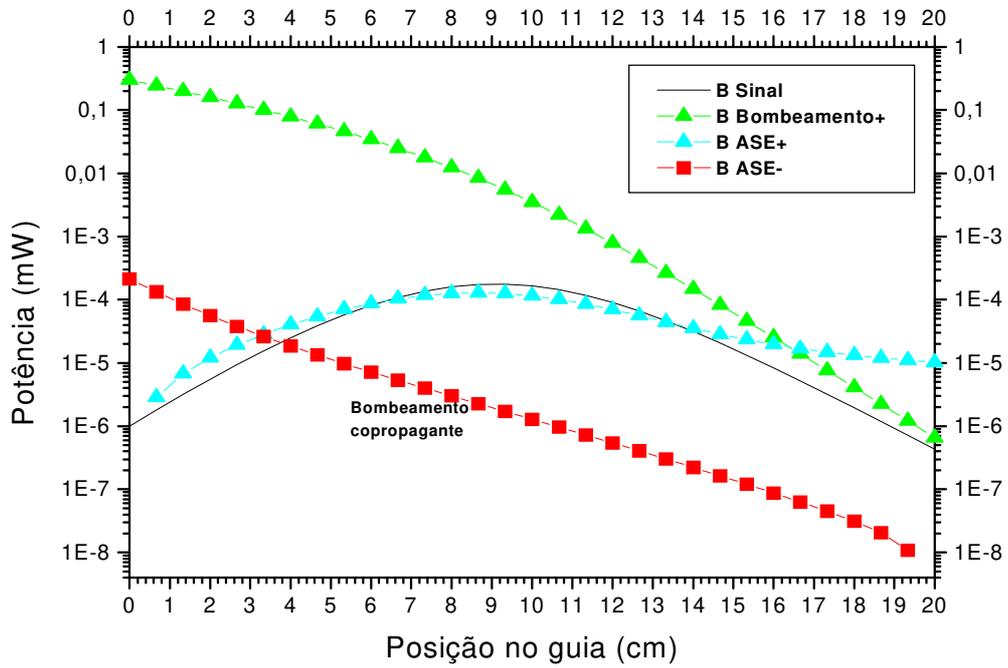
Por meio da Figura 4.9 é possível fazer um estudo do tamanho ótimo para cada valor ou tipo de bombeamento. Fica evidente que para o bombeamento bidirecional, com potência total de 300 mW, o comprimento ótimo é 13 cm e, no caso da potência total de 600 mW, o tamanho ótimo é 16 cm.



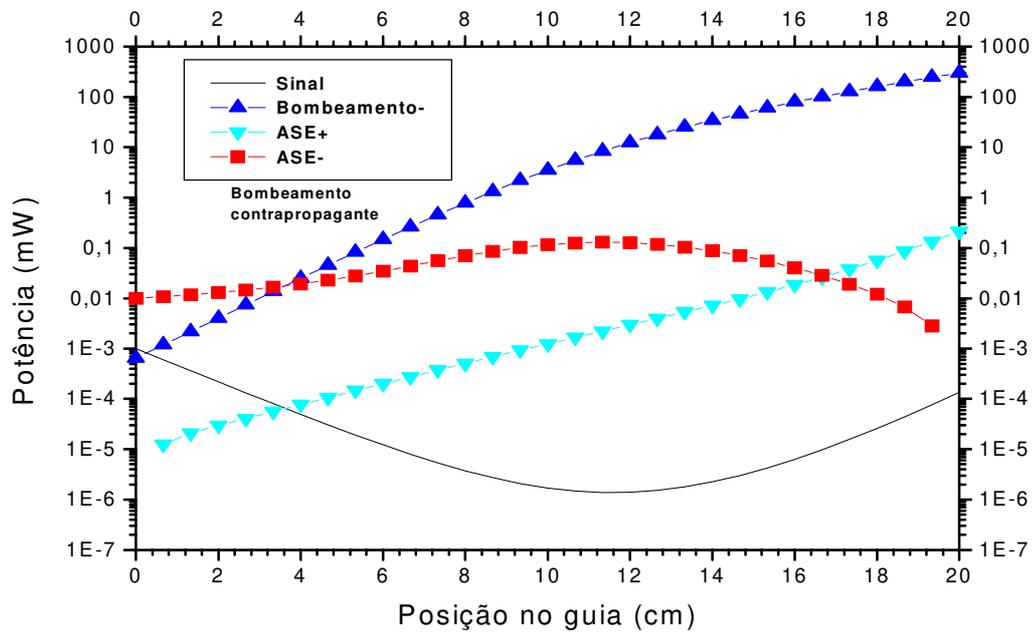
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.9. As simulações (a) e (b) têm bombeamento bidirecional com potências iguais em cada ponta, respectivamente 150 e 300 mW. Na simulação (c) o bombeamento é copropagante com potência de 300 mW, e na (d) o bombeamento é contrapropagante, com a mesma potência. A potência do sinal é de $1 \mu\text{W}$ na entrada com $\lambda_s = 1,56 \mu\text{m}$, e para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$.

Para a obtenção das curvas da Figura 4.10, foram executadas duas simulações com o mesmo tamanho (10 cm) em duas configurações diferentes do bombeamento, ou seja, copropagante e bidirecional. As duas curvas que se cruzam mostram a densidade das populações N1 e N2 ao longo do guia do amplificador (10 cm) para potência de bombeamento copropagante de 300 mW, com $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$. As outras duas curvas mostram densidade das populações N1 e N2 ao longo do guia do amplificador (10 cm) para potência de bombeamento co e contrapropagante de 300 mW, com $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$. As curvas mostram a inversão da quantidade de portadores ao longo do guia. Nota-se que o primeiro par de curvas que se cruzam demonstra que a inversão de portadores no final do guia não chega a 30%, isso para um comprimento ótimo. Esse é o caso do bombeamento apenas copropagante. Para o outro par de curvas, a inversão é mais uniforme ao longo de todo o guia de onda.

