

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

**COMPRESSÃO DINÂMICA DO GANHO EM CASCATAS DE  
AMPLIFICADORES ÓPTICOS A SEMICONDUTOR:  
SIMULAÇÃO E MEDIDAS**

JULIANO PÁVEL BRASIL CUSTÓDIO  
Orientador: Prof. Dr. Evandro Conforti

Tese de mestrado apresentada à Faculdade  
de Engenharia Elétrica e de Computação da  
Universidade Estadual de Campinas, como  
parte dos requisitos exigidos para a  
obtenção do título de **MESTRE EM  
ENGENHARIA ELÉTRICA**

Este exemplar corresponde a redação final da tese  
defendida por Juliano Pável Brasil  
Custódio ..... aprovada pela Comissão  
Julgada em 24 / 10 / 97  
Evandro Conforti  
Orientador

C969c

32759/BC

Outubro/97

UNICAMP  
BIBLIOTECA CENTRAL

UNIDADE BO  
N.º CHAMADA:  
1/UNICAMP  
C.969c  
V. \_\_\_\_\_ Ex. \_\_\_\_\_  
TOMBO BC/ 30159  
PROC. 398195  
C  D   
PREÇO R\$ 19,00  
DATA 23/10/98  
N.º CPD \_\_\_\_\_

CM-00105145-6

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

C969c Custódio, Juliano Pável Brasil

Compressão dinâmica do ganho em cascatas de amplificadores ópticos a semicondutor: simulação e medidas. / Juliano Pável Brasil Custódio. Campinas, SP: [s.n.], 1997.

Orientador: Evandro Conforti

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Amplificadores óticos 2. Comunicações óticas. I. Conforti, Evandro. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

“A ciência ensoberbece, mas o amor edifica.”

Coríntios 8:1

## **Agradecimentos**

Agradeço a todos os que me ajudaram durante o desenvolvimento da minha tese. Ao Prof. Dr. Wilmar Bueno, meu primo e amigo, que muito me auxiliou quando cheguei a Campinas, precisando de um fiador para alugar um apartamento. Ao Prof. Dr. Evandro Conforti, meu orientador, que me deu liberdade suficiente para trabalhar quando precisei e soube tomar caminhos alternativos diante dos obstáculos. Ao Dr. Govind Agrawal, que teve a boa vontade de nos orientar no momento em que buscávamos material para iniciar a nossa pesquisa e gentilmente respondeu ao e-mail que lhe enviamos. Ao Prof. Dr. Sakanaka que nos ensinou eficientes métodos numéricos, que nos auxiliou na resolução de problemas fundamentais para o desenrolar da tese. Aos colegas do LAPCOM que, por vezes se envolveram em questões que eu procurava responder e foram companhia valiosa. Aos Professores Dr. Rui Fragassi, Dr. Eunézio de Souza (Toroh) e Dr. Aldário que fizeram parte da banca da minha tese. Agradeço ao CNPQ por ter auxiliado todo o projeto financeiramente durante 24 meses.

Finalmente, acima de todas as coisas, agradeço a Deus que foi um amigo fiel, fornecendo-me toda a instrução necessária para o cumprimento das tarefas propostas. Que todos os créditos sejam dados a Ele.

# Sumário

<b>Resumo</b>	<b>1</b>
<b>1. Introdução</b>	<b>2</b>
<b>2. Princípios Básicos de Semicondutores Aplicados à Óptica</b>	<b>5</b>
2.1 Taxas de Emissão e Absorção	7
2.2 Junção p-n	15
2.3 Corrente x Potência	18
<b>3. Modelamento de Amplificadores Ópticos a semicondutor</b>	<b>20</b>
3.1 Modelamento a partir das equações de taxa	20
3.2 Modelamento de pequenos sinais	37
3.3 Modelo para Grandes Sinais	42
3.3.1 Análise de Sinais Estáticos	43
3.3.1.1 $P \lll P_s$	44
3.3.1.2 Saturação do Ganho	47
3.3.1.3 Potência de Saturação	50
3.3.2 Análise Dinâmica	54
3.3.2.1 Propagação de onda	54
<b>4. Implementação do Programa</b>	<b>65</b>
4.1 Fluxograma	66
4.1.1 Curvas ou Sistema de amplificadores?	67
4.1.2 Dados do Dispositivo	68
4.1.3 Produzir pulso de entrada ou extraí-lo de um arquivo?	70
4.1.4 Extrair Pulso de Entrada	70
4.1.5 Produzir Pulso de Entrada	70
4.1.6 Cálculo de $g(z,0)$	73
4.1.7 Integral de $g(z,0)$	73
4.1.8 Cálculo do Pulso de Saída de um Amplificador	73
4.1.9 Realimentação	74
4.1.10 Deseja Calcular Outro Sistema?	75
4.1.11 Cálculo das curvas do <i>Overshoot Noise</i>	75
4.1.11.1 Parâmetros do Dispositivo	77
4.1.11.2 Geração do Sinal de Entrada	77
4.1.11.3 Cálculo do Sistema com o Sinal de Entrada Gerado	78
4.1.11.4 Levantamento das Curvas	79
4.2 Exemplos da Execução do Programa	82
<b>5. Resultados da Simulação e Comparação com resultados experimentais</b>	<b>96</b>
<b>6. Conclusão</b>	<b>117</b>
<b>Apêndice A - Guias Retangulares</b>	<b>119</b>
<b>Apêndice B - Programa soa6.cc</b>	<b>125</b>
<b>Apêndice C - Programa do Modelo Baseado nas Equações de Taxa</b>	<b>148</b>
<b>Apêndice D - Métodos Numéricos</b>	<b>153</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>155</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>160</b>

## **Resumo**

Estuda-se a viabilidade da utilização de cascatas de amplificadores ópticos a semicondutor na recuperação de portadoras ópticas, para a sua posterior reutilização em redes fotônicas. Analisam-se alguns modelamentos de amplificadores encontrados na literatura, obtendo-se resultados de seu comportamento estático e de seu comportamento dinâmico. Observa-se sua concordância entre os resultados obtidos através da simulação e medidas realizadas em um sistema montado em laboratório.

## **Abstract**

We study the possibility of using semiconductor optical amplifier cascades to recover optical carriers and its later use in photonic networks. We analyze some amplifier models found in the literature, obtaining results of its static behavior and of its dynamic behavior. We observe a good agreement between the simulations results and the measures made on a system built in laboratory.

## 1. Introdução

As redes de comunicações apresentam uma demanda de tráfego cada vez maior. Pequenas redes internas de dados, ou *intranets*, proliferam-se intensamente, transportando dados entre um número crescente de máquinas. Em adição às *intranets*, existe um vasto sistema de comunicações que realiza a transmissão de dados, voz e imagem para um número de usuários interligados que aumenta dia a dia. Com este crescimento súbito, logo começaram a aparecer os primeiros problemas, pois a rede, a partir de um determinado momento, a partir do início dos anos 90, começou a não comportar tamanha quantidade de dados exigida por programas cuja complexidade aumenta proporcionalmente ao conforto disponibilizado para os usuários. E esta massa de dados, antes, na sua totalidade, voltada para pesquisa, hoje em dia se aplica até a "bate-papos", filmes, grande quantidade de gráficos que trafegam na rede, serviços, propagandas, negócios, etc.

Os grandes problemas, que não demoraram muito a aparecer, são a capacidade e velocidade da rede. Em meados dos anos 90s, os usuários destas redes de comunicação começaram a experimentar uma excessiva lentidão das informações que por ela trafegavam. Esperas intermináveis por arquivos de programas, imagens, sons, trabalhos de pesquisa, artigos de revistas, etc., que trafegavam nas redes, passaram a ser dificuldades comuns que todos os usuários encontravam.

Muitas pesquisas e desenvolvimentos têm sido feitos com o objetivo único de tornar as comunicações mais ágeis do que são atualmente. Diversas vezes as soluções resultam em trabalhos de implementação cara ou complexa ou ambos. Ocupando uma considerável parcela destas pesquisas, encontram-se os sistemas a fibra óptica, que apresentam, entre os meios de comunicação, a maior taxa de crescimento dos últimos 15 anos, justificada pela imensa quantidade de dados que podem trafegar em uma fibra óptica. Seguindo esta linha da expansão dos sistemas ópticos, este trabalho se propõe a apresentar uma solução para aumentar a velocidade nas redes.

Um fator que tem contribuído para o atraso envolvido na implementação das redes ópticas é a conversão de sinal, de óptico para elétrico ao longo de um enlace, porque a eletrônica envolvida em repetidores, amplificadores, roteadores e outros componentes, limita a velocidade da comunicação. Estas conversões inserem um

tempo de atraso apreciável nas redes ópticas. No sentido de minimizar este atraso, surge o conceito de redes totalmente ópticas, onde o sinal elétrico, uma vez convertido em sinal óptico, não mais é convertido novamente para elétrico até atingir o seu destino. O objetivo deste trabalho é propor uma forma de se recuperar a portadora óptica para que esta possa ser reaproveitada e, depois, estudar as limitações deste método.

Uma idéia para se recuperar a portadora óptica seria simplesmente a inserção de filtros bem seletivos que filtrassem o sinal e permitissem a passagem da portadora óptica. É uma solução simples, porém a construção de um filtro óptico com a seletividade desejada teria um custo elevado, além de enfrentar limitações na sua implementação prática. E mesmo que estes problemas fossem contornados, ainda existiria o problema da relação sinal-ruído devido à atenuação sofrida pelo sinal óptico ao passar pelo filtro.

Outra forma possível para a recuperação da portadora óptica é o apagamento da informação que esta transporta na forma de modulação em amplitude, proposta pelo grupo em que o Prof. Dr. Evandro Conforti (Membro do Departamento de Micro-ondas e Óptica da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas ) realizou seu pós-doutoramento na Universidade de Illinois. Para este apagamento, propõe-se utilizar a característica que um amplificador óptico possui de amplificar de forma distinta sinais com diferentes níveis. O que acontece é que sinais com menor potência óptica tem um ganho maior do que sinais com mais potência óptica.

No estudo aqui realizado, simular-se-á a passagem de um sinal digital através de uma cascata de amplificadores ópticos semicondutores, observando-se o sinal de saída desta cascata. Espera-se que após a passagem pelos amplificadores, o sinal digital esteja suficientemente comprimido para ser desprezado e, conseqüentemente, ter-se a portadora recuperada e com potência suficiente para passar por uma modulação e transportar novamente informação entre dois pontos.

No Capítulo 2, faz-se um breve estudo sobre materiais semicondutores para aplicações em óptica. Neste capítulo são abordados alguns princípios básicos da estrutura de portadores de um material semicondutor emissor de luz. São analisados os tipos de emissão luminosa presentes em um semicondutor, fazendo-se uma breve exposição probabilística e física do fenômeno de geração de ftons. Comenta-se,

também, alguns efeitos de dopagem de um semicondutor, bem como as consequências da junção de dois materiais dopados diferentemente. São introduzidos alguns conceitos, como o de polarização de um amplificador óptico, corrente de transparência e corrente de limiar.

No Capítulo 3, expõe-se alguns modelos utilizados para se descrever o comportamento de um amplificador óptico a diodo semicondutor. Dois modelos são mostrados: um baseado nas equações de taxa e um baseado nas equações de Maxwell. O primeiro modelo é apenas utilizado para fazer-se uma análise estática do sinal, enquanto que o segundo é utilizado para uma análise dinâmica, apesar de ambos serem eficientes para as duas análises. A opção por uma ou outra análise foi baseada na complexidade de implementação matemática que uma e outra acarretariam.

No Capítulo 4, discorre-se a respeito da implementação do modelo dinâmico baseado nas equações de Maxwell, que é o objetivo final deste trabalho. Apresenta-se, aqui, o fluxograma do programa e uma detalhada explicação de cada parte para uma futura consulta ou melhoria do mesmo.

No Capítulo 5, apresenta-se uma série de resultados da simulação em comparação com algumas medidas realizadas em um sistema montado em laboratório. Aborda-se, aqui, algumas características do sinal de entrada teórico produzido pelo programa, e comenta-se os resultados obtidos em cada simulação.

No Capítulo 6 são apresentadas as conclusões deste trabalho e algumas sugestões para trabalhos posteriores nesta mesma linha de pesquisa.

## 2. Princípios Básicos de Semicondutores<sup>1</sup> Aplicados à Óptica

Sob condições normais, a maioria dos materiais semicondutores funciona como meio absorvedor de fótons de luz (processos de absorção). Entretanto, a interação fotônica também contempla os processos de emissão espontânea e emissão estimulada, os quais são fundamentais para as aplicações em engenharia. Em particular, este trabalho destaca a análise da propagação de pulsos estreitos de luz em materiais semicondutores, visando aplicações em chaveamento fotônico.

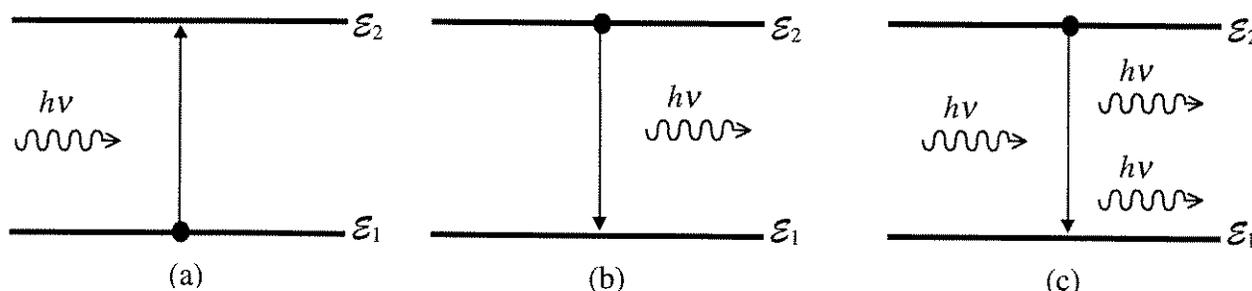


Figura 2.1: Processos fundamentais: (a) absorção, (b) emissão espontânea, (c) emissão estimulada

Inicialmente, são descritos os processos de absorção, emissão espontânea e emissão estimulada (ver Figura 2.1).

### • Absorção

Suponha que um fóton com energia  $\mathcal{E}_i = h\nu$  ( $h$  é a constante de Planck =  $6,23 \times 10^{-34}$  [J.s] e  $\nu$  é a frequência do fóton) incida sobre um material cujos átomos possuam dois níveis possíveis distintos de energia: o nível  $\mathcal{E}_1$ , com menor energia, conhecido como estado estável; e o nível  $\mathcal{E}_2$ , com maior energia, conhecido como estado excitado. O nível energético  $\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$  é conhecido como energia da banda proibida do material. Caso  $\mathcal{E}_i \geq \mathcal{E}_g$ , este fóton pode ser absorvido por um átomo. Então, este átomo passa de um estado de energia  $\mathcal{E}_1$ ,

<sup>1</sup> Agrawal, G. P., *Fiber-Optic Communication Systems*, ed. por K. Chang (Wiley Series in Microwave

para um outro estado mais energético e com energia maior ou igual a  $\mathcal{E}_2$ . No caso limite,  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_g$ , o átomo passa exatamente do nível  $\mathcal{E}_1$  para o nível excitado  $\mathcal{E}_2$ . Este processo de absorção da energia do fóton por um átomo do material é denominado absorção.

- **Emissão Espontânea**

Eventualmente, átomos em estado excitado (energia maior ou igual a  $\mathcal{E}_2$ ) decaem para o estado estável (energia  $\leq \mathcal{E}_1$ ) sem que haja nenhum tipo de estímulo externo. Este decaimento é, necessariamente, acompanhado de liberação de energia. Dependendo do material, esta liberação de energia pode ser radiativa ou não radiativa, sendo que a liberação radiativa consiste no processo de geração de energia luminosa e a não-radiativa consiste na geração de outros tipos de energia como, por exemplo, calor ou vibrações mecânicas. Supondo condições favoráveis (semicondutor de banda direta, por exemplo), o processo de decaimento provoca a emissão de um fóton de energia  $\mathcal{E}_i$ . Neste caso, os fons gerados são emitidos em quaisquer direções e com fases aleatórias. O tempo médio para que ocorra esta emissão é chamado de tempo médio de vida de portador. Este tempo é da ordem de 2 ns para um dispositivo de InGaAsP/InP construído para operar na faixa de 1.5  $\mu\text{m}$ . A emissão espontânea é, principalmente, caracterizada pela aleatoriedade do processo de emissão do fóton (direções e fases aleatórias).