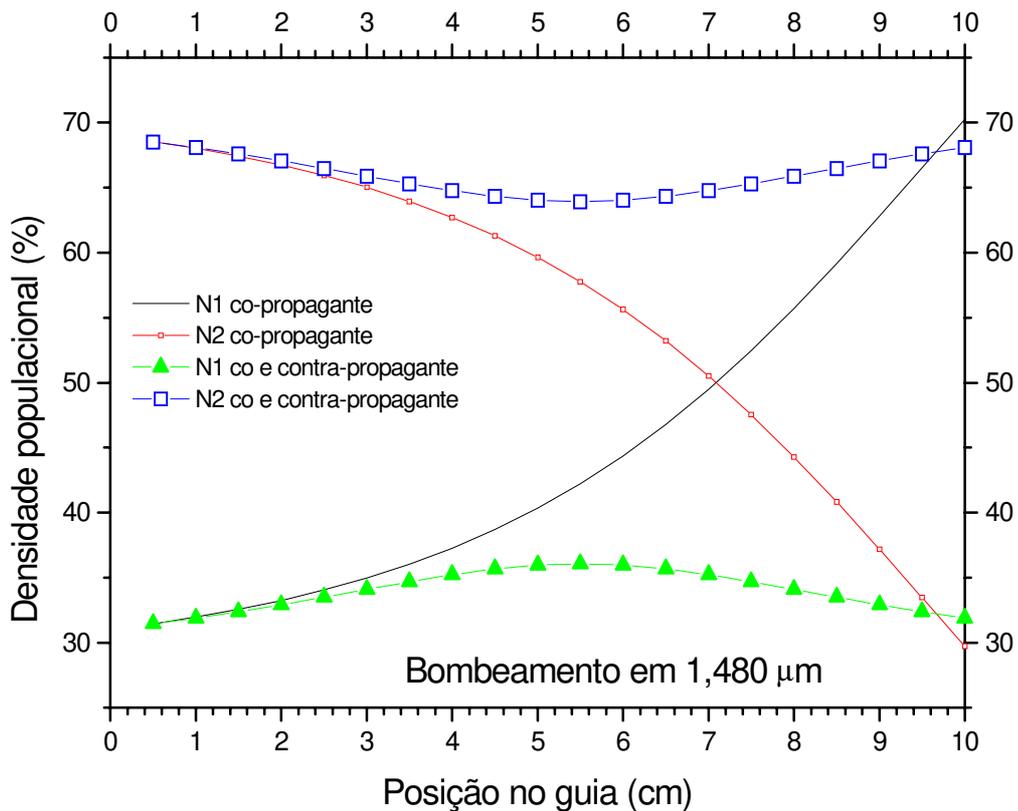


Figura 4.10– Densidade populacional N1 e N2 ao longo do guia do amplificador (10 cm), para dois tipos de bombeamento com potência de 300 mW, com $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

A Figura 4.10 apresenta a simulação para os mesmos oito comprimentos de guias calculados e relatados nos parágrafos anteriores. Para essas simulações escolheu-se a potência de 300 mW para a fonte de bombeamento, por ser a mais adequada ao dispositivo proposto para obtenção de bom valor de ganho com uma fonte LASER de valor comum [11].

Usou-se o comprimento de onda de 1,48 μm para o bombeamento e foi feita uma varredura de potência do sinal entre os valores de 10 nW até 100 mW com o comprimento de onda do sinal de 1,56 μm , conforme Figura 4.11. As quatro primeiras curvas, cujos guias de onda têm os comprimentos de 7, 8, 9, e 10 cm, tiveram bombeamento copropagante; as quatro curvas restantes (11, 14, 15 e 16 cm), de maior ganho, tiveram bombeamento co e contrapropagante. Dessas simulações, foram conseguidos ganhos de aproximadamente 43 dB para o bombeamento bidirecional. O amplificador de 16 cm, por exemplo, começa a saturar com 1 μW de potência do sinal quando, nota-se, o ganho começa a cair. O sinal de entrada tem uma potência que, com o alto ganho, satura com potências menores que nos demais comprimentos.

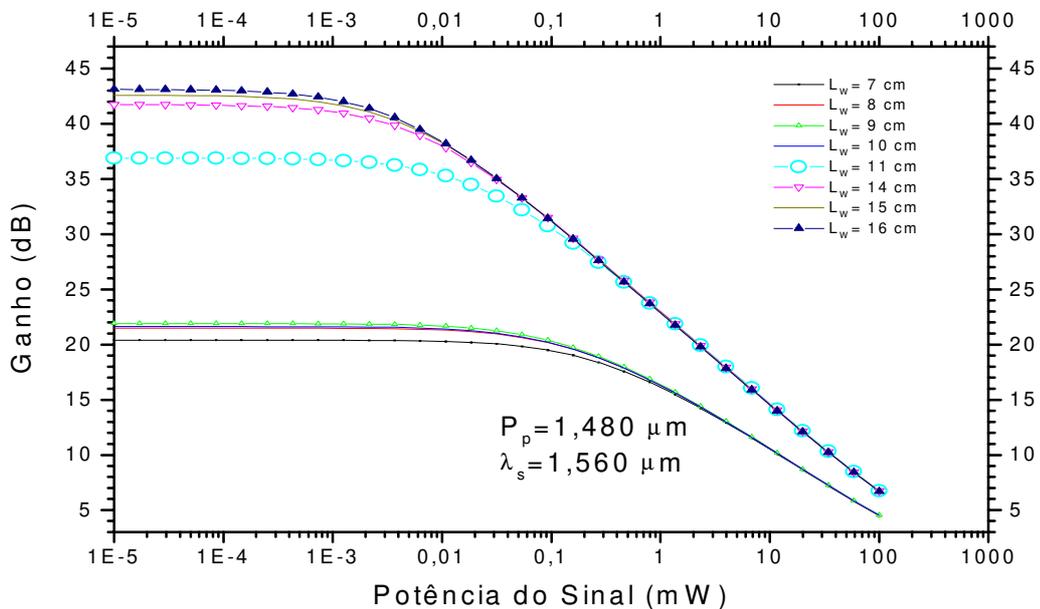


Figura 4.11 – Ganho em função da potência do sinal para os guias de comprimentos de onda: 7, 8, 9 e 10 cm, com potência de bombeamento copropagante de 300 mW. Para os comprimentos 11, 14, 15 e 16 cm, usou-se o bombeamento co e contrapropagante com a potência de 300 mW. $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$.