- **Emissão Estimulada**

Este processo também provoca a geração de fons, analogamente ao processo de emissão espontânea. Entretanto, neste caso é necessário um estímulo externo. Se as condições forem favoráveis (inversão de população de elétrons, ou seja, grande número de átomos excitados no material), este fenômeno pode ocorrer com alta probabilidade. Os fons gerados neste

processo possuem energia, fase e direção de propagação iguais às do fóton incidente (assumido como fator externo estimulante para a ocorrência do processo) no material. Materiais que operam sob esta condição são chamados emissores de **luz coerente**, e, neste conceito, se encaixam os lasers semicondutores.

## 2.1 Taxas de Emissão e Absorção

Vamos considerar um sistema de dois níveis ( $\mathcal{E}_1$  e  $\mathcal{E}_2$ , com  $\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$ ) interagindo com transições radiativas, conforme ilustrado na Figura 2.1. Supondo-se que as densidades de portadores dos estados estável e excitado sejam  $N_1$  e  $N_2$ , respectivamente e sabendo-se que  $\rho_f$  é a densidade espectral de energia, as taxas de emissão espontânea, emissão estimulada e absorção podem ser escritas como a Equação 2.1<sup>1</sup>.

$$R_{\text{esp}} = A N_2 \quad R_{\text{est}} = B N_2 \rho_f \quad R_{\text{abs}} = B' N_1 \rho_f$$

Equação 2.1

onde:

- **A** - Constante conhecida como coeficiente de Einstein [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]
- **B** e **B'** - Constantes conhecidas como coeficientes de Einstein
- **R<sub>esp</sub>** - Taxa de emissão espontânea [fotons/s]
- **R<sub>est</sub>** - Taxa de emissão estimulada [fotons/s]
- **R<sub>abs</sub>** - Taxa de absorção [fotons/s]

Na situação em que ocorre o equilíbrio térmico, as densidades de portadores nos estados estável e excitado são, aproximadamente, distribuídas segundo a estatística de Boltzmann, de acordo com<sup>1</sup>

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{\epsilon_g}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

Equação 2.2

onde:

- **k** - Constante de Boltzmann [ $1,38 \times 10^{-23}$  J / K]
- **T** - Temperatura absoluta [Kelvin]

Sabendo-se que  $N_1$  e  $N_2$  não variam com o tempo (equilíbrio térmico), temos que a taxa de transição  $N_1 \rightarrow N_2$  deve ser igual à taxa de transição  $N_2 \rightarrow N_1$ , ou seja,

$$R_{\text{esp}} + R_{\text{est}} = R_{\text{abs}}$$

Equação 2.3

assim,

$$A N_2 + B N_2 \rho_f = B' N_1 \rho_f$$

Equação 2.4

Utilizando-se a Equação 2.2 e a Equação 2.4, a densidade espectral de energia radiativa,  $\rho_f$ , pode ser escrita conforme a equação abaixo:

$$\rho_f = \frac{A/B}{\frac{B'}{B} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

Equação 2.5

No equilíbrio térmico,  $\rho_f$  deve ser idêntica à densidade espectral de energia de um corpo negro, dada pela fórmula de Planck, ou seja:

$$\rho_f = \frac{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3}}{\frac{h \nu}{e^{K T} - 1}}$$

Equação 2.6

Desta forma pode-se chegar às expressões para os coeficientes A, B e B':

$$A = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B \quad \text{e} \quad B = B'$$

Equação 2.7

Assim sendo,

$$\frac{R_{\text{esp}}}{R_{\text{est}}} \cong \frac{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B N_2}{B N_2 \left( \frac{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3}}{\frac{h \nu}{e^{K T} - 1}} \right)} \cong e^{\frac{h \nu}{K T} - 1}$$

Equação 2.8

Da mesma forma,

$$\frac{R_{\text{esp}}}{R_{\text{abs}}} \cong \frac{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B N_2}{B N_1 \left( \frac{\frac{8\pi h \nu^3}{c^3}}{\frac{h \nu}{e^{K T} - 1}} \right)} \cong \left( e^{\frac{h \nu}{K T} - 1} \right) \frac{N_2}{N_1}$$

Equação 2.9

Também, de acordo com as Equações 2.1 e 2.2, sabe-se que

$$\frac{R_{est}}{R_{abs}} = \frac{N_2}{N_1} \cong \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}} \Rightarrow \frac{R_{esp}}{R_{abs}} \cong \left( 1 - \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}} \right)$$

Equação 2.10

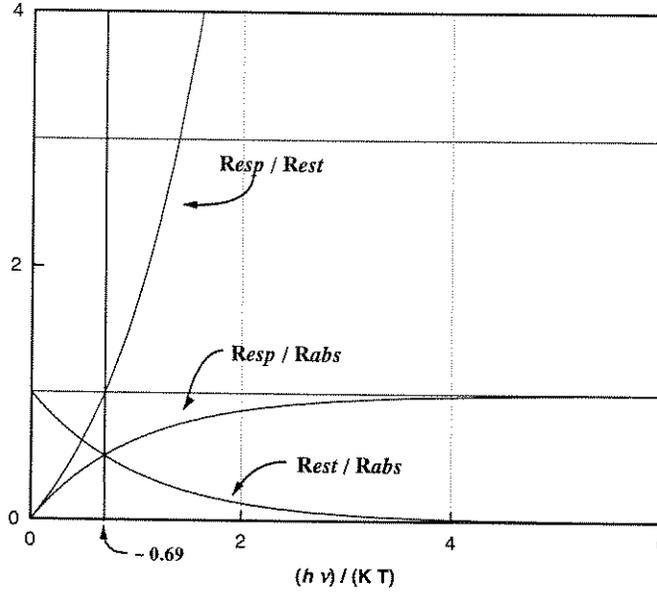


Figura 2.2: Curvas comparativas entre  $R_{est}$ ,  $R_{esp}$  e  $R_{abs}$ , todas em função da razão entre o produto  $h\nu$  e o produto  $KT$ .

A Figura 2.2 mostra uma comparação entre as razões  $R_{esp}/R_{est}$ ,  $R_{esp}/R_{abs}$  e  $R_{est}/R_{abs}$ . Vemos que, até um valor do quociente  $(h\nu)/(KT)$  igual a aproximadamente 0,69, o processo de emissão estimulada é predominante sobre o processo de emissão espontânea. Porém, supondo-se um laser na temperatura ambiente (300 K), para provocar um valor tão baixo deste quociente, é necessário que o comprimento de onda emitido seja de aproximadamente  $69,63 \mu\text{m}$ , o que não é de nenhum interesse prático no caso de dispositivos semicondutores emissores de luz. Tipicamente, os lasers semicondutores operam na faixa de 1 a  $2 \mu\text{m}$ , o que resulta em um valor de  $(h\nu)/(KT)$  aproximadamente igual a 48 para  $1 \mu\text{m}$  e 24 para  $2 \mu\text{m}$ . Além disso, o processo de absorção predomina sobre os de emissão espontânea e emissão estimulada para qualquer valor positivo (fisicamente realizável) de  $(h\nu)/(KT)$ . Com isso conclui-se que um laser que emita luz coerente nesta faixa de comprimento de onda não pode

operar no equilíbrio térmico. Para provocar a operação do laser fora do equilíbrio térmico, necessita-se de algum tipo de bombeio de energia externo.

Mesmo em sistemas com bombeio externo, a emissão estimulada pode não ser o processo dominante, uma vez que esta tem que concorrer com o processo de absorção. Para garantir-se que o processo de emissão estimulada será predominante sobre o de absorção, deve-se obter  $N_2 > N_1$ . Esta condição é conhecida como inversão de população e nunca acontece em sistemas em equilíbrio térmico. Esta inversão geralmente é conseguida utilizando-se sistemas de 3 ou 4 níveis de energia, onde a fonte externa de energia bombeia a população que se encontra no estado  $\mathcal{E}_1$ , levando-a para um estado  $\mathcal{E}_3$ , com nível de energia maior do que o estado  $\mathcal{E}_2$ .

A emissão espontânea ocorre somente se existirem elétrons no estado de energia  $\mathcal{E}_2$  e lacunas no estado energético  $\mathcal{E}_1$ . A probabilidade de se encontrar um elétron no estado energético  $\mathcal{E}_1$  é dada pela distribuição de Fermi-Dirac descrita pela Equação 2.11<sup>1</sup>.

$$f(\mathcal{E}_1) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_{f_v}}{K T}}}$$

Equação 2.11

Da mesma forma, a probabilidade de se encontrar um elétron no estado energético  $\mathcal{E}_2$  é dada por<sup>1</sup>

$$f(\mathcal{E}_2) = \frac{1}{1 + e^{\frac{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_{f_c}}{K T}}}$$

Equação 2.12

onde:

- $\mathcal{E}_{cv}$  e  $\mathcal{E}_{fv}$  - Níveis de Fermi para banda de condução (estado excitado) e para a banda de valência (estado estável), respectivamente.

O nível de Fermi pode ser entendido como a quantidade de energia que faz com que a probabilidade de existirem portadores em determinado estado (excitado ou estável) seja igual a 0,5. Fisicamente pode ser explicado como a quantidade de energia que, a uma temperatura de zero Kelvin, produz a transição do degrau formado pela distribuição de Fermi-Dirac, conforme mostrado na Figura 2.3.

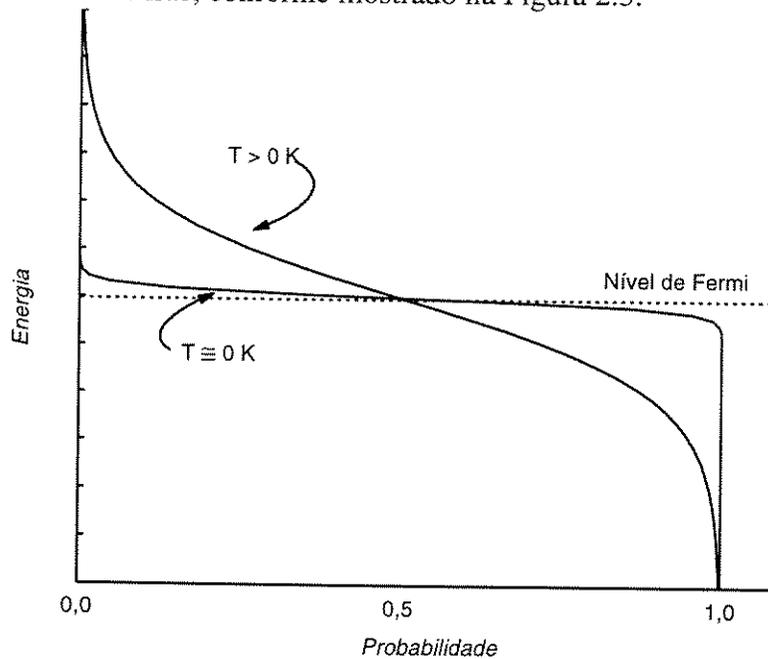


Figura 2.3: Curvas da distribuição de Fermi-Dirac. Nota-se que a distribuição tende para uma função degrau a medida que a temperatura aproxima-se de 0 K.

A taxa de emissão espontânea total em uma determinada frequência  $\omega$  ( $\omega = 2\pi\nu$ ) pode ser obtida somando-se todas as possíveis transições entre  $\mathcal{E}_2$  e  $\mathcal{E}_1$ , tais que  $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_i = \hbar\omega$  ( $\hbar = h/2\pi$ ), e  $\mathcal{E}_i$  é a energia do fóton emitido. Assim, obtém-se a Equação 2.13.

$$R_{\text{esp}}(\omega) = \int_{\mathcal{E}_c}^{\infty} A(\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_1) f(\mathcal{E}_2) [1 - f(\mathcal{E}_1)] \rho_{cv} d\mathcal{E}_2$$

Equação 2.13

onde:

- $\rho_{cv}$  - Densidade de estados permitidos [ $m^{-3} J$ ]

Ou seja,  $\rho_{cv}$  é o número de estados por unidade de volume e por unidade de faixa de energia e é dado por<sup>1</sup>:

$$\rho_{cv} = \frac{\sqrt{(2 m_r)^3 (\hbar \omega - \varepsilon_g)}}{2 \pi^3 \hbar^3}$$

Equação 2.14

onde:

- $m_r$  - Massa reduzida, sendo definida por<sup>1</sup>

$$m_r = \frac{m_e m_l}{m_e + m_l}$$

Equação 2.15

onde:

- $m_e$  - Massa efetiva do elétron no nível energético  $\mathcal{E}_2$  [g]
- $m_l$  - Massa efetiva da lacuna no nível energético  $\mathcal{E}_1$  [g]

De forma similar, as taxas de emissão estimulada e de absorção são dadas por

$$R_{est}(\omega) = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} B(\varepsilon_1, \varepsilon_2) f(\varepsilon_2) [1 - f(\varepsilon_1)] \rho_{cv} \rho_f(\omega) d\varepsilon_2$$

Equação 2.16

$$R_{abs}(\omega) = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} B(\varepsilon_1, \varepsilon_2) f(\varepsilon_1) [1 - f(\varepsilon_2)] \rho_{cv} \rho_f(\omega) d\varepsilon_2$$

Equação 2.17

A condição de inversão de população  $R_{est} > R_{abs}$  pode ser encontrada comparando-se a Equação 2.16 com a Equação 2.17. Tem-se assim que

$$f(\varepsilon_2) [1 - f(\varepsilon_1)] > f(\varepsilon_1) [1 - f(\varepsilon_2)] \Rightarrow f(\varepsilon_2) > f(\varepsilon_1)$$

Equação 2.18

Após análise das Equações 2.11 e 2.12, conclui-se que esta condição pode ser satisfeita se

$$f(\varepsilon_2) > f(\varepsilon_1) \Rightarrow \frac{1}{1 + e^{\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_{fc}}{KT}}} > \frac{1}{1 + e^{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_{fv}}{KT}}} \Rightarrow e^{\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_{fv}}{KT}} > e^{\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_{fc}}{KT}} \Rightarrow \varepsilon_1 - \varepsilon_2 > \varepsilon_{fv} - \varepsilon_{fc}$$

Equação 2.19

Tem-se, ainda, que a diferença entre os níveis energéticos tem que ser maior que o *gap* de energia  $\mathcal{E}_g$ . Desta forma, é necessário que  $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1 > \mathcal{E}_g$ . Juntando-se este resultado com a Equação 2.19, consegue-se

$$\varepsilon_{fc} - \varepsilon_{fv} > \varepsilon_2 - \varepsilon_1 > \mathcal{E}_g$$

Equação 2.20

Nota-se que a separação entre os níveis de Fermi tem que ser maior do que o intervalo de energia para que a inversão de população ocorra. Eles podem ser separados injetando-se energia  $\mathcal{E}_g$  no semiconductor através da utilização de uma fonte externa de energia. A maneira mais conveniente de se injetar energia em um semiconductor é utilizar-se uma junção *p-n* diretamente polarizada.

## 2.2 Junção p-n<sup>2</sup>

A parte principal de uma fonte óptica semicondutora é uma junção *p-n*. Esta junção consiste no contato entre um material do tipo *p* e um material do tipo *n*. Esses materiais por sua vez são obtidos injetando-se impurezas em semicondutores. Se forem injetadas impurezas cujos átomos têm excesso de elétrons de valência, produz-se um material do tipo *n*. Caso contrário, se as impurezas injetadas no semicondutor possuírem falta de elétrons na camada de valência de seus átomos, estaremos produzindo um material do tipo *p*. No caso de semicondutores do tipo *n*, por exemplo, os elétrons da impureza ocupam as regiões da banda de condução dos átomos do semicondutor que normalmente estariam vazias se este não estivesse dopado.

O nível de Fermi, que em semicondutores não-dopados (intrínsecos) situa-se no ponto médio entre a camada de valência e a banda de condução, aumenta de valor com o nível de impurezas no material do tipo *n*, isto é, com o aumento do nível de dopagem, o nível de Fermi vai em direção à banda de condução. Se a dopagem for suficientemente forte, o nível de Fermi pode ir para dentro da banda de condução. Do mesmo modo, em materiais do tipo *p*, este nível se desloca em direção à banda de valência, podendo situar-se dentro da camada de valência, no caso de dopagem forte. No caso de Equilíbrio térmico, o nível de Fermi tem que ser constante em toda a interface entre os materiais do tipo *n* e do tipo *p*. Este equilíbrio é conseguido por causa da difusão de elétrons e de lacunas através da junção. Esta difusão ocorre até que o campo elétrico criado na região próxima à junção, pela difusão, seja suficientemente forte para impedir a difusão de novos portadores.

Quando a junção *p-n* é polarizada diretamente aplicando-se uma tensão externa, o equilíbrio térmico é quebrado e o campo elétrico, criado pela difusão, é reduzido. Esta redução resulta na difusão de mais portadores através da junção *p-n*, o que gera uma corrente elétrica *I* que cresce exponencialmente com a voltagem aplicada, de acordo com a Equação 2.21 (A Figura 2.4 ilustra todo o processo):

---

<sup>2</sup> Paul E. Green, Jr, *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, New Jersey, 1993, Cap. 5

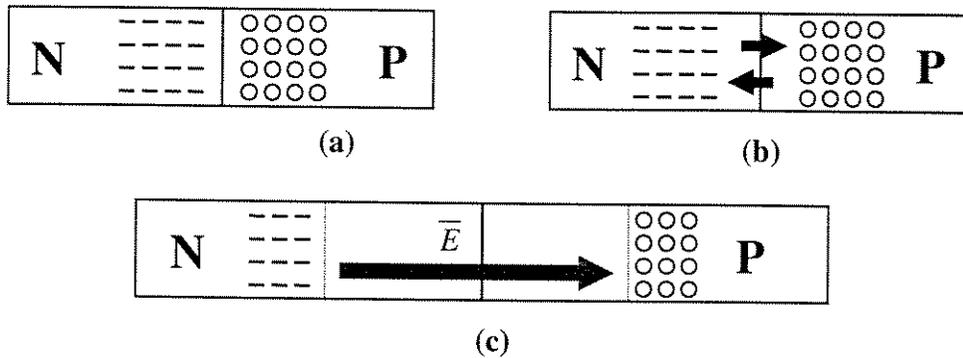


Figura 2.4: Junção  $p-n$  em equilíbrio térmico. (a) Inicialmente, logo após o contato físico; (b) difusão de portadores; (c) fim da difusão devido ao estabelecimento do campo elétrico,  $\bar{E}$ , gerado pela própria difusão

$$I = I_s \left( e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right)$$

Equação 2.21

onde:

- $I_s$  - Corrente de saturação, limitada pelos coeficientes de difusão associados com os portadores [A]
- $q$  - Módulo da carga elétrica do elétron [ $1.6 \cdot 10^{-19}$  Coulombs]
- $V$  -Diferença de potencial aplicada à junção [Volts]

Uma junção  $p-n$  pode ser constituída de uma homojunção ou de uma heterojunção. Uma homojunção é caracterizada quando tanto a parte  $n$  como a parte  $p$  são feitas do mesmo semiconductor. Caso contrário, esta é conhecida como heterojunção. A grande desvantagem de se usar uma homojunção é que as recombinações ocorrem em uma grande área, determinada pelo coeficiente de difusão. Uma vez que os portadores não estão confinados, torna-se difícil a presença de alta densidade de portadores. Para contornar este problema, foram desenvolvidas as chamadas heterojunções, nas quais utiliza-se uma técnica de crescimento de camadas de diferentes materiais para realizar-se o confinamento dos portadores. Neste caso, este confinamento é conseguido fazendo-se com que a região próxima à junção possua um intervalo de energia menor do que no resto do semiconductor. Porém, as estruturas cristalinas precisam ser iguais, para evitar absorção dos fons gerados. Altas

concentrações de portadores são conseguidas, uma vez que a largura da região próxima à junção pode ser construída bem estreita (da ordem de  $1 \mu\text{m}$ ), solucionando o problema existente na homojunção, onde as recombinações ocorriam em uma área grande ( $1 - 10 \mu\text{m}$ ). Uma outra vantagem da heterojunção é que o nível de dopagem utilizado também ocasiona um aumento do índice de refração do material. Este efeito ajuda a confinar nesta região a luz gerada, pois a junção passa a funcionar como um guia de onda retangular, cujos modos podem ser controlados pela largura da região ativa, conforme demonstrado no Apêndice A. A Figura 2.5 ilustra melhor esta explicação.

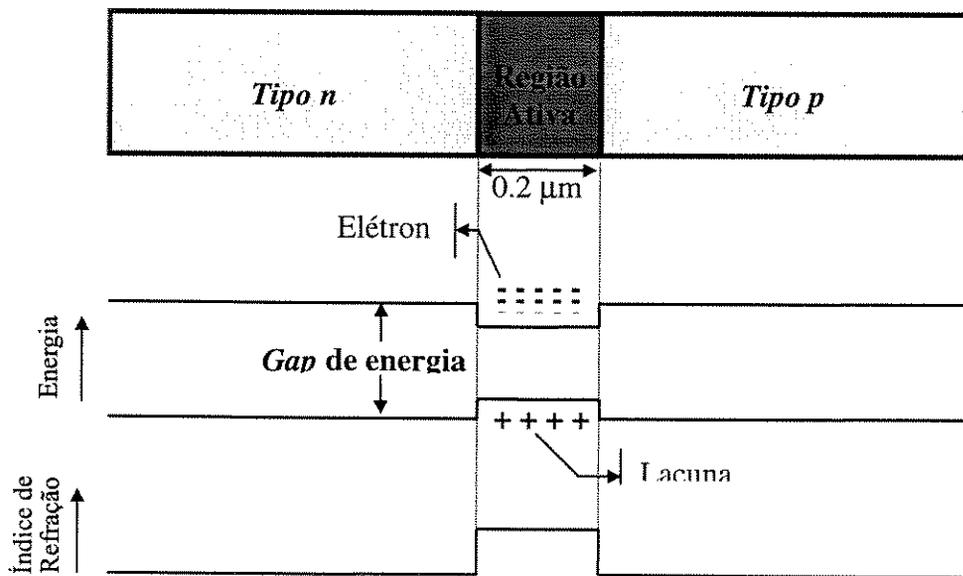


Figura 2.5: Ilustração da variação do índice de refração e do intervalo de energia ao longo de uma heterojunção.

## 2.3 Corrente x Potência

Neste ponto, pode-se introduzir o conceito de ganho por unidade de comprimento ou coeficiente de ganho, como é conhecido. Este parâmetro indica o quanto um sinal luminoso é amplificado, à medida que se propaga pelo semicondutor. Tanto o sinal gerado pelos próprios portadores do semicondutor, como algum possível sinal óptico externo à cavidade e incidente na mesma, são amplificados. Este ganho, num determinado ponto da região ativa, é dado, para variações lentas da densidade de portadores, pela seguinte equação:

$$g(N) = \sigma_g (N - N_t)$$

Equação 2.22

onde:

- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho diferencial [ $\text{cm}^2$ ]
- $N_t$  - Densidade de portadores na transparência [ $\text{cm}^{-3}$ ]

A transparência é definida como o ponto em que o dispositivo semicondutor passa de absorvedor de luz para emissor de luz. Isto ocorre por causa da diminuição do campo elétrico na região de depleção próxima à junção. Esta redução de campo, devido a uma fonte externa de tensão, acarreta o aumento da população de portadores próximos à junção. Este aumento gera um crescimento da taxa de emissão espontânea. Quando a taxa de emissão espontânea ultrapassa a taxa de absorção, diz-se que se alcançou a transparência. À medida que a corrente que circula pela junção aumenta, o campo elétrico diminui e a densidade de portadores aumenta, até o limite em que todos os portadores são convertidos em fótons ou absorvidos em processos ôhmicos. Neste ponto a densidade de portadores é denominada  $N_L$  e a corrente responsável por esta situação é denominada  $I_L$ . Ambas as quantidades podem ser calculadas<sup>2</sup> pela Equação 2.24 e pela Equação 2.23, respectivamente.

$$I_L = \frac{q d w L N_t}{\tau_e} \quad [\text{A}]$$

Equação 2.23

$$N_L = N_t + \frac{\alpha_e + \alpha}{\Gamma a} \quad [\text{m}^{-3}]$$

Equação 2.24

onde:

- $q$  - Carga do elétron ( $1.6 \times 10^{-19}$  [C])
- $d$  - Espessura da região ativa [m]
- $w$  - Largura da região ativa [m]
- $L$  - Comprimento da região ativa [m]
- $\tau_e$  - Tempo médio de vida dos portadores elétricos [s]
- $\alpha_e$  - Uma perda de luz no espelho devido ao fato do espelho não ser totalmente transparente [ $\text{m}^{-1}$ ]
- $\alpha$  - Perda da região ativa [ $\text{m}^{-1}$ ]
- $N_t$  - Densidade de portadores na transparência [ $\text{m}^{-3}$ ]
- $N_L$  - Densidade de portadores no limiar [ $\text{m}^{-3}$ ]

$N_t$  pode ser entendido como sendo a densidade de portadores presente no material que faz com que o ganho do material seja igual as perdas. Já  $N_L$  pode ser definido como a densidade de portadores que faz que um pequeno acréscimo da corrente injetada provoque um grande aumento do número de fótons emitidos em um dado comprimento de onda, ou seja, provoca a emissão coerente..

### 3. Modelamento de Amplificadores Ópticos a Semicondutor

Neste capítulo serão abordados alguns modelos de amplificadores ópticos baseados em diodos semicondutores. A complexidade dos modelos aumenta a medida em que se introduz a variação dos diversos parâmetros no sentido longitudinal da região ativa e, principalmente, quando se leva em conta a influência do ruído óptico de natureza quântica. Observa-se que a simplicidade de alguns modelos foram decisivos para sua popularização, uma vez que a solução de um modelo com menor número de aproximações torna-se uma tarefa bastante complexa do ponto de vista físico e matemático. Atualmente, alguns grupos de pesquisa no mundo estão se dedicando à solução dos modelos mais elaborados, os quais necessitam de recursos computacionais avançados e ferramentas matemáticas complexas. O estado da arte destas técnicas repousa sobre as equações de Maxwell-Bloch e o método de Monte Carlo. Os modelos aqui apresentados apresentam grau de precisão não tão acurado, pois, para o tipo de análise que se deseja, não existe a necessidade desta precisão.

#### 3.1 Modelamento a partir das equações de taxa

Esta análise leva em conta o ruído ASE (Amplified Spontaneous Emission), que, na verdade, são os fons gerados dentro do amplificador através do fenômeno da emissão espontânea. Estes fons são amplificados juntamente com o sinal, porém em menor escala. O modelo completo<sup>3</sup> foi desenvolvido a partir das equações de taxa para amplificadores a laser semicondutor. As equações de taxa levam em conta a taxa de aniquilamento e da transformação dos fons em eletrons excitados e vice-versa, considerando que estes estão disponíveis em reservatórios. Um amplificador a laser semicondutor (SLA - *Semiconductor Laser Amplifier*) pode ser encarado como um laser

---

<sup>3</sup> M. J. Adams, J. V. Collins, e I. D. Henning, "Analysis of semiconductor laser optical amplifiers", *IEE Proceedings*, vol. 132, pt. J, nº 1 Fevereiro - 1985, pp. 58 - 63.

operando com corrente abaixo da corrente de limiar. A diferença básica entre um SOA (*Semiconductor Optical Amplifier*) do tipo TWA (*Traveling Wave Amplifier*) e um do tipo SLA, é a presença de espelhos no SLA. A análise numérica deste modelo foi parcialmente implementada por Brosson<sup>4</sup> para o caso de sinais não variantes com o tempo. As equações de taxa incluem as variações do sinal em função do tempo e da distância percorrida dentro do amplificador, além das variações da densidade de portadores. Este conjunto de equações inclui também as reflexões sofridas pelo sinal, ou seja, trata a interação do sinal co-propagante com o sinal contra-propagante gerado por meio de sucessivas reflexões, devido a imperfeições na estrutura e descasamento nas extremidades do dispositivo. As equações de taxa são:

$$\frac{\partial X^+}{\partial t} + c \frac{\partial X^+}{\partial z} = c \left[ \Gamma \sigma_g (N - N_t) - \alpha \right] X^+ + \Gamma \frac{\beta N}{2 \tau}$$

Equação 3.1

$$\frac{\partial X^-}{\partial t} - c \frac{\partial X^-}{\partial z} = c \left[ \Gamma \sigma_g (N - N_t) - \alpha \right] X^- + \Gamma \frac{\beta N}{2 \tau}$$

Equação 3.2

$$\frac{\partial F^+}{\partial t} + c \frac{\partial F^+}{\partial z} = \frac{c}{2} \left[ \Gamma \sigma_g (N - N_t) - \alpha \right] F^+ - j k_s c F^+$$

Equação 3.3

$$\frac{\partial F^-}{\partial t} - c \frac{\partial F^-}{\partial z} = \frac{c}{2} \left[ \Gamma \sigma_g (N - N_t) - \alpha \right] F^- - j k_s c F^-$$

Equação 3.4

$$\frac{\partial N(z,t)}{\partial t} = \frac{J}{q d} - \frac{N}{\tau} - c \sigma_g (N - N_t) \left( X^+ + X^- + |F^+|^2 + |F^-|^2 \right)$$

Equação 3.5

onde:

---

<sup>4</sup> Brosson, Philippe, "Analytical Model of a Semiconductor Optical Amplifier", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, nº 12, Janeiro - 1994, pp. 49 - 54.

- $X^\pm$  - Densidade de fótons gerados pelo processo de emissão espontânea que se propaga pelo SOA no sentido co-propagante e contra-propagante [ $m^{-3}$ ]
- $F^\pm$  Amplitude de campo amplificada co-propagante e contra-propagante [ $m^{-3/2}$ ]
- $N$  - Densidade de portadores no guia óptico da região ativa [ $m^{-3}$ ]
- $N_t$  - Densidade de portadores na transparência [ $m^{-3}$ ]
- $c$  - Velocidade de grupo na região ativa [ $m/s$ ]
- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho diferencial da região ativa [ $m^2$ ]
- $k_s$  - Constante de propagação do sinal incidente no guia da região ativa do SOA [ $m^{-1}$ ]
- $\beta$  - Fator de emissão espontânea
- $\Gamma$  - Coeficiente de confinamento transversal no guia elíptico da região ativa
- $J$  - Densidade de corrente injetada transversalmente à superfície da região ativa [ $A/m^2$ ]
- $q$  - Carga do elétron [ $1.6 \cdot 10^{-19}$  Coulombs]
- $d$  - Espessura do guia óptico da região ativa [ $m$ ]
- $\tau$  - Tempo de vida médio dos portadores elétricos [ $s$ ]
- $\alpha$  - Coeficiente de absorção ou perda do meio [ $m^{-1}$ ]

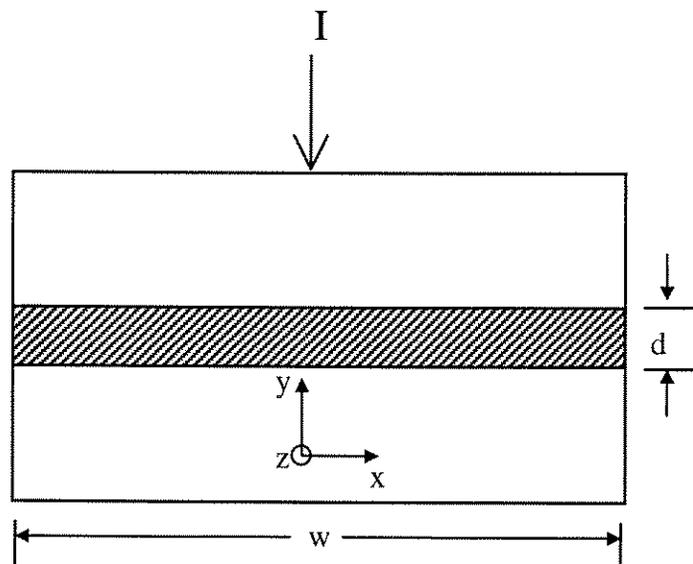


Figura 3.1: Visão transverso-frontal de um dispositivo semicondutor

$F^\pm$  e  $k_s$  são definidos por:

$$F^{\pm}(t, z) = \sqrt{\frac{\Gamma P(t, z)}{c w d h \nu_s}}$$

Equação 3.6

$$k_s = \frac{2 \pi n_{\text{eff}} \nu_s}{c}$$

Equação 3.7

onde:

- $P(t, z)$  - Potência ao longo do amplificador [mW]
- $h$  - Constante de Planck [ $6,38 \times 10^{-34} \text{ W.s}^2$ ]
- $\nu_s$  - Frequência dos ftons gerados [Hz]
- $n_{\text{eff}}$  - Índice de refração efetivo do guia retangular formado pela junção semicondutora

Em primeira análise<sup>3</sup>, o SOA pode ser descrito de acordo com o sistema mostrado na Figura 3.2.