Na Figura 4.12 o objetivo foi obter o ganho com a variação do comprimento de onda do sinal, desde o valor de 1,50 até 1,64 μm . Usou-se os mesmos comprimentos de guias de onda dos cálculos anteriores, isto é, os valores de 7, 8, 9 e 10 cm. Usou-se, também, o bombeamento copropagante com o comprimento de onda de 1,48 μm para a potência de 300 mW. Para os comprimentos 11, 14, 15 e 16 cm, utilizou-se os bombeamentos co e contrapropagante com o comprimento de onda de 1,48 μm para a potência de 300 mW. Um pico máximo característico para o comprimento de onda em 1,56 μm é peculiar aos dispositivos ópticos com base no telureto e dopados com érbio com bombeamento em 1,480 μm . Nota-se, em todos os guias de onda, a característica do amplificador com comprimento de onda mais longo com um pico das curvas em 1,56 μm . Estudos desses dispositivos ópticos, em geral operando na banda longa, constituem informação de grande interesse.

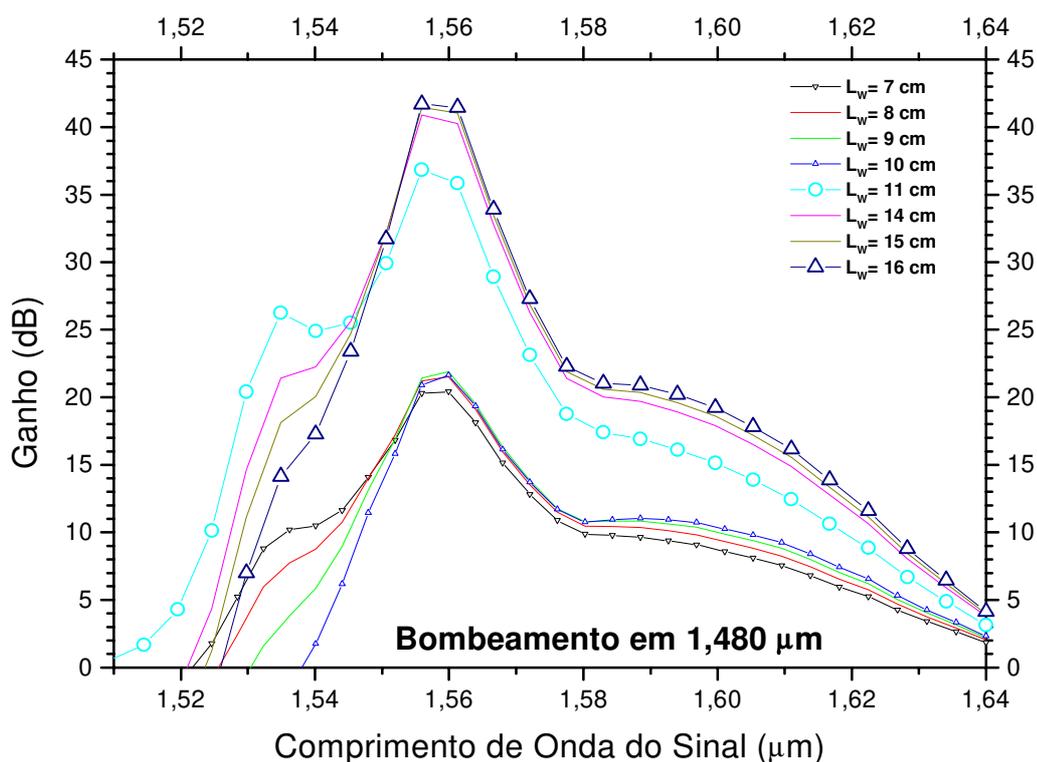


Figura 4.12 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal de entrada para os comprimentos de guias: 7, 8, 9 e 10 cm com potência de bombeamento copropagante de 300 mW. Para os comprimentos de onda com 11, 14, 15 e 16 cm, usou-se o bombeamento co e contrapropagante de 300 mW. $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

A Figura 4.13 é resultante de uma pesquisa no comportamento dos guias de onda com comprimentos bem inferiores aos valores ótimos. Essas curvas denotam baixo ganho, e que o pico característico do érbio em 1,53 μm só se iguala com o pico de 1,56 μm no guia de onda de 1 cm.

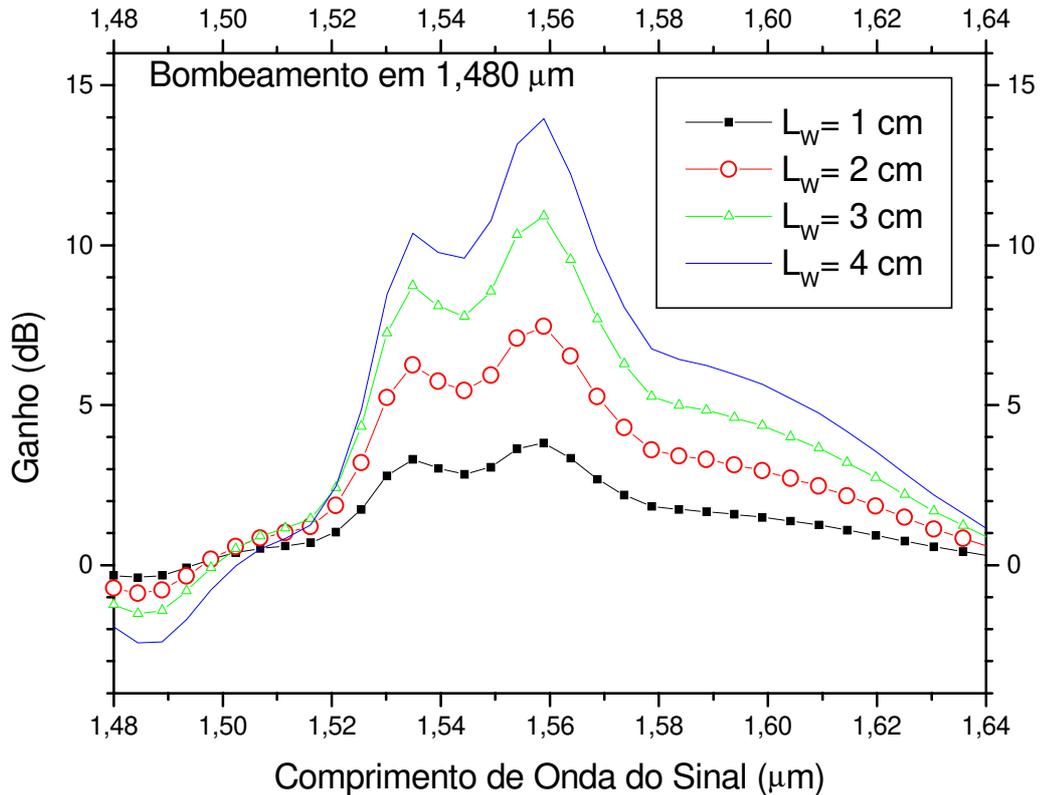


Figura 4.13 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para os diferentes comprimentos de guias: 1, 2, 3 e 4 cm. Potência de bombeamento copropagante de 300 mW para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

Para obter-se o comportamento do ganho do dispositivo, Figura 4.14, com base de telureto dopado com érbio, quando submetido a diversos valores de potência do sinal, optou-se pelo guia de comprimento de 9 cm com bombeamento copropagante de 300 mW e com comprimento de onda de 1,480 μm . Para o sinal, houve variação de 1,50 μm até 1,66 μm , com potências de 10, 100, 1000, 10000 μW . Notou-se que, nas duas primeiras simulações, o guia de onda ainda guarda uma considerável amplificação, porém nas duas últimas o mesmo decai abruptamente em consequência da própria característica do guia simulado, já denotada pelas curvas da Figura 4.11.

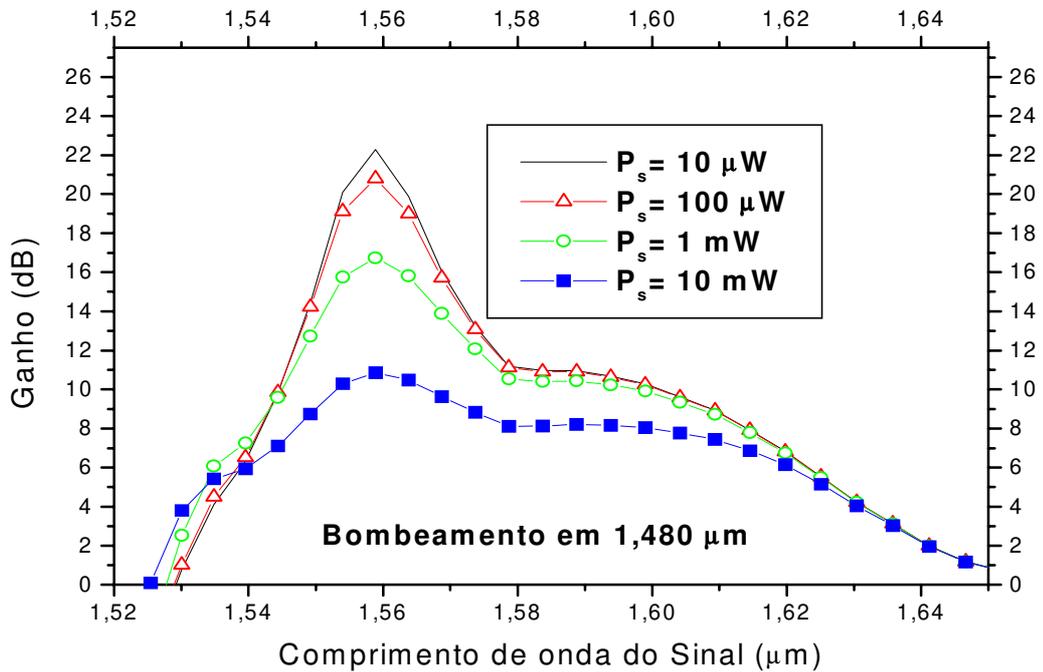


Figura 4.14 – Ganho de potência em função do comprimento de onda do sinal para as diferentes potências de entrada do sinal (10, 100, 1000, 10000 μW) para o guia de 9 cm. Potência de bombeamento copropagante de 300 mW, para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$.

4.3.2 - Análise da Figura de Ruído.