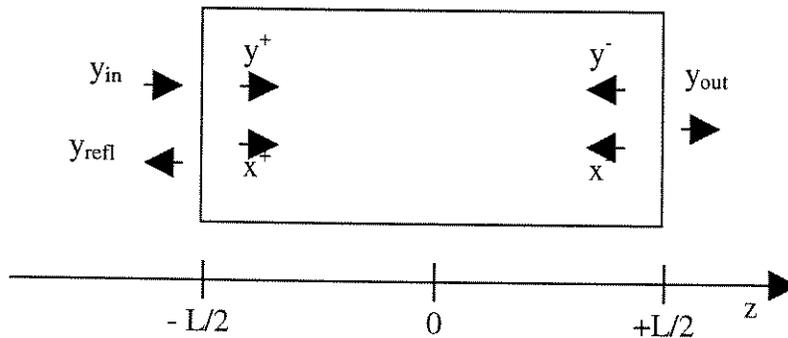


Figura 3.2: Esquema de um amplificador óptico (SOA) com os sinais (y) e o ruído espontâneo (x) propagantes ao longo da variável z.

Na Figura 3.2 observam-se as seguintes grandezas:

$$y_{in} = \sqrt{\frac{\sigma_g \tau_c \Gamma P_{in}}{\omega d h v_s}}$$

Equação 3.8

$$y_{refl} = \sqrt{\frac{\sigma_g \tau_c \Gamma P_{refl}}{\omega d h v_s}}$$

Equação 3.9

$$y_{out} = \sqrt{\frac{\sigma_g \tau_c \Gamma P_{out}}{\omega d h v_s}}$$

Equação 3.10

$$y^\pm = \sqrt{c \sigma_g \tau_c} F^\pm$$

Equação 3.11

$$x^\pm = c \sigma_g \tau_c X^\pm$$

Equação 3.12

onde:

- $\tau_c$  - Tempo de vida dos portadores elétricos [s]

É possível trabalhar-se as Equações 3.1 a 3.5, desconsiderando-se as variações temporais do sinal e normalizando algumas grandezas, de forma a se ter um outro conjunto de equações que descrevem o SOA em condições estáticas. Isto é de utilidade quando deseja-se calcular, por exemplo, uma boa aproximação do ganho do SOA mediante a inserção de um sinal óptico invariante com o tempo, ou mesmo de um sinal com pulsos longos. Este modelo é bem preciso, já levando em consideração o ruído ASE. Algumas imperfeições surgem do fato de se considerar que os portadores elétricos estão uniformemente distribuídos no semiconductor. Este fato, contudo, não gera grandes erros de cálculo, devido às pequenas dimensões envolvidas no problema. Estas equações foram resolvidas analiticamente<sup>4</sup>. Este método de resolução foi posteriormente estendido por

Prof. Evandro Conforti<sup>5</sup> *et. al.*, que acrescentou um estudo sobre a relação sinal/ruído de entrada no amplificador, de acordo com a Figura 3.3. O ruído na entrada do amplificador é importante para as aplicações sistêmicas, nas quais normalmente existem arranjos em cascata de SOAs.

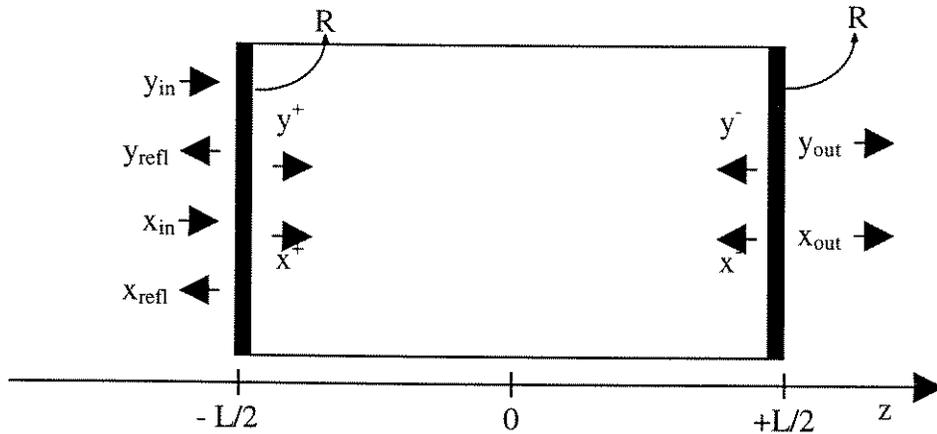


Figura 3.3: Amplificador óptico incorporando o ruído incidente na porta de entrada<sup>5</sup>

Fazendo-se as derivadas, com relação a  $z$ , iguais a zero<sup>4,5</sup> nas Equações 3.1 a 3.5 e, por questões de facilidade de cálculo,  $N_l = 0$  e  $\alpha = 0$  (cavidade sem nenhum tipo de perdas) chegou-se à seguinte solução analítica<sup>4</sup>:

$$X^+ = \frac{1}{c \sigma_g \tau_c} \left( a_1 e^{\Gamma u(z)} - \frac{\beta}{2} \right)$$

Equação 3.13

$$X^- = \frac{1}{c \sigma_g \tau_c} \left( a_2 e^{-\Gamma u(z)} - \frac{\beta}{2} \right)$$

Equação 3.14

$$F^+ = \frac{1}{\sqrt{c \sigma_g \tau_c}} b_1 e^{\frac{\Gamma u(z)}{2}} e^{-j k_s z}$$

<sup>5</sup> E. Conforti, S. H. Ho e S. M. Kang, "Optical Power Budget Allocation in Linear Embedding and Active Delimitation Electro-Optic Router Network", *Proceedings da 1995 SBMO/IEEE MIT - S. International Microwave and Optoelectronics Conference*, Vol. 2, pp. 641 - 646, 24 - 27 de julho/1995, Rio de Janeiro.

Equação 3.15

$$F^- = \frac{1}{\sqrt{c \sigma_g \tau_c}} b_1 e^{-\frac{\Gamma u(z)}{2}} e^{jk_s z}$$

Equação 3.16

$$\Gamma (1 - \beta) u(z) + (a_1 + |b_1|^2) e^{\Gamma u(z)} - (a_2 + |b_2|^2) e^{-\Gamma u(z)} = \Gamma \left( \frac{\sigma_g J \tau_c}{q d} \right) z$$

Equação 3.17

onde:

- $\tau_c$  - Tempo de vida dos portadores [s]
- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho diferencial [ $m^2$ ]
- $q$  - Carga elétrica do elétron [ $1,6 \cdot 10^{-19}$  Coulombs]
- $u(z)$  - Função auxiliar

Os coeficientes  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $a_2$  e  $b_2$  podem ser calculados, considerando o ruído na entrada, a partir de<sup>5</sup>

$$a_1 = \frac{k_1 P_{in} (1-R) y}{SNR [1-(R x y)^2]} + \frac{\beta y [1-R+(1-R) R x y]}{2 [1-(R x y)^2]}$$

Equação 3.18

$$a_2 = \frac{k_1 P_{in} (1-R) R x^2 y}{SNR [1-(R x y)^2]} + \frac{\beta x [1-R+(1-R) R x y]}{2 [1-(R x y)^2]}$$

Equação 3.19

$$|b_1|^2 = \frac{k_1 P_{in} (1-R) y}{1+4 f R x y - (R x y)^2}$$

Equação 3.20

$$|b_2|^2 = \frac{k_1 P_{in} (1-R) R x^2 y}{1+4 f R x y - (R x y)^2}$$

Equação 3.21

onde:

- $f$  -  $\text{sen}^2[(k_s - k_r) L]$
- $k_r$  - Constante de propagação dos modos ressonantes da cavidade Fabry-Perot
- $L$  - Comprimento da cavidade [m]
- $R$  - Refletividade dos espelhos (Assume-se que os espelhos, de ambos os lados, possuem igual refletividade)
- $x = e^{\Gamma u(L/2)}$
- $y = e^{-\Gamma u(L/2)}$

As quantidades  $x$  e  $y$  podem ser calculadas analiticamente a partir da solução das seguintes equações<sup>5</sup>:

$$\frac{K_1 P_{in} (1-R)^2 x y}{\text{SNR} [1-(R x y)^2]} + \frac{\beta (x y - 1) [1-R+(1-R) R x y]}{2 [1-(R x y)^2]} + \frac{K_1 P_{in} (1-R)^2 x y}{4 f R x y + (1-R x y)^2} + (1-\beta) \text{Ln}(x) - I K_2 = 0$$

Equação 3.22

$$\frac{K_1 P_{in} (1-R) [R (x y)^2 - 1]}{\text{SNR} [1-(R x y)^2]} + \frac{\beta (x y - 1) [1-R+(1-R) R x y]}{2 [1-(R x y)^2]} + \frac{K_1 P_{in} (1-R) [R (x y)^2 - 1]}{4 f R x y + (1-R x y)^2} + (1-\beta) \text{Ln}(y) - I K_2 = 0$$

Equação 3.23

onde:

- $I$  - Razão  $J/J_{th}$
- $J_{th}$  - Densidade de corrente de limiar [ $A/m^2$ ]
- $K_1 = \frac{\sigma_g \tau_c \Gamma}{w d h f_s}$
- $K_2 = \frac{\Gamma L \sigma_g J_{th} \tau_c}{2 q d}$
- $f_s$  - Frequência do sinal óptico incidente [Hz]

- **SNR** - Relação Sinal-Ruído na entrada do dispositivo

A corrente de limiar é expressa por<sup>4</sup>:

$$J_{th} = \frac{q d}{\tau_c} \left\{ N_t + \frac{1}{\Gamma \sigma_g} \left[ \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) + \alpha \right] \right\}$$

Equação 3.24

onde:

- $\alpha$  - Perda interna do dispositivo [Neper/m]

As Equações 3.13 a 3.23 são facilmente resolvidas por métodos numéricos. Fez-se aqui o uso de um programa na linguagem proprietária do software *Mathematica*, que se encontra no Apêndice C. Este programa foi executado em uma estação de trabalho *SPARCstation 1000* e leva aproximadamente 1,14 segundos para ser executado.

Inicialmente, desconsiderou-se o ruído na entrada, fazendo com que a relação sinal-ruído (SNR - *Signal to Noise Ratio*) tomasse um valor elevado (SNR de 100 [dB], por exemplo). Considerou-se também,  $I = 0,9$ ,  $\sigma_g = 2,5 \cdot 10^{-20}$ ,  $\beta = 10^{-3}$ ,  $w = 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $d = 2 \cdot 10^{-7}$ ,  $L = 300 \cdot 10^{-6}$ ,  $\Gamma = 0,4$ ,  $\tau_c = 2 \cdot 10^{-9}$ ,  $\lambda_s = 1,55 \cdot 10^{-6}$ ,  $n_{eff} = 3,5$ ,  $f_s = 2,9979 \cdot 10^8 / \lambda_s$ ,  $f = 0$ .

As escolhas destes valores foram feitas com base em dispositivos práticos. A corrente normalizada  $I$ , varia entre 0.7 e 0.9 da corrente de limiar. Estes valores de corrente abaixo do limiar são mantidos para se evitar a operação do SLA como um laser comum. O coeficiente de ganho diferencial,  $\sigma_g$ , é da ordem de  $2 - 4 \cdot 10^{-20} [m^2]$  e mede o quanto o sinal é amplificado depois de se propagar por uma distância  $dz$ . Os valores de  $w$ ,  $d$  e  $L$ , foram baseados em valores fornecidos na literatura e são, respectivamente, a largura, a espessura e o comprimento da cavidade ativa do SLA. O fator de confinamento,  $\Gamma$ , é de difícil medida devido à complexidade dos perfis de dopagem dos dispositivos. No entanto, baseado na teoria eletromagnética dos slabs (Apêndice A), adotou-se o valor de 0,4. O tempo de vida dos portadores,  $\tau_c$ , é decisivo para o tempo de resposta do SLA a sinais transientes que porventura sejam inseridos no amplificador. O seu valor costuma variar entre 1 e 3 ns, sendo que existe um esforço por parte de grupos de pesquisa e fabricantes para minimizar este tempo, otimizando, assim, o tempo de resposta do dispositivo. As conseqüências de  $\tau_c$  serão melhor analisadas no Capítulo 4. O comprimento de onda do sinal injetado é o comumente utilizado no caso de SOAs, na

faixa de 1550 nm. O fator  $f$  é inversamente proporcional à diferença entre a constante de propagação do sinal incidente e a constante de propagação dos modos ressonantes da cavidade Fabry-Perot que constitui o componente. É possível explicar-se esses modos ressonantes, como sendo os comprimentos de onda onde o ganho diferencial,  $g(w)$ , definido no Capítulo 3, é máximo. Ao se considerar  $f = 0$ , na verdade está se dizendo que o sinal incidente e os modos ressonantes da cavidade Fabry-Perot possuem a mesma constante de propagação, o que torna o ganho do dispositivo mais alto. Este efeito pode ser visualizado ao analisar-se as Equações 3.13 a 3.16 em conjunto com as Equações 3.20 e 3.21.

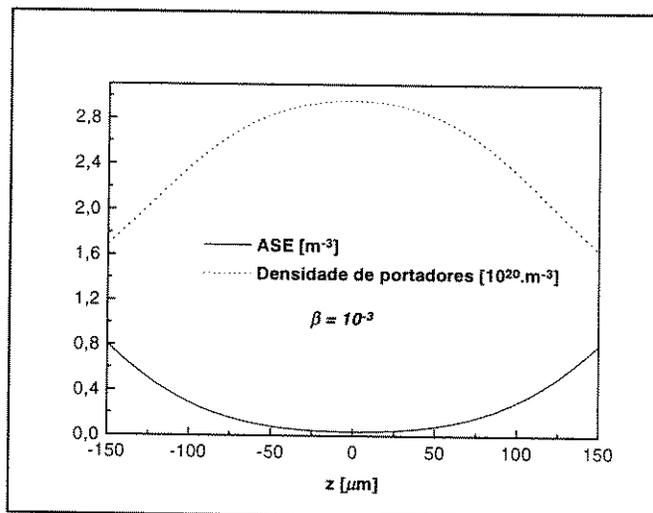


Figura 3.4: ASE(z) e N(z) ao longo do SLA. SNR = 100 [dB],  $R = 10^{-4}$ ,  $P_{in} = -40$  [dBm]

A Figura 3.4 mostra o comportamento dos perfis do ruído espontâneo, ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) -  $X^+ + X^-$ , e de  $N(z)$ , ao longo do amplificador óptico a semicondutor, neste caso um SOA do tipo TWA (devido à baixa refletividade dos espelhos). Pode-se observar que, para uma baixa refletividade, os portadores não são uniformemente distribuídos ao longo da direção  $z$ . Isto ocorre porque cada fóton gerado pela ASE no centro do amplificador é amplificado ao longo da metade do SOA, enquanto que um fóton gerado mais distante do centro será amplificado em um trecho maior que a metade do SOA. Neste caso, o sinal de entrada possui um nível abaixo da saturação e à medida que este sinal se propaga ao longo do SOA, o mesmo é amplificado e ganha potência. Observa-se, por isso, que a curva da ASE(z) comporta-se de forma oposta à curva de  $N(z)$ , ou seja, onde a concentração de portadores é máxima, o ruído é mínimo,

bem no centro do dispositivo.  $N(z)$  foi calculado a partir da Equação 3.25<sup>4</sup> e a ASE(z) a partir da Equação 3.26<sup>4</sup>

$$N(z) = \frac{J \tau_c / q d}{1 - \beta + (a_1 + |b_1|^2) e^{\Gamma u(z)} + (a_2 + |b_2|^2) e^{-\Gamma u(z)}}$$

Equação 3.25

$$ASE(z) = c \sigma_g \tau_c (X^+ + X^-)$$

Equação 3.26

Nota-se, pela Equação 3.18, que a ASE(z) está intimamente ligada com o fator de emissão espontânea, sendo que à medida que este fator diminui, a ASE torna-se mais uniforme. Este efeito deve-se ao fato de se ter um sinal fraco na entrada do TWA e do ganho do sinal diminuir com o aumento de  $\beta$  (ver Figura 3.12). Conclui-se, com isso que, como o sinal é menor para um  $\beta$  maior, os portadores que não são consumidos pelo sinal, contribuem para o aumento da ASE.

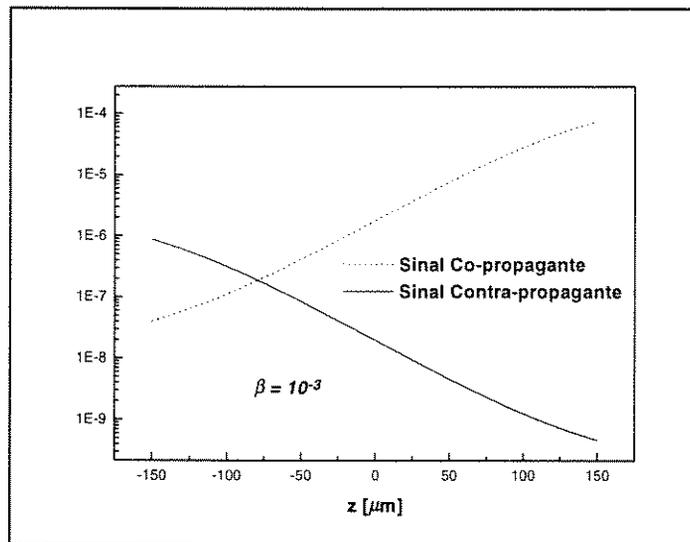


Figura 3.5: Sinal contra-propagante e co-propagante, ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e  $R = 10^{-4}$ ,  $P_{in} = -40$  [dBm]

Tem-se, na Figura 3.5, os perfis do sinal co-propagante e do sinal contra-propagante. Define-se como sinal co-propagante, o sinal que se propaga na direção  $z^+$ , e como sinal contra-propagante (ou refletido), o sinal que se propaga em  $z^-$ ,

devido a reflexões no espelho colocado em  $z = L/2$ . Percebe-se a pequena amplitude do sinal refletido (Contra-propagante) em comparação ao sinal na direção  $z^+$ , devido à baixa refletividade dos espelhos. O sinal de interesse maior é o sinal co-propagante, sendo que o sinal contra-propagante seria apenas uma parcela do sinal co-propagante refletida de volta para o componente, que sofreria uma nova reflexão em  $z = -L/2$  e contribuiria para um sinal co-propagante que porventura estivesse entrando no amplificador. Este efeito não é benéfico para o sistema, pois sinais diferentes podem se misturar dentro do componente, causando uma espécie de “diafonia no tempo”. Felizmente este fenômeno é muito rápido se comparado com os sinais que geralmente são inseridos no SOA. De qualquer forma, devido a este efeito, a largura de faixa do amplificador é reduzida quando tem-se espelhos com refletividade significativa. Os sinais co-propagante e contra-propagante (refletido) podem ser calculados por<sup>4</sup>

$$\text{Sinal co - propagante: } |F^+|^2 c \sigma_g \tau_c$$

Equação 3.27

$$\text{Sinal contra - propagante: } |F^-|^2 c \sigma_g \tau_c$$

Equação 3.28

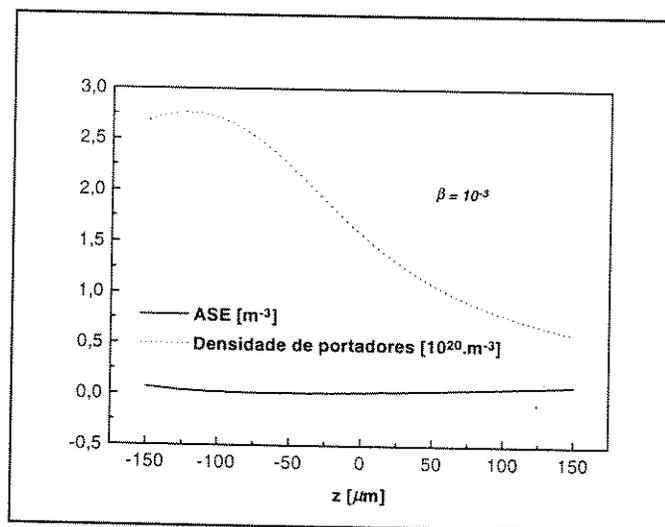


Figura 3.6: ASE(z) e N(z) ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e  $R = 10^{-4}$ ,  $P_{in} = -10$  [dBm]

Na Figura 3.6 pode-se observar, novamente, a não uniformidade dos portadores, ressaltando-se ainda a maior concentração de portadores no início do dispositivo, devido

ao fato do sinal ser mais fraco no início do dispositivo, consumindo, então, menos portadores do que no final do dispositivo, quando então já se encontra mais amplificado. À medida que o sinal injetado no SOA vai sendo amplificado, ele vai exigindo cada vez mais portadores do dispositivo, para manter o ganho uniforme. Porém, o número de portadores é limitado e, por isso, diminui à medida que o sinal vai crescendo. Outro fator importante é que, como os espelhos são de baixa refletividade, o sinal contra-propagante é fraco (Figura 3.7). Isto contribui para a existência de um desequilíbrio entre o número de ftons total (co-propagante + contra-propagante) em regiões próximas a  $z = -L/2$  e o número de ftons total em regiões próximas a  $z = L/2$ . Quando o número total de ftons nestas duas regiões é, aproximadamente, constante, tem-se também uma distribuição de portadores, aproximadamente, igual. É importante observar-se o fato de o sinal na entrada já estar mais forte o suficiente (-10 dBm) para levar o dispositivo mais rapidamente a saturação, o que provoca o deslocamento do máximo da distribuição de portadores para perto da entrada do SOA.

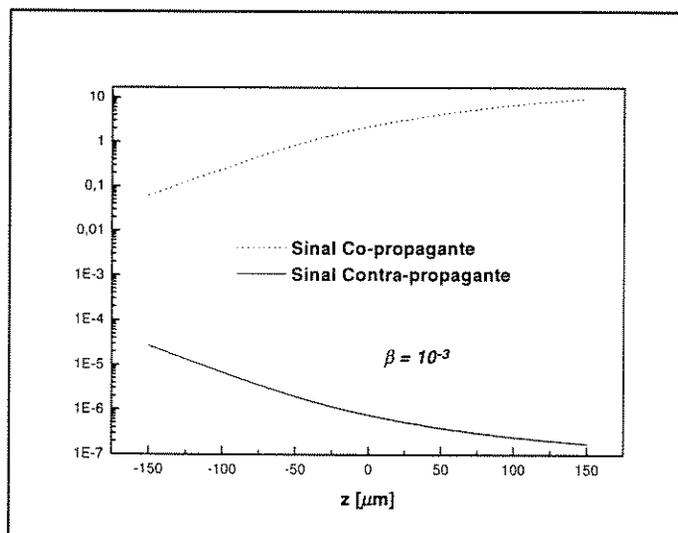


Figura 3.7: Sinal contra-propagante e co-propagante, ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e  $R = 10^{-4}$ ,  $P_{in} = -10$  [dBm]

A Figura 3.7 apresenta o perfil do sinal co-propagante normalizado e o sinal contra-propagante. Pode-se observar a diferença entre o sinal co-propagante e o sinal refletido. Isto se deve ao fato do dispositivo possuir espelhos com baixa refletividade, o que acarreta que o sinal passe, basicamente, uma vez pelo amplificador. A ausência de reflexões sucessivas significativas tem, também, como consequência direta, a baixa

potência do sinal refletido. Este fato tem, também, como consequência, uma forte contribuição para o desequilíbrio do número de portadores no dispositivo, mostrado na Figura 3.6.

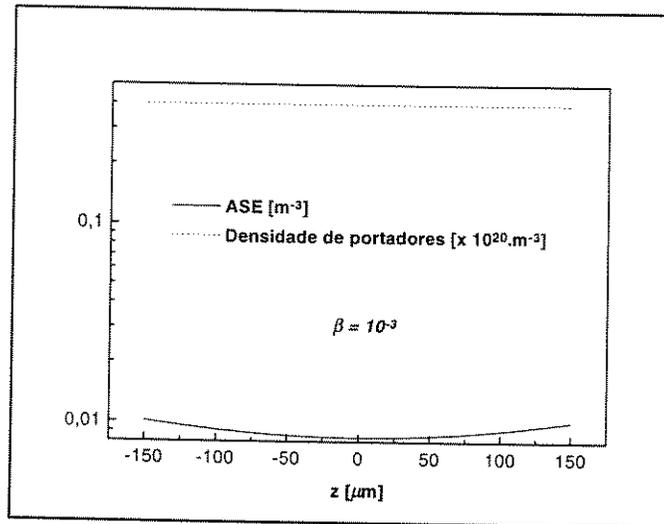


Figura 3.8: ASE(z) e N(z) ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e R = 0,3,  $P_{in} = -40$  [dBm]

A Figura 3.8 apresenta, novamente, a inserção de um sinal fraco ( $P_{in} \ll P_{sat}$ ) no SOA. A diferença, agora, está no fato de que o dispositivo é um SOA do tipo SLA (refletividade relativamente alta). Observa-se que os portadores estão uniformemente distribuídos ao longo do SLA. Esta distribuição uniforme deve-se à maior quantidade de sinal sendo refletido nos espelhos de média refletividade colocados de ambos os lados do dispositivo. Com esta realimentação, o que ocorre é que a distribuição da ASE, como era de se esperar, fica mais uniforme também.

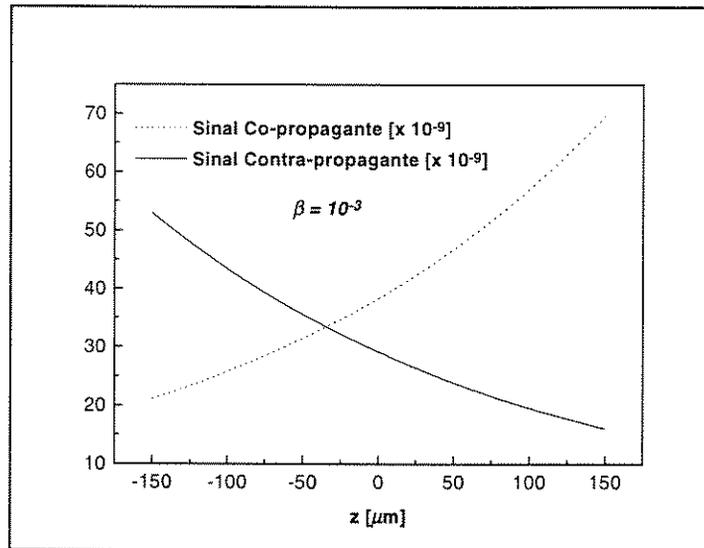


Figura 3.9: Sinal contra-propagante e co-propagante, ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e R = 0,3,  $P_{in} = -40$  [dBm]

Observa-se pela Figura 3.9 que o sinal contra-propagante ganha potência. Isto ocorre, também, devido à relativamente alta refletividade dos espelhos, o que acarreta em uma boa realimentação do sinal óptico interno à cavidade. O que se observa, enfim, é um sinal refletido competindo com o sinal incidente, o que ajuda a manter os portadores uniformemente distribuídos no dispositivo.

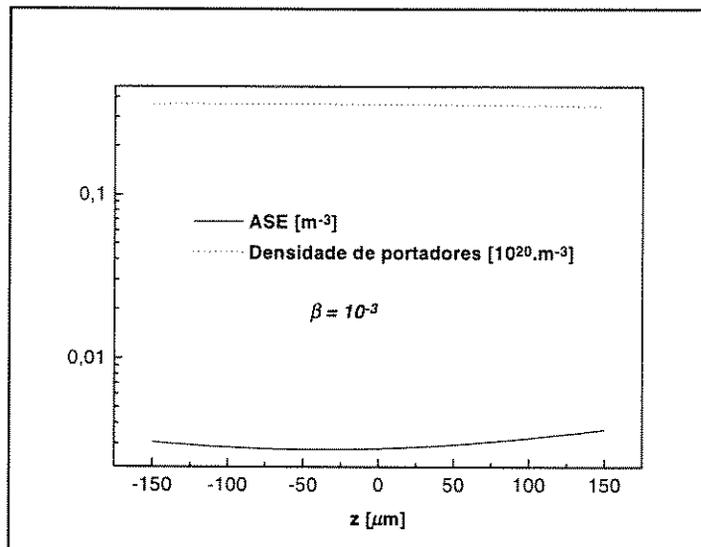


Figura 3.10: ASE(z) e N(z) ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e R = 0,3,  $P_{in} = -10$  [dBm]

Observa-se, pela Figura 3.10, que a alta refletividade mantém a uniformidade na distribuição dos portadores, mesmo no caso de sinais fortes, como é o caso de

$P_{in} = -10$  [dBm]. No que diz respeito ao ruído ASE, também não se observa grandes mudanças em seu perfil com relação à Figura 3.8.

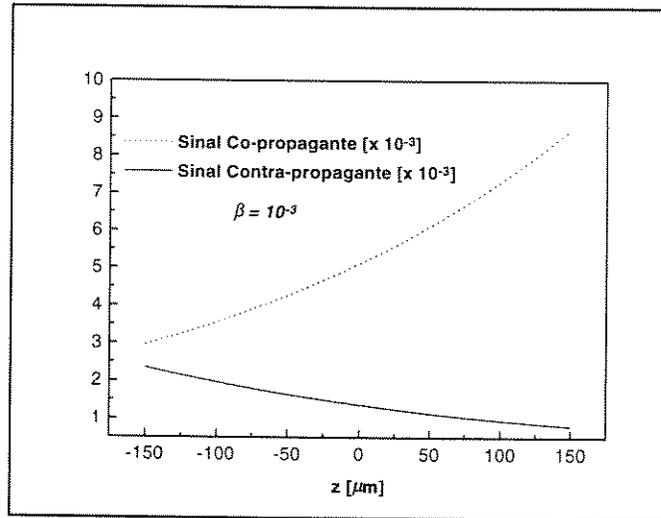


Figura 3.11: Sinal contra-propagante e co-propagante, ao longo do SLA. SNR = 100 [dB] e R = 0,3,  $P_{in} = -10$  [dBm]

Observa-se, na Figura 3.11, que o sinal contra-propagante é menos amplificado na direção  $z^-$  quando comparado com o sinal contra-propagante da Figura 3.9. Isto ocorre porque o sinal forte incidente consome muitos portadores logo no início do dispositivo, e continua consumindo cada vez mais até atingir o fim do dispositivo.

Um outro ponto a se analisar é o perfil de variação do ganho do dispositivo, à medida que a potência incidente varia de um valor pequeno para valores acima da saturação. Este ganho pode ser calculado por<sup>5</sup>:

$$G(P_{in}) = \frac{(1 - R)^2 x(P_{in}) y(P_{in})}{[1 - R x(P_{in}) y(P_{in})]^2 + 4 f R x(P_{in}) y(P_{in})}$$

Equação 3.29.