A NF, expressa na Figura 4.15, é uma confirmação da amplificação do dispositivo com substrato em telureto dopado com érbio com bombeamento em $1,480 \mu\text{m}$, quando se opera na região de $1,56 \mu\text{m}$, na qual a NF tem baixo valor. Nos guias de onda com comprimentos de 7, 8, 9 e 10 cm, usou-se o bombeamento copropagante com o comprimento de onda de $1,48 \mu\text{m}$ para a potência de 300 mW. Utilizou-se bombeamento bidirecional para os comprimentos de 11, 14, 15 e 16 cm, com os mesmos valores de potência e comprimento de onda. No entanto, a característica fundamental é o baixo valor (5 dB) da Figura de Ruído na região acima de $1,52 \mu\text{m}$, onde estão os comprimentos típicos do sinal para os guias (Figura 4.14). O alto valor da Figura de Ruído para os valores acima dessa região espectral é uma consequência do baixo valor de ganho nessa mesma região.

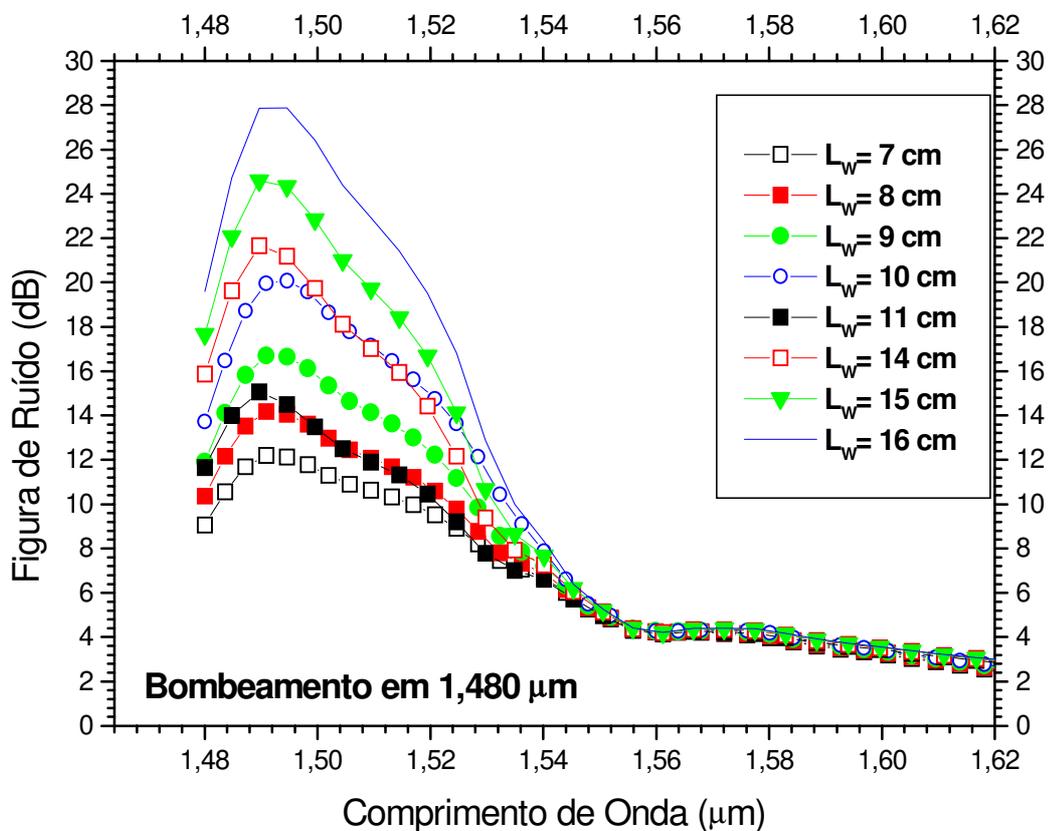


Figura 4.15 – Figura de Ruído para os comprimentos de guias de onda: 7, 8, 9 e 10 cm para a potência de bombeamento copropagante de 300 mW. Para os comprimentos de guias de onda: 11, 14, 15 e 16 cm, considerou-se a potência de bombeamento co e contrapropagante de 300 mW. $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

A Figura 4.16 mostra o comportamento da Densidade Espectral da ASE+. As curvas foram obtidas das mesmas simulações anteriores. Com isso, é possível fazer um estudo comparado da ASE relativo ao ganho, quando se faz uma varredura em comprimento de onda do sinal. A ASE é maior nas frequências de maior ganho e, praticamente, acompanha essa característica. Isso porque quando se tem maior quantidade de inversão de portadores é que se tem maior amplificação e maior emissão espontânea. Na curva para o guia de onda de 6 cm, nota-se um segundo pico de amplificação em $1,53 \mu\text{m}$. A diferença em termos de valor da ASE+ nos pares de curvas é notória, pois a inversão de portadores é mais uniforme em todo o guia com bombeamento bidirecional.