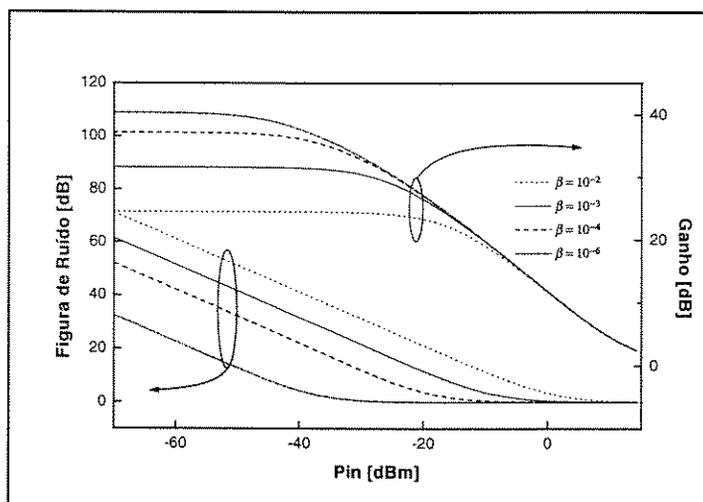


Figura 3.12: Ganho e figura de ruído do dispositivo.  $R = 10^{-4}$  e  $SNR = 20$  [dB]

Na Figura 3.12 temos a curva do ganho em função da potência de entrada no componente e o gráfico da figura de ruído, que pode ser calculada por<sup>5</sup>:

$$F = \frac{(a_1 x - \beta/2) SNR}{b_1 x}$$

Equação 3.30

onde:

- $F$  é a figura de ruído, definida como a relação sinal-ruído de entrada dividida pela relação sinal-ruído de saída.

Observa-se que a figura de ruído diminui à medida que a potência de entrada aumenta, porque mais portadores vão sendo consumidos pelo sinal, restando cada vez menos portadores para contribuir com a ASE. Entretanto,  $F$  aumenta com o aumento de  $\beta$ , o que era esperado, já que a emissão espontânea aumenta. O ganho diminui com o aumento de  $\beta$ , porque os fótons, gerados na emissão espontânea, passam a consumir portadores que seriam consumidos pelo sinal. Porém, à medida que o sinal vai se aproximando da saturação e entra na mesma, este ganho torna-se independente do fator  $\beta$ , porque o sinal passa a consumir muitos portadores, impedindo assim que seja gerada mais ASE.

### 3.2 Modelamento de pequenos sinais

O modelo apresentado a seguir<sup>6</sup>, diferentemente do modelo anterior<sup>4,5</sup>, não leva em conta o ruído ASE, nem a relação sinal-ruído de entrada. O modelo é restrito a dispositivos de onda caminhante (SOA do tipo TWA), pois assume baixa reflexão nos espelhos. Como vantagem apresenta o fato de realizar uma análise fasorial do sinal óptico no dispositivo, a partir da polarização dielétrica (equações de Maxwell).

Inicialmente, como sinal de entrada no SOA do tipo TWA, supõe-se<sup>6</sup>

$$E_0 = B_0 e^{-\omega_0 t} + b_0(t) e^{-\omega_1 t}$$

Equação 3.31

onde:

- $E_0$  - Campo elétrico incidente no dispositivo (em  $z = 0$ )
- $B_0$  - Sinal óptico monocromático, na frequência  $f_0$
- $b_0(t)$  - Sinal óptico quasi-monocromático, na frequência  $f_1$

O sinal óptico descrito pela Equação 3.31 é apresentado na forma da soma de dois sinais para facilitar a sua análise. Neste caso, tem-se uma “portadora óptica” em uma frequência  $f_0$ , e um sinal óptico  $b_0(t)$ , na frequência  $f_1$ , que seria a envoltória.

Após algum desenvolvimento<sup>6</sup> das equações de Maxwell, tem-se, basicamente, um conjunto de três equações a serem resolvidas<sup>6</sup>:

$$\frac{dB(z)}{dz} + \frac{k_0^2 \bar{\epsilon}}{2j k_{0s}} B(z) = 0$$

Equação 3.32

---

<sup>6</sup> J. Sarma, R. Balasubramanian, K. A. Shore, “Analytical solution of amplitude and phase modulation in semiconductor traveling-wave optical amplifiers subject to transient optical signals”, *Journal of Optical Society of America B*, vol. 9, n° 2, Fevereiro 1992, pp. 223 - 231.

$$\frac{\partial b(z,t)}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial b(z,t)}{\partial t} + \frac{\bar{\epsilon} k_1^2}{2j k_{1s}} b(z,t) = -\frac{\tilde{\epsilon}}{2j} \left[ \frac{k_0^2}{k_{1s}} B(z) e^{-j(\Omega t + \Delta k z)} + \frac{k_1^2}{k_{1s}} b(z,t) \right]$$

Equação 3.33

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{q} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{g(N)}{\hbar \omega_0} |E|^2 + D \nabla^2 N$$

Equação 3.34

onde:

- $\bar{\epsilon}$  - Componente contínua da variação da permissividade elétrica, devido à variação da densidade de portadores, após a inversão de população [F/m]
- $k_0$  - Constante de propagação do sinal  $B(z)$  no vácuo [rad/m]
- $k_1$  - Constante de propagação do sinal  $b(z,t)$  no vácuo [rad/m]
- $k_{0s}$  - Constante de propagação do sinal  $B(z)$  no dispositivo semiconductor, sem a injeção de corrente [rad/m]
- $k_{1s}$  - Constante de propagação do sinal  $b(z,t)$  no dispositivo semiconductor, sem a injeção de corrente [rad/m]
- $v_1 = k_{1s} / (\epsilon_{sc1} \omega_1)$  [m/s]
- $\tilde{\epsilon}$  - Componente alternada da variação da permissividade elétrica, devido à variação da densidade de portadores, após a inversão de população [F/m]
- $\epsilon_{sc1}$  - Permissividade dielétrica relativa do sinal  $B(z)$  no dispositivo semiconductor, sem a injeção de corrente
- $\Omega = \omega_0 - \omega_1$  [rad/s]
- $\Delta k = k_{1s} - k_{2s}$  [rad/m]
- $D$  - Deslocamento elétrico total [Coulombs/m<sup>2</sup>]

$$D = \hat{\epsilon} E_0$$

Equação 3.35

Assim como no caso do sinal de entrada, a permissividade elétrica também foi escrita como a soma de duas partes: uma parte variante com a frequência do sinal, porém

invariante com a densidade de portadores, e outra parte constante no domínio da frequência, porém variantes, com a densidade de portadores. Assim, pode-se escrever esta permissividade como<sup>6</sup>

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{sc}(\omega) + \epsilon_N(N)$$

Equação 3.36

onde:

- $\epsilon_{sc}(\omega)$  - Permissividade elétrica do dispositivo na ausência de corrente elétrica.
- $\epsilon_N(N)$  - Variação da permissividade elétrica do dispositivo devido à presença de corrente elétrica e à variação da densidade de portadores.

Deste mesmo modo, tem-se duas partes representando  $\epsilon_N(N)$ <sup>6</sup>

$$\epsilon_N(N) = \bar{\epsilon}(z) + \tilde{\epsilon}(z, t)$$

Equação 3.37

onde:

- $\bar{\epsilon}(z)$  - Componente contínua da variação da permissividade elétrica com a densidade de portadores.
- $\tilde{\epsilon}(z)$  - Componente alternada da variação da permissividade elétrica com a densidade de portadores.

Daí explica-se a presença dos termos acima no conjunto de equações<sup>6</sup>.

As Equações 3.32 a 3.34 foram ainda simplificadas<sup>6</sup> para a simulação de pequenos sinais, ou seja

$$|b(z, t)| \ll |B(z)|$$

Equação 3.38

O termo  $|E|^2$ , da Equação 3.34, pode ser aproximado por<sup>6</sup>

$$|E|^2 = |B(z)|^2 + 2 \operatorname{Re} [B^*(z) b(z, t) e^{j\Omega t}]$$

Equação 3.39

Também divide-se a densidade de portadores em duas partes: uma parte variante com o tempo e outra invariante com o tempo. Porém ambos os termos variam com a posição dentro do SOA conforme<sup>6</sup>

$$N(z, t) = \bar{N}(z) + n(z, t)$$

Equação 3.40

onde:

- $N(z, t)$  - Densidade total de portadores dentro do SOA
- $\bar{N}(z)$  - Parcela contínua da densidade de portadores
- $n(z, t)$  - Parcela alternada da densidade de portadores

Sabe-se ainda que<sup>6</sup>

$$\bar{N}(z) = N_0 \frac{I/I_0 + P_0(z)}{1 + P_0(z)}$$

Equação 3.41

e

$$\frac{\partial n}{\partial t} + D_1 n = -\frac{\bar{N}(z) - N_0}{P_s \tau_c} \left[ B^*(z) b(z, t) e^{j\Omega t} + B(z) b^*(z, t) e^{-j\Omega t} \right]$$

Equação 3.42

onde:

- $I_0$  - Corrente que possibilita a transparência (Capítulo 3)
- $P_s$  - Densidade de potência de saturação [ $W/m^2$ ]
- $P_0(z)$  - Distribuição da intensidade de potência normalizada [ $1/m^2$ ]

$$I_0 = \frac{q V N_0}{\tau_c}$$

Equação 3.43

$$P_s = \frac{\hbar \omega_0}{\Gamma \sigma_g \tau_c}$$

Equação 3.44

$$P_0(z) = \frac{|B(z)|^2}{P_s}$$

Equação 3.45

$$I_0 = \frac{q V N_0}{\tau_c}$$

Equação 3.46

A dependência que a permissividade elétrica tem com a densidade de portadores é dada por<sup>7</sup>

$$\varepsilon_N(z, t) = A[N(z, t) - N_0]$$

Equação 3.47

$$A = -\frac{c n_{\text{eff}} \Gamma (j + \beta_c)}{\omega_0}$$

Equação 3.48

onde:

- $\beta_c$  - Fator de antiguiamento

Tem-se também que<sup>6</sup>

$$\bar{\varepsilon}(z) = N(z) - N_0 \quad \tilde{\varepsilon}(z) = A n(z, t)$$

Equação 3.49

Com estas aproximações e definições, pode-se rescrever as Equações 3.31 a 3.33 da seguinte forma<sup>6</sup>:

$$\frac{dB(z)}{dz} + \alpha_0 B(z) = 0$$

Equação 3.50

---

<sup>7</sup> G. P. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor laser and amplifiers", *Journal of Optical Society of America B*, 5, 1988 pp. 147 - 158.

onde:

- $\alpha_0 = -g_0 (1 - j \beta) / [2 (1 + P_c)]$
- $g_0 = \Gamma \sigma_g N_0 (I/I_0 - 1)$  (Capítulo 3.3)

$$\frac{1}{v_1} \frac{\partial b(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial b(z,t)}{\partial z} + \alpha_0 b(z,t) = \frac{\Gamma (1 - j \beta_c)}{2} \sigma_g n(z,t) \left[ B(z) e^{-j(\Omega t + \Delta k z)} + b(z,t) \right]$$

Equação 3.51

$$\frac{\partial n(z,t)}{\partial t} + D_1 n(z,t) = \frac{N_c - N_0}{\tau_c} \left[ B^*(z) b(z,t) e^{j \Omega t} + B(z) b^*(z,t) e^{-j \Omega t} \right]$$

Equação 3.52

Temos como condições iniciais das equações acima:

$$\begin{aligned} B(0) &= B_0 & b(0,t) &= b_0(t) \\ b(z,0) &= 0 & n(z,0) &= 0 \end{aligned}$$

Equação 3.53

### 3.3 Modelo para grandes sinais

Aqui analisar-se-á um ponto de especial interesse no apagamento da modulação de um sinal óptico. Trata-se da análise de grandes sinais. Esta afirmação é feita com base nas curvas de ganho apresentadas no modelamento a partir das equações de taxa (Capítulo 3.1). Observa-se naquelas curvas que a derivada do ganho com relação à potência apresenta-se significativa a partir de um certo valor de potência, que não caracteriza um pequeno sinal. Sinais com excursões grandes na região de derivadas altas do ganho facilitam enormemente o apagamento da informação, sendo que em um sistema montado para realizar o apagamento, tem-se um conjunto de amplificadores em cascata, em que a função do primeiro amplificador é transformar o sinal fraco em um sinal forte para que, uma vez na região de derivada alta do ganho, este possa ser efetivamente apagado. Este fato justifica a análise de grandes sinais.

### 3.3.1 Análise de Sinais Estáticos

Utiliza-se para a análise, o caso específico no qual o coeficiente de ganho é modelado considerando-se o meio como sendo de dois níveis homogeneamente distribuídos. Neste caso, o coeficiente de ganho é definido como<sup>8,9</sup>:

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P/P_S}$$

Equação 3.54

onde:

- $g(\omega)$  - Coeficiente de ganho [ $\text{cm}^{-1}$ ]
- $g_0$  - Ganho de pico do amplificador, determinado pela corrente de bombeio [ $\text{cm}^{-1}$ ]
- $\omega$  - Frequência óptica do sinal incidente [rad/s]
- $\omega_0$  - Frequência de transição atômica do material [rad/s]
- $P$  - Potência óptica do sinal que está sendo amplificado [W]
- $P_S$  - Potência de saturação [W]
- $T_2$  - Tempo de relaxação do dipolo [s]

A *Potência de Saturação*,  $P_S$ , depende de parâmetros do meio tais como o *Tempo de fluorescência* ( $T_1$ ) e a *Seção transversal de transição*. O *Tempo de relaxação do dipolo*  $T_2$  é, tipicamente, pequeno, da ordem de 0,1 ps para *Amplificadores Ópticos a Laser Semicondutor*. O *Tempo de Fluorescência*  $T_1$  também é conhecido como *tempo de relaxação da população* e está relacionado com o tempo de vida dos portadores, o qual varia entre 0.1-0.2 ns. Discute-se a Equação 3.54 a seguir, analisando alguns casos particulares.

---

<sup>8</sup> Paul E. Green, Jr, *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, New Jersey, 1993, Cap. 5

<sup>9</sup> A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 1986, Cap. 7

### 3.3.1.1 $P \lll P_S$

Seja o caso em que a potência  $P$ , ao longo do amplificador seja muitas vezes menor que a potência de saturação  $P_S$ . Neste caso, o termo  $P/P_S$  pode ser desprezado na Equação 3.54. Tem-se então:

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}$$

Equação 3.55

Agora, pode-se analisar a *largura de faixa do coeficiente de ganho (LFCG)*. A LFCG é definida como a largura do espectro de frequências em que  $g(\omega)$  cai pela metade, ou seja  $g = 0,5 g_0$ :

$$\frac{g_0}{2} = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \Rightarrow \omega = \omega_0 \pm \frac{1}{T_2}$$

Equação 3.56

Logo,

$$\text{LFCG} = \frac{2}{T_2} \left[ \text{rad/s} \right]$$

Equação 3.57

Entretanto, geralmente é mais comum utilizar-se o conceito de *largura de faixa do amplificador (LFA)*. Para tanto, inicialmente define-se o *ganho do amplificador*,  $G$ , como sendo:

$$G = \frac{\Delta P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}$$

Equação 3.58

A Equação da variação da potência ao longo do amplificador pode ser escrita como:

$$\frac{dP(z)}{dz} = gP(z)$$

Equação 3.59

onde:

- $P(z)$  - Potência ao longo do SOA.

Como, para esta análise,  $g$  independe da variável  $z$ , a Equação 3.59 tem como solução:

$$P(z) = C_1 e^{gz}$$

Equação 3.60

Aplicando a condição de contorno ( $P(0) = P_{in}$ ) na Equação 3.60, tem-se que

$$P(z) = P_{in} e^{gz}$$

Equação 3.61

Encontra-se agora  $P_{out} = P(L) = P_{in} e^{gL}$ . Aplicando este resultado Equação 3.58, tem-se:

$$G(\omega) = e^{g(\omega)L}$$

Equação 3.62

onde:

- $L$  é o comprimento da região ativa

Define-se o **Ganho de pico** (na frequência óptica  $f_0$ ),  $G_0$  :

$$G_0 = e^{g_0 L}$$

Equação 3.63

Finalmente pode-se definir a *Largura de Faixa do Amplificador Óptico*, LFA. Esta grandeza, LFA, é definida como sendo a largura da faixa de frequências em que  $G(\omega)$  cai pela metade. Assim:

$$\frac{e^{g_0 L}}{2} = e^{g(\omega)L} = e^{\frac{g_0}{1+(\omega-\omega_0)^2 T_2^2} L} \Rightarrow \omega = \omega_0 \pm \frac{\text{LFCG} \sqrt{\left[ g_0 L - \ln\left(\frac{e^{g_0 L}}{2}\right) \right] \ln\left(\frac{e^{g_0 L}}{2}\right)}}{2 \ln\left(\frac{e^{g_0 L}}{2}\right)}$$

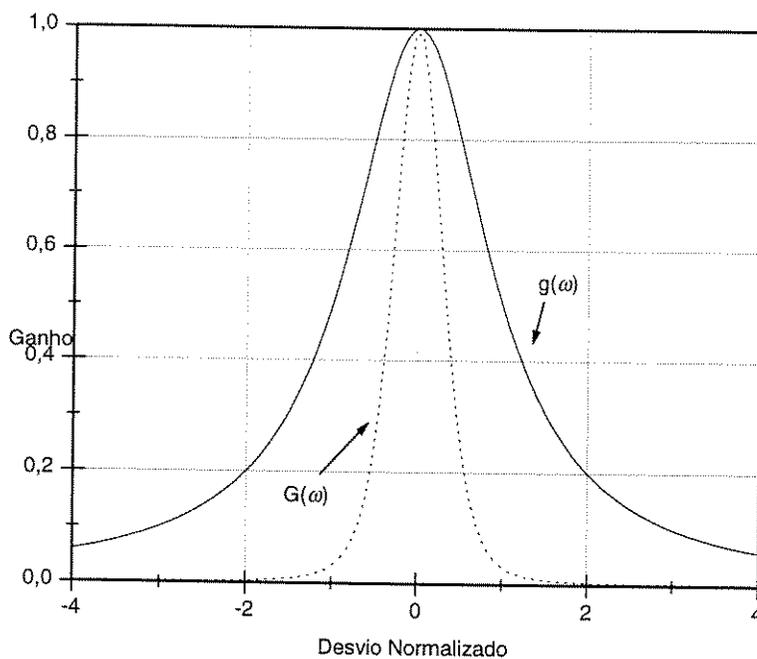
Equação 3.64

A partir da Equação 3.64 conclui-se que

$$\text{LFA} = \text{LFCG} \sqrt{\frac{\ln(2)}{\ln(G_0) - \ln(2)}} \left[ \text{rad/s} \right]$$

Equação 3.65

A Figura 3.13 mostra os gráficos de ganho do SOA,  $G(\omega)$ , e do coeficiente de ganho,  $g(\omega)$ , normalizados com relação a  $G_0$  e  $g_0$  respectivamente. Supõe-se um dispositivo de comprimento  $L=150 \mu\text{m}$ , com  $G_0 = 1000$  (30 dB). Observa-se que, neste caso, a LFA é cerca de 3 vezes menor que a LFCG.



**Figura 3.13:** Ganho do SOA,  $G(\omega)$ , normalizado com relação a  $G_0$  e coeficiente de ganho,  $g(\omega)$ , normalizado com relação a  $g_0$ . O desvio normalizado diz respeito à quantidade  $(\omega - \omega_0)^2 T_2^2$ .

### 3.3.1.2 Saturação do Ganho

Quando a potência ao longo do amplificador torna-se comparável à potência de saturação  $P_s$ , ocorre o fenômeno da *compressão de ganho*, ou seja, o ganho do amplificador decresce sensivelmente com o aumento do sinal. Isto pode ser observado analisando-se as Equações 3.59 e 3.66. Assume-se, para explicitar este efeito, que o sinal óptico acoplado ao amplificador está sintonizado exatamente na frequência  $\omega_0$ . Neste caso, a Equação 3.54 pode ser rescrita

$$g = \frac{g_0}{1 + P/P_s}$$

Equação 3.66

e a Equação 3.59 resulta na Equação:

$$\frac{dP(z)}{dz} = \frac{g_0 P(z)}{1 + P(z)/P_s}$$

Equação 3.67

Integrando a Equação 3.67, tem-se:

$$\int_{P=P_{in}}^{P=P_{out}} \left( \frac{1}{P} + \frac{1}{P_s} \right) dP = \int_{z=0}^{z=L} g_0 dz \Rightarrow \left[ \ln(P) + \frac{P}{P_s} \right]_{P=P_{in}}^{P=P_{out}} = g_0 L$$

Equação 3.68

ou seja:

$$\ln\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right) + \frac{P_{out} - P_{in}}{P_s} = g_0 L \Rightarrow \ln(G) + \frac{P_{out} - P_{in}}{P_s} = \ln(G_0)$$

Equação 3.69

Isso conduz a uma Equação transcendental que engloba o ganho G:

$$G = G_0 e^{-\left(\frac{G-1}{G}\right) \frac{P_{out}}{P_s}}$$

Equação 3.70

A Equação 3.70 só tem solução numérica ou gráfica. Algumas curvas foram obtidas usando o *software Mathematica*, para  $G_0$  igual a 10, 15 e 30 dB e estão mostradas na Figura 3.14.

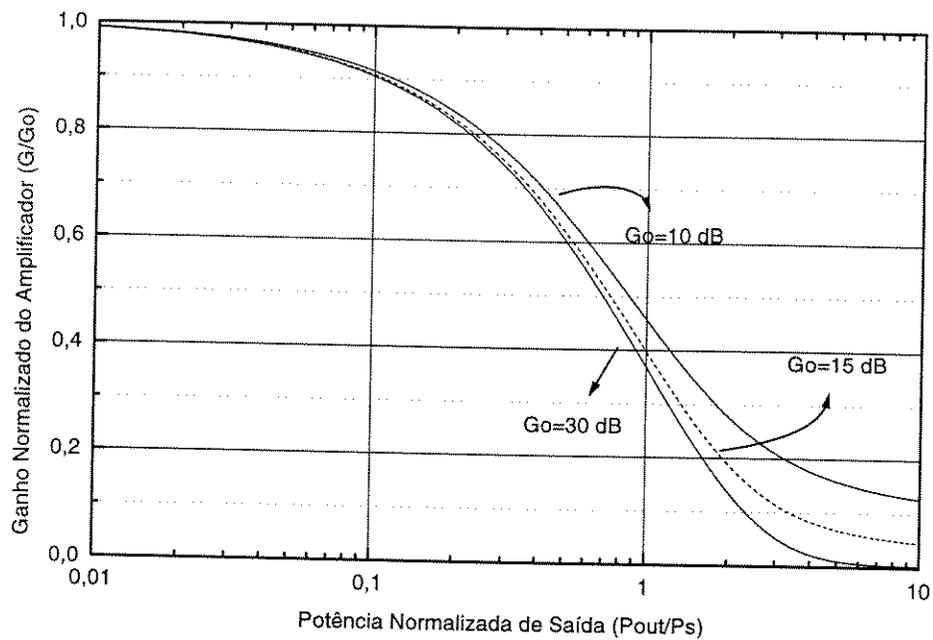


Figura 3.14: Curva de Ganho x Potência de saída

É interessante conhecermos o valor da potência de saída que leva o ganho do amplificador a cair pela metade, ou seja,  $G_0/2$ .

$$\frac{G_0}{2} = G_0 e^{-\frac{G_0 - 1}{2} \frac{P_{out}^S}{P_S}} \Rightarrow P_{out}^S = \frac{G_0 \ln(2)}{G_0 - 2} P_S$$

Equação 3.71

onde:

- $P_{out}^S$  é a potência de saída que acarreta a queda do ganho do amplificador para a metade do seu valor de pico.

### 3.3.1.3 Potência de Saturação

Inicialmente supõe-se que o feixe óptico, ao entrar na cavidade, possua um comprimento de onda que coincida aproximadamente com o ganho de pico  $G_0$ . Na maioria dos casos de interesse prático, pode-se fazer uma aproximação linear para o ganho de pico. Assim sendo, considera-se que  $g$  varia linearmente com a população de portadores ( $N$ ) de acordo com

$$g = \left( \frac{\Gamma \sigma_g}{V} \right) (N - N_0) \left[ \text{cm}^{-1} \right]^{10}$$

Equação 3.72

onde:

- $\Gamma$  - Fator de confinamento
- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho diferencial [ $\text{cm}^2$ ]
- $V$  - Volume da cavidade [ $\text{cm}^3$ ]
- $N_0$  - Número de portadores na transparência

A população de portadores varia com a corrente ( $I$ ) e com a potência do sinal de acordo com a Equação de taxa de portadores:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{\sigma_g (N - N_0) P}{\sigma_m h \nu}$$

Equação 3.73

onde:

- $I$  - Corrente de alimentação do Amplificador [A]
- $q$  - Carga do elétron ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  [C])

- $\tau_c$  - Tempo de vida dos portadores [s]
- $\sigma_m$  - Área da secção transversal do modo de guia de onda [cm<sup>2</sup>]
- $h$  - Constante de Planck (6,63.10<sup>-34</sup> [J.s])
- $\nu$  - Frequência do feixe óptico incidente [Hz]

Uma solução de  $N$ , para o caso estático, pode ser obtida fazendo-se  $dN/dt = 0$  na Equação 3.73, obtendo-se:

$$\frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{\sigma_g (N - N_0)}{\sigma_m h \nu} P = 0 \quad \Rightarrow \quad N = \frac{\frac{I}{q} + \frac{\sigma_g N_0}{\sigma_m h \nu} P}{\frac{1}{\tau_c} + \frac{\sigma_g}{\sigma_m h \nu} P}$$

Equação 3.74

Substituindo esta solução na Equação 3.72, temos:

$$g = \left( \frac{\Gamma \sigma_g}{V} \right) \left( \frac{\frac{I}{q} + \frac{\sigma_g N_0}{\sigma_m h \nu} P}{\frac{1}{\tau_c} + \frac{\sigma_g}{\sigma_m h \nu} P} - N_0 \right) \left[ \text{cm}^{-1} \right]$$

Equação 3.75

Esta Equação pode ser escrita da forma:

$$g = \left( \frac{\Gamma \sigma_g}{V} \right) \left( \frac{\frac{\tau_c I}{q} - N_0}{1 + \frac{P}{\sigma_m h \nu} / \tau_c \sigma_g} \right)$$

Equação 3.76

Sendo assim, pode-se reconhecer na Equação acima algumas quantidades quando a compara-se com a Equação 3.66:

$$g_0 = \left( \frac{\Gamma \sigma_g}{V} \right) \left( \frac{\tau_c I}{q} - N_0 \right) \left[ \text{cm}^{-1} \right]$$

Equação 3.77

$$P_S = \frac{\sigma_m h \nu}{\tau_c \sigma_g} \left[ \text{W} \right]$$

Equação 3.78

Desta forma, a Equação 3.71 fica

$$P_{\text{out}}^S = \left( \frac{G_0 \ln(2)}{G_0 - 2} \right) \left( \frac{\sigma_m h \nu}{\tau_c \sigma_g} \right) \left[ \text{W} \right]$$

Equação 3.79

A potência de saída de saturação para amplificadores a laser semiconductor (SOA's do tipo SLA) é da ordem de 0,1 mW, o que é bem menor que em amplificadores de onda caminhante (SOA's do tipo TWA ou TWSOA, de *Traveling Wave Semiconductor Optical Amplifier*)(~5 - 10 mW). Isto ocorre por causa das sucessivas reflexões que o feixe sofre no SOA.

Resolvendo-se numericamente a Equação 3.66, pode-se traçar a curva que representa a variação do ganho do amplificador, à medida que o sinal acoplado na entrada progride ao longo do seu comprimento. A Figura 3.15 ilustra esta análise para várias potências de entrada, para um determinado SOA.

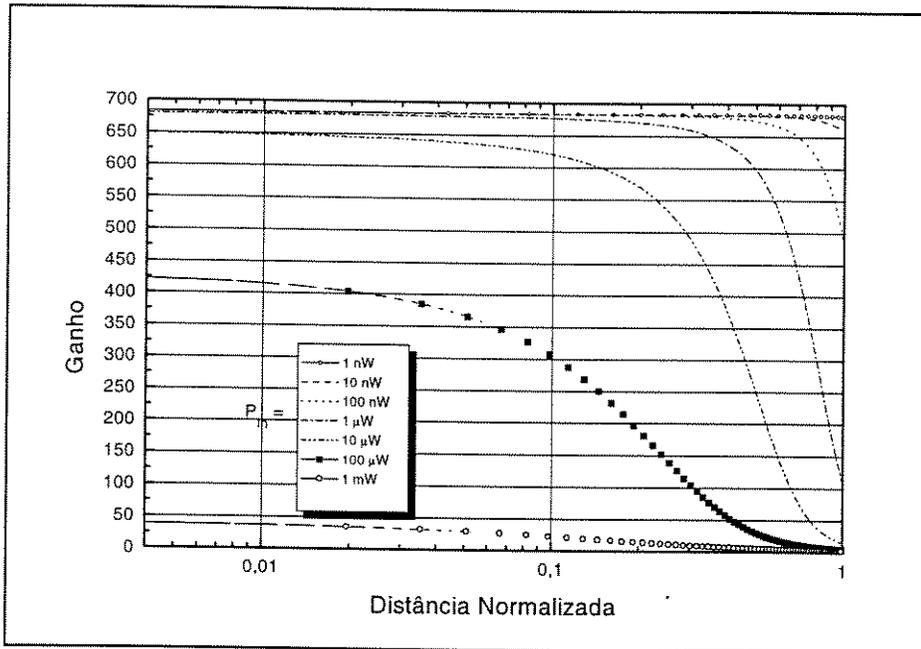


Figura 3.15: Progressão do ganho de alguns sinais injetados no SOA com diferentes potências de entrada ( $P_{in}$ ).

É, também, interessante notar que para os SOA's do tipo SLA, o dispositivo é polarizado com uma corrente ligeiramente abaixo da corrente de limiar, geralmente entre  $0,7$  e  $0,9I_L$ , em que  $I_L$  é a *corrente de limiar*, a qual pode ser calculada conforme mostrado a seguir.

$$I_L = \frac{q}{\tau_c} \left( N_0 + \frac{1}{G_n \tau_p} \right)$$

Equação 3.80

onde:

- $\tau_p$  - Tempo médio de vida do fóton na cavidade
- $G_n = \frac{\Delta E V_g \sigma_g}{V}$

Desta forma, tem-se que

$$\tau_p = \frac{1}{v_g \alpha_{cav}} = \frac{1}{v_g \left[ \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \right]}$$

Equação 3.81

onde:

- $v_g$  - Velocidade de grupo. Nos lasers, esta velocidade é, aproximadamente, igual a velocidade da luz no meio ( $cm/s$ )
- $\alpha_{int}$  - Perdas internas à cavidade ( $cm^{-1}$ )
- $R_1$  e  $R_2$  - Refletividades dos espelhos

### 3.3.2 Análise Dinâmica

Analisa-se agora o caso de sinais variantes com o tempo e que se propagam ao longo da cavidade do amplificador. Para tanto faz-se uma breve exposição da teoria básica de propagação.

#### 3.3.2.1 Propagação de onda

Na maioria dos casos, tem-se uma onda plana incidindo na entrada do SOA. Desta forma analisa-se a propagação deste tipo de onda em um meio.

A Equação básica de uma onda plana, linearmente polarizada na direção do eixo  $x$ , é

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \hat{x} \frac{1}{2} \left\{ F(x, y) A(z, t) e^{j(k_0 z - \omega t)} \right\} [V / m]$$

Equação 3.82

onde:

- $\hat{x}$  - Vetor unitário de polarização da direção do eixo  $x$
- $A(z,t)$  - Envoltória do sinal
- $F(x,y)$  - Perfil da distribuição transversal do campo no modo fundamental

- $k_0$  - Constante de propagação (rad/m)

Considerando-se que a função  $F(x,y)$  não varia com o tempo, toda a variação temporal do sinal fica embutida em  $A(z,t)$ . Considera-se também que a polarização do sinal é mantida durante a sua propagação dentro do SOA.