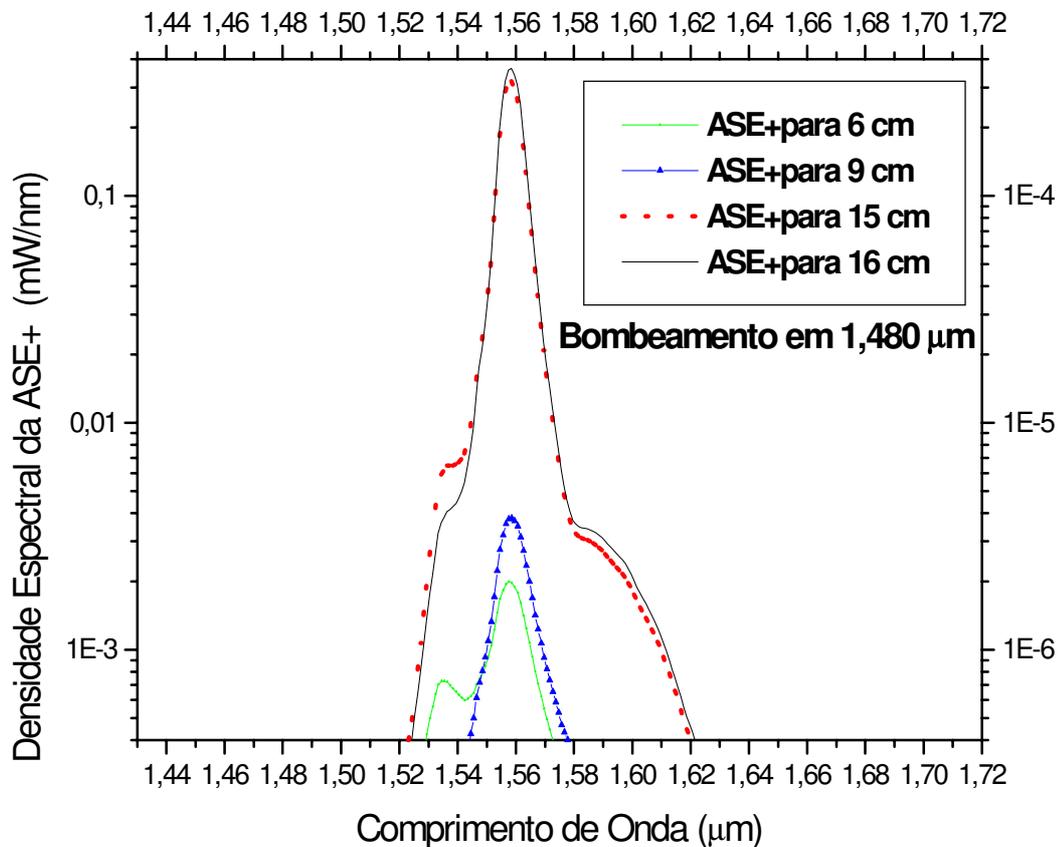


Figura 4.16 – Densidade Espectral de ASE+ na saída de amplificadores. Dois deles (6 e 9 cm) com bombeamento copropagante e os outros dois (15 e 16 cm) com bombeamento co e contrapropagante. A potência de todos é de 300 mW, para $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$ e $P_s = 1 \mu\text{W}$.

4.4 - Análise do QCE em guias de onda bombeados em 0,980 e 1,480 μm .

Dados sobre a teoria de QCE encontram-se no Capítulo 3 desta dissertação, mais precisamente na Seção 3.5 - Análise do QCE em Guias de Onda Bombeados em 0,98 μm e 0,48 μm .

A Figura 4.17 apresenta três curvas de QCE para o mesmo amplificador: o primeiro guia com bombeamento copropagante em $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$, tem $P_p=300 \text{ mW}$, $\lambda_s = 1,531 \mu\text{m}$ e $L_w = 7\text{cm}$; o segundo guia com bombeamento copropagante em $\lambda_p = 1,480$

μm , tem $P_p = 300 \text{ mW}$, $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e $L_w = 9 \text{ cm}$; e o terceiro guia com bombeamento co e contrapropagante em $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$, tem $P_p = 300\text{mW}$, $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e $L_w = 15 \text{ cm}$. Para todos os guias usou-se P_s variando de $0,1 \mu\text{W}$ até 100 mW .

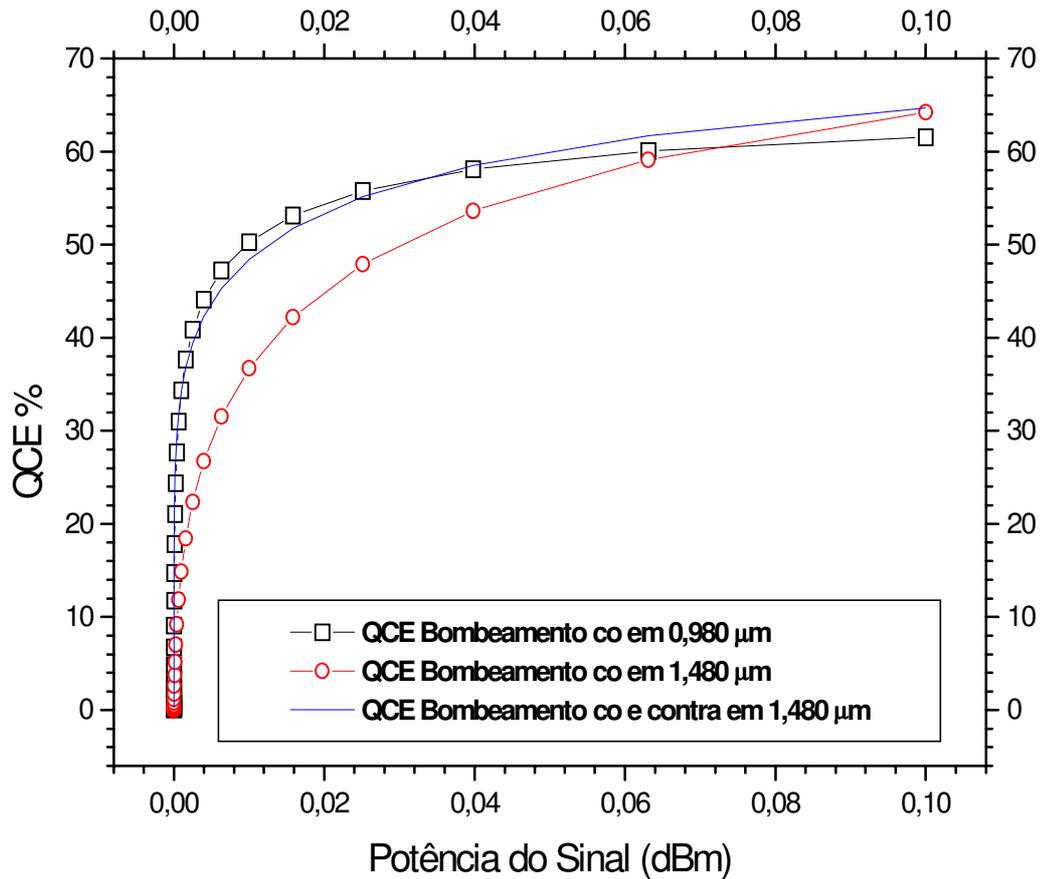


Figura 4.17 – QCE para os guias de onda com bombeamento copropagante em $\lambda_p = 0,980 \mu\text{m}$, com $P_p = 300 \text{ mW}$, $\lambda_s = 1,53 \mu\text{m}$ e $L_w = 7 \text{ cm}$; com bombeamento copropagante em $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$, com $P_p = 300 \text{ mW}$, $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e $L_w = 9 \text{ cm}$; e com bombeamento co e contrapropagante em $\lambda_p = 1,480 \mu\text{m}$, com $P_p = 300 \text{ mW}$, $\lambda_s = 1,560 \mu\text{m}$ e $L_w = 15 \text{ cm}$.

4.5 - Conclusão do Capítulo.

Neste capítulo, estudou-se os parâmetros dos guias de onda de telureto dopados com érbio. O parâmetro que tem sua variação fundamental e principal, e que foi analisado, é o bombeamento em duas opções: 0,980 μm e 1,480. Em decorrência desse fato, para cada comprimento de onda de bombeamento foi realizado um estudo em separado e se reservou a eles uma seção de resultados. Analisando-se e comparando-se o guia de onda de 10 cm de comprimento das Figuras 4.5 e 4.12 é possível concluir que o bombeamento em 0,98 μm é mais eficiente do que em 1,48 μm . Aparentemente contrariando a literatura constatou-se, da mesma forma que no capítulo anterior, que a maior eficiência do bombeamento em 0,980 μm é devido à geometria, aliada às dimensões do guia de onda utilizado nesta dissertação, geometria esta que dá a possibilidade de maior confinamento da propagação do bombeamento em 0,980 μm do que em 1,480 μm . Em resumo, o comprimento de onda de 0,980 μm está mais coerente com o guia proposto.

Entretanto, o resultado mais significativo deste trabalho foi o aprofundamento do estudo da propagação do sinal em 1,56 μm . Foi caracterizado que, com bombeamento em 1,480 μm num amplificador de guia de onda com substrato de telureto dopado com érbio, a propagação do sinal ocorre no comprimento de onda de 1,56 μm .

CAPÍTULO 5.

Conclusão.

Neste trabalho foram estudados os Amplificadores Ópticos Integrados, dopados com érbio e construídos em guias de onda com dois tipos de substratos. O primeiro, com base no óxido de silício [17], cujas simulações foram registradas e analisadas no Capítulo 3, e o segundo, analisado no Capítulo 4, com base no telureto.

O *software* existente [13] foi alterado, permitindo que os amplificadores ópticos integrados pudessem ser analisados com diferentes configurações de bombeamento (co e/ou contrapropagante com 0,980 e 1,480 μm) e, ainda, com diferentes substratos.

Muitas configurações de bombeamentos foram simuladas. Estas configurações têm três variantes. A mais importante é a que usa um dos dois comprimentos de onda clássicos de bombeamento, ou seja, a opção de 0,980 μm ou 1,480 μm para o comprimento de onda. Essa variante foi muito usada, gerando seções de resultados em

ambos capítulos. A segunda variante é a possibilidade de se fazer varreduras com potência de bombeamento. Tal varredura foi usada para orientar, em todo o trabalho, o valor da potência da fonte de bombeamento, a qual gera comportamentos diversos no dispositivo amplificador. Essa variável foi usada especificamente para obtenção do ganho. A terceira variante é a possibilidade do bombeamento ter a configuração copropagante ou contrapropagante e, ainda, a possibilidade das duas formas em conjunto, na configuração bidirecional.

Cada uma das variações gera um comportamento muito diferenciado nos amplificadores e, dessa forma, é possível imaginar a quantidade de configurações de bombeamento que se teve diante de tantas opções cruzadas.

Muitos outros fatores não foram explorados, como a geometria do dispositivo óptico construído e as dimensões da seção transversal, que poderão ser vistos em outro trabalho.

O dispositivo aqui estudado foi mantido com a mesma geometria para possibilitar a comparação entre as diferentes simulações. É um guia de onda com dimensões de $1 \times 1 \mu\text{m}$ de seção transversal que, aliado aos índices de refração do núcleo e da casca, garantiu a propagação monomodo. No entanto, essas dimensões diminutas do guia deverão ser analisadas com maior cuidado quando da proposta de outro trabalho na busca de dimensões mais realistas.

Quanto ao material constitutivo tem-se duas variações no presente estudo, ou seja, substrato em óxido de silício com dopagem de érbio, com $N_{\text{Er}} = 1 \times 10^{+26}$ íons/ m^3 , e o telureto com dopagem de érbio, com $N_{\text{Er}} = 8 \times 10^{+26}$ íons/ m^3 .

A configuração do bombeamento foi estudada, em todo o trabalho, em termos de seu comprimento de onda. Quando usado o QCE (*Quantum Conversion Efficiency*) como figura de mérito, chegou-se à conclusão de que o comprimento de onda de $0,980 \mu\text{m}$ é mais eficiente do que o de $1,480 \mu\text{m}$, aparentemente contrariando as referências bibliográficas [2]. Essa eficiência é explicada pelo maior confinamento do campo de bombeamento, quando o comprimento de onda é de $0,980 \mu\text{m}$.

O melhor desempenho do bombeamento em $0,980\ \mu\text{m}$ é confirmado, também, pela inversão da população de portadores. No caso de substrato de óxido de silício, comparando as Figuras 3.4 e 3.11, verifica-se que, com $0,980\ \mu\text{m}$, a inversão atinge 94% e se mantém ao longo de uma parte do guia acima de 90%. Por outro lado, com $1,480\ \mu\text{m}$, a inversão mal chega a 75% no início do guia e cai verticalmente. Paralelamente, o ganho chega a 40 dB com bombeamento em $0,980\ \mu\text{m}$, enquanto que com $1,480\ \mu\text{m}$, mal chega a 22 dB. No caso de substrato de telureto, Figuras 4.3 e 4.10, a situação é repetida para todos os tipos de bombeamentos: enquanto no copropagante o comprimento de onda de bombeamento $0,980\ \mu\text{m}$, atinge 90% na inversão de portadores, o bombeamento em $1,480\ \mu\text{m}$ não passa de 70%. Paralelamente, essa situação não se altera em relação ao ganho.

Analisando o QCE novamente se confirma a maior eficiência do bombeamento em $0,980\ \mu\text{m}$. Para o substrato de silício (Figura 3.17), o QCE alcança o valor de 80% com bombeamento de $0,980\ \mu\text{m}$, enquanto que com o bombeamento em $1,480\ \mu\text{m}$, o QCE mal chega a 55%. No caso do substrato de telureto (Figura 4.17), apenas com bombeamento duplo em $1,480\ \mu\text{m}$ é que o QCE é igual ao copropagante em $0,980\ \mu\text{m}$.

Outro resultado, confirmado pelas simulações, foi o ganho na banda L ($1,56 - 1,60\ \mu\text{m}$) para o substrato de telureto dopado com érbio para bombeamento com comprimento de onda de $1,480\ \mu\text{m}$, com ganho superior a 40 dB e duplo bombeamento (Figura 4.12).

No entanto, esse resultado deverá ser confirmado, quiçá com a parte experimental desenvolvida em laboratório em futuro trabalho. Se isso ocorrer, abrir-se-ão novas possibilidades nas comunicações óticas do sinal na banda L com o uso de amplificadores integrados com substrato em telureto dopado com érbio.

5.1 - Publicações geradas.

Durante este trabalho foram produzidas as seguintes publicações:

A.P. López-Barbero, H.E. Hernández-Figueroa e J.T. Strugo-Socas, “Modelo z-variante BPM para Amplificadores Ópticos Integrados Dopados com Érbio”, trabalho aceito no IX SBMO/2000, a ser publicado nos respectivos anais do evento.

A.P. López-Barbero, H.E. Hernández-Figueroa e J.T. Strugo-Socas, “Análise Comparativa entre as Não-linearidades Induzidas pelo Sinal e Bombeio em Meios Dopados com Érbio”, trabalho submetido ao SBT/2000.

Referências Bibliográficas

- [1]E. Desurvire e J.R. Simpson, “Amplification of Spontaneous Emission in Erbium-Doped Single-Mode Fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, Vol.7, No.5, pp.835-845, maio, (1989).
- [2]A. Bjarklev, “Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications”, *Artech House*, Boston, (1993).
- [3]A.P. López-Barbero, H.E. Hernández-Figueroa e J.T. Strugo-Socas, “Modelo z-variante BPM para Amplificadores Ópticos Integrados Dopados com Érbio”, trabalho aceito no IX SBMO/2000, a ser publicado nos respectivos anais do evento.
- [4]Th. Pfeiffer e H. Bülow, “Analytical Gain Equation for Erbium-Doped Fiber Amplifiers Including Mode Field Profiles and Dopant Distributions”, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.4, No.5, pp.449-451, (1992).
- [5]A. Bjarklev, S.L. Hansen e J.H. Povlsen, “Large Signal Modelling of an Erbium Doped Fiber Amplifier”, Anais da Conferência da *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference, OE/Fibers'89*, part: Fiber Laser Sources and Amplifiers, Boston, 6-8 setembro, SPIE, Vol.1171, pp.118-129, (1989).
- [6]B. Pedersen, A. Bjarklev, J.H. Povlsen, K. Dybdal e C.C. Larsen, “The Design of Erbium-Doped Fiber Amplifiers”, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol.9, No.9, pp.1105-1112, (1991).
- [7]F. Di Pasquale e M. Zoboli, “Analysis of Erbium-Doped Waveguide Amplifiers by a Full-Vectorial Finite-Element Method”, *IEEE Journ. of Lightwave Tech.* Vol.11, pp.1565-1574, (1993).
- [8]A. Yariv, “An Introduction to Theory and Applications of Quantum Mechanics”, *John Wiley & Sons, Inc*, New York, (1982).
- [9]A. Yariv, “Quantum Electronics”, *John Wiley & Sons, Inc*, New York, (1988).
- [10]A. Yariv, “Optical Electronics”, *Saunders College Publishing*, (1991).
- [11]E. Desurvire, “Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Principles e Applications”, *John Wiley & Sons, Inc*, New York, (1994).
- [12]R.A. Betts, T. Tjugiart, Y.L Xue, e P.L. Chu, “Nonlinear refractive index in erbium-doped optical fiber: theory and experiment”, *IEEE Journ. Quantum Electronics*, Vol.27, No.4, pp. 908-913, (1991).

- [13] A.P. López-Barbero, “Modelamento de Amplificadores Ópticos Dopados com Érbio por Elementos Finitos”, *Tese de Doutorado*, FEEC/DMO/Unicamp, fevereiro, (2000).
- [14] M.J. Pontes, “Análise da Operação Saturada de Amplificadores de Potência a Fibra Dopada com Érbio”, *Tese de Doutorado*, FEEC/DMO/Unicamp, julho, (1996).
- [15] G. Kaiser, “Optical Fiber Communications”, *McGraw-Hill*, Auckland, (1983).
- [16] G.P. Agrawal, “Fiber-Optic Communication Systems”, 2nd ed., *J. Wiley & Sons*, New York (1998).
- [17] A.P. López-Barbero, H.E. Hernández-Figueroa e J.T. Strugo-Socas, “Análise Comparativa entre as Não-linearidades Induzidas pelo Sinal e Bombeio em Meios Dopados com Érbio”, trabalho submetido ao SBT/2000.