Partir-se-á das equações de Maxwell para a elaboração do modelo da propagação da onda dentro do dispositivo semiconductor. As equações de Maxwell são:

$$\nabla \times \vec{E}(x, y, z, t) = - \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(x, y, z, t)$$

Equação 3.83

$$\nabla \times \vec{H}(x, y, z, t) = \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(x, y, z, t)$$

Equação 3.84

$$\nabla \cdot \vec{D}(x, y, z, t) = \rho(x, y, z, t)$$

Equação 3.85

$$\nabla \cdot \vec{B}(x, y, z, t) = 0$$

Equação 3.86

onde:

- $\rho$  - Densidade de cargas [ $m^{-3}$ ]
- $\vec{D}$  - Densidade de fluxo elétrico [ $C / m^2$ ]
- $\vec{B}$  - Densidade de fluxo magnético [ $A \text{ Henry} / m^2$ ]

$$\vec{D}(x, y, z, t) = \epsilon \vec{E}(x, y, z, t)$$

Equação 3.87

$$\vec{B}(x, y, z, t) = \mu_0 \vec{H}(x, y, z, t) + \vec{M}(x, y, z, t)$$

Equação 3.88

onde:

- $\vec{M}$  - Vetor Polarização Magnética

O Vetor Polarização Magnética é igual a zero em materiais não-magnéticos.

Para encontrar-se a Equação de onda, primeiramente tira-se o rotacional da Equação 3.83, temos:

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times \vec{E} &= \nabla \times \left( -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \right) \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H}\end{aligned}$$

Equação 3.89

Utilizando-se então a Equação 3.85 na Equação 3.89, tem-se

$$\begin{aligned}\nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \right] \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{D}\end{aligned}$$

Equação 3.90

Aplicando a relação descrita na Equação 3.87

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}]$$

Equação 3.91

onde:

- $\vec{P}$  - Vetor Polarização Elétrica

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \vec{E})$$

Equação 3.92

Da teoria de análise vetorial, tem-se que

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$$

Equação 3.93

Igualando-se a Equação 3.93 à Equação 3.92, chega-se à equação de onda completa de uma onda propagando-se dentro do dispositivo.

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \vec{E})$$

Equação 3.94

A Equação 3.94 pode ser simplificada<sup>12</sup> de forma que:

$$\nabla^2 \vec{E} + \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_s \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \nabla^2 \vec{E} + \frac{\epsilon_s}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0$$

Equação 3.95

Sabe-se que a permissividade elétrica ( $\epsilon_s$ ) dentro do semiconductor varia juntamente com a densidade de portadores, que é calculada segundo a Equação 3.73. A permissividade relativa dentro do semiconductor pode ser descrita como<sup>12</sup>

$$\epsilon_s = \epsilon_{sc} + \chi(N)$$

Equação 3.96

onde:

- $\chi$  - Susceptibilidade linear do semiconductor
- $\epsilon_{sc}$  - Permissividade elétrica relativa intrínseca do dispositivo semiconductor

A susceptibilidade linear do semiconductor é dada por<sup>11, 12</sup>

$$\chi(N) = -\frac{n_{eff} c \Gamma \sigma_g}{\omega_0} (j + \beta_c) [N(z, t) - N_0]$$

Equação 3.97

onde:

- $n_{eff}$  - Índice de refração efetivo do semiconductor
- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho [ $m^2$ ]
- $\beta_c$  - Fator de melhora da largura de linha (antiguiamento)

Da Equação 3.72, temos que:

---

<sup>11</sup> Agrawal G. P. e Dutta N. K., *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 1993, Cap. 2

$$\chi(g) = -\frac{n_{\text{eff}} c V}{\omega_0} (j + \beta) g(z, t)$$

Equação 3.98

Aplicando-se a Equação 3.82 e a Equação 3.97 na Equação 3.94, dividindo-se o resultado por  $\frac{1}{2} e^{j(k_0 z - \omega_0 t)}$  e desprezando-se as derivadas de segunda ordem de  $A(z, t)$  com o relação a  $z$  e a  $t$ , obtém-se

$$2j\omega_0 \varepsilon(z, t) \frac{F(x, y)}{c^2} \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} + 2jk_0 F(x, y) \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + [-c^2 k_0^2 + \varepsilon \omega_0^2] F(x, y) \frac{A(z, t)}{c^2} + A(z, t) \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + A(z, t) \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} = 0$$

Equação 3.99

Esta expressão pode ser simplificada ao integrar-se nas direções transversais  $x$  e  $y$ . Desta forma a pode-se escrever a equação simplificada da propagação de uma envoltória de informação como sendo<sup>11,12</sup>

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} (1 + j\beta_c) g(z, t) A(z, t)$$

Equação 3.100

Considerando-se a Equação 3.72:

$$N = \frac{V}{\Gamma \sigma_g} g + N_0$$

Equação 3.101

Substituindo este resultado na Equação 3.73, tem-se

$$\frac{1}{V} \frac{\partial g}{\partial t} = \frac{I}{q} - \frac{\frac{g}{\Gamma \sigma_g} + N_0}{\tau_c} - \frac{\sigma_g}{h \nu \sigma_m} \left( \frac{g}{\Gamma \sigma_g} + N_0 - N_0 \right) P$$

Equação 3.102

$$\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{\Gamma \sigma_g \left( \frac{I \tau_c}{q} - N_0 \right) - g}{\tau_c} - \frac{\sigma_g}{h \nu \sigma_m} g P$$

Equação 3.103

Referindo-se à Equação 3.77 e considerando-se

$$E_s = h \nu \frac{\sigma_m}{\sigma_g} \text{ [J]}$$

Equação 3.104

Então

$$\boxed{\frac{\partial g}{\partial t} = \frac{g_0 - g}{\tau_c} - \frac{gP}{E_s}}$$

Equação 3.105

Estas equações podem ser perfeitamente resolvidas por uma mistura do método de diferenças finitas e Runge-Kutta.

Da teoria de diferenças finitas, pode-se dizer que:

$$\frac{\partial A(z_j, t_i)}{\partial t} = \frac{\partial A_j^i}{\partial t} = \frac{A_j^{i+1} - A_j^{i-1}}{2 \Delta t}$$

Equação 3.106

onde:

- $z_j = j \Delta z \Leftrightarrow j = 0, 1, 2, \dots, L/(\Delta z - 1)$

- $t_i = i \Delta t \iff i = 0, 1, 2, \dots, T/(\Delta t - 1)$
- $L$  - Comprimento da cavidade ativa
- $T$  - Período temporal considerado para se resolver as equações (podendo ser o período de um pulso, ou mais, se desejado)

Aplicando diferenças finitas na Equação 3.100, tem-se:

$$\frac{\partial A_j^i}{\partial z} = \frac{1}{2} g_j^i (1 + j \beta_c) A_j^i - \frac{1}{v_g} \frac{A_j^{i+1} - A_j^{i-1}}{2 \Delta t} = -\frac{1}{2 v_g \Delta t} A_j^{i+1} + \frac{1}{2} (1 + j \beta_c) g_j^i A_j^i + \frac{1}{2 v_g \Delta t} A_j^{i-1}$$

Equação 3.107

Define-se:

$$C_1 = \frac{1}{2 v_g \Delta t}$$

$$D_j^i = \frac{1}{2} (1 + j \beta_c) g_j^i$$

Desta forma, a Equação 3.107 pode ser escrita da forma matricial:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} = \begin{bmatrix} D_j^0 & -C_1 & & & & & & & & & \\ C_1 & D_j^1 & -C_1 & & & & & & & & \\ & C_1 & D_j^2 & -C_1 & & & & & & & \\ & & C_1 & D_j^3 & \ddots & & & & & & \\ & & & C_1 & \ddots & -C_1 & & & & & \\ & & & & \ddots & \ddots & -C_1 & & & & \\ & & & & & \ddots & D_j^{n-1} & -C_1 & & & \\ & & & & & & C_1 & D_j^n & & & \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} A_j^0 \\ A_j^1 \\ A_j^2 \\ A_j^3 \\ \vdots \\ A_j^{n-1} \\ A_j^n \end{bmatrix}$$

Equação 3.108

onde a matriz dos coeficientes  $C_1$  e  $D_j^i$  é uma matriz tridiagonal. Nota-se que a primeira equação e a última, resultantes da multiplicação das matrizes acima, são equações que possuem apenas dois termos do lado direito da Equação, enquanto que as demais possuem três termos, indicando que a derivada espacial em determinado ponto depende de três “posições temporais”. Este fato gera um erro no cálculo dos primeiros pontos do sinal no tempo, que logo é corrigido e minimizado, se houver uma discretização temporal suficientemente grande. Os termos  $D_j^i$  são calculados repetidamente, para cada posição

dentro do amplificador. Pode-se, agora, aplicar novamente as diferenças finitas no domínio espacial, de forma a obter-se:

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} = \frac{A_{j+1}^i - A_j^i}{\Delta z}$$

ou seja:

$$\begin{bmatrix} A_{j+1}^0 \\ A_{j+1}^1 \\ A_{j+1}^2 \\ A_{j+1}^3 \\ \vdots \\ A_{j+1}^{n-1} \\ A_{j+1}^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_j^0 \\ A_j^1 \\ A_j^2 \\ A_j^3 \\ \vdots \\ A_j^{n-1} \\ A_j^n \end{bmatrix} + \Delta z \begin{bmatrix} D_j^0 & -C_1 & & & & & & & & \\ C_1 & D_j^1 & -C_1 & & & & & & & \\ & C_1 & D_j^2 & -C_1 & & & & & & \\ & & C_1 & D_j^3 & \ddots & & & & & \\ & & & C_1 & D_j^4 & \ddots & & & & \\ & & & & \ddots & \ddots & -C_1 & & & \\ & & & & & \ddots & D_j^{n-1} & -C_1 & & \\ & & & & & & C_1 & D_j^n & -C_1 & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_j^0 \\ A_j^1 \\ A_j^2 \\ A_j^3 \\ \vdots \\ A_j^{n-1} \\ A_j^n \end{bmatrix}$$

Equação 3.109

Desta forma, conhecendo-se todos os pontos no tempo de um sinal, em uma determinada posição do amplificador, pode-se então calcular todos os pontos no tempo do sinal em um intervalo de espaço seguinte distante  $\Delta z$  do ponto atual. A Equação 3.105 pode ser resolvida por qualquer método numérico, como por exemplo Runge-Kutta (Apêndice D), como descrito a seguir para a solução da Equação 3.117.

Um outro método de resolução foi ainda utilizado<sup>12</sup> por Agrawal e será apresentado a seguir. A desvantagem deste método é a impossibilidade de se acompanhar a propagação dos pulsos ao longo de todo o amplificador. Ao contrário deste raciocínio, o método encara o dispositivo como uma caixa preta e, conhecendo-se o sinal na sua entrada, pode-se obter o sinal na sua saída, não permitindo, entretanto, acompanhar a evolução do sinal à medida que este percorre o amplificador. No entanto, este método apresenta, como vantagem, o fato de os cálculos serem sensivelmente mais rápidos. Por motivos de praticidade, os resultados apresentados foram, em sua maioria, obtidos por este método, implementado na linguagem C++.

As Equações 3.100 e 3.105 podem ser, ainda, simplificadas, se utilizar-se a transformação de variáveis<sup>12</sup>

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} \text{ e } Z = z$$

Equação 3.110

onde  $\tau$  é um tempo medido em um sistema de referência que se move ao longo do amplificador, juntamente com o pulso que se propaga.

Desta forma, obtém-se novos operadores:

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial Z} \frac{\partial Z}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial Z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial \tau}$$

Equação 3.111

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \tau}$$

Equação 3.112

Assim, fazendo-se, novamente, por facilidade,  $\tau = t$  e  $Z = z$  e substituindo os operadores na Equação 3.100, tem-se que:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2}(1 + \beta_c) g A$$

Equação 3.113

Sabendo-se, ainda, que

$$A = \sqrt{P} e^{i\phi}$$

Equação 3.114

pode-se modificar as Equações 3.105 e 3.113 de forma a se obter o novo grupo de equações apresentado abaixo<sup>12</sup>

---

<sup>12</sup> Agrawal G. P. e Olsson N. A., "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers", *J. of Quantum Electronics*, vol. 25, n° 11, pp. 2297 - 2306, Novembro - 1989.

$$\frac{\partial P(z,t)}{\partial z} = g(z,t) P(z,t)$$

Equação 3.115

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{1}{2} \alpha g(z,t)$$

Equação 3.116

$$\frac{\partial g(z,t)}{\partial t} = \frac{g_0 - g(z,t)}{\tau_c} - \frac{g(z,t)P(z,t)}{E_s}$$

Equação 3.117

A Equação 3.115 pode ser integrada com a finalidade de se encontrar uma potência de saída  $P_{out}$ , de modo semelhante à análise estática. Desse modo,

$$\int_{P_{in}(t)}^{P_{out}(t)} \frac{dP}{P} = \int_0^L g(z,t) dz$$

Equação 3.118

Integrando-se a Equação acima, tem-se

$$\ln \left[ \frac{P_{out}(t)}{P_{in}(t)} \right] = h(t) \Rightarrow P_{out}(t) = P_{in}(t) e^{h(t)}$$

Equação 3.119

onde:

- $h(t) = \int_0^L g(z,t) dz$

Da mesma forma pode-se integrar a Equação 3.117 ao longo do amplificador, ou seja

$$\int_0^L \frac{\partial g(z,t)}{\partial t} dz = \int_0^L \frac{g_0 - g(z,t)}{\tau_c} dz - \int_0^L \frac{g(z,t)P(z,t)}{E_s} dz$$

Equação 3.120

Utilizando-se a Equação 3.115, tem-se

$$\frac{\partial h(t)}{\partial t} = \frac{g_0 L - h(t)}{\tau_c} - \int_0^L \frac{\partial P(z,t)}{\partial z} \frac{1}{E_s} dz \Rightarrow \frac{\partial h(t)}{\partial t} = \frac{g_0 L - h(t)}{\tau_c} - \frac{1}{E_s} P(z,t) \Big|_{z=0}^{z=L}$$

Equação 3.121

Logo, aplicando-se a Equação 3.119:

$$\frac{\partial h(t)}{\partial t} = \frac{g_0 L - h(t)}{\tau_c} - [P_{out}(t) - P_{in}(t)] \frac{1}{E_s}$$

ou seja:

$$\frac{\partial h(t)}{\partial t} = \frac{g_0 L - h(t)}{\tau_c} - \frac{P_{in}(t)}{E_s} [e^{h(t)} - 1]$$

Equação 3.122

A Equação 3.122 foi resolvida com a utilização de métodos numéricos. Optou-se pelo método de Runge-Kutta de 4ª ordem (Apêndice D). Este método é o que produz maior precisão entre os métodos explícitos de solução numérica de equações diferenciais. Além disso, a sua implementação computacional é simples e rápida.

As simulações foram feitas por um software desenvolvido, na linguagem C++, exclusivamente para esta finalidade. O programa foi executado em uma *SPARC station 1000*.

## 4. Implementação do Programa

O programa aqui apresentado foi desenvolvido utilizando a linguagem C++. Esta escolha foi feita basicamente por três fatores. Primeiramente, C++ é uma linguagem largamente utilizada na implementação de sistemas operacionais e de softwares compatíveis com estes sistemas. Este fato poderá facilitar a futura implementação de uma interface amigável, utilizando recursos como a abertura de janelas e de menus de sistemas como Windows, Xwindows, OpenWindows, etc.. Em segundo lugar, é uma linguagem de simples implementação e prática, atendendo bem à demandada de cálculos necessários. E, por último, consegue-se um bom desempenho em termos de velocidade, sendo atualmente a mais rápida entre as linguagens denominadas de médio nível.

O algoritmo do programa pode ser visualizado na Figura 4.1. Cada bloco será explicado separadamente, para ter-se um maior entendimento do mesmo. O programa realiza, basicamente, duas tarefas: cálculo do pulso de saída de um sistema de amplificadores a diodo semiconductor e levantamento das curvas características deste sistema.

O primeiro caso engloba o cálculo do formato do pulso de saída de um grupo de amplificadores em cascata (podendo este grupo constar de um ou mais amplificadores) conhecendo-se o formato do pulso de entrada. Ou seja, dado um determinado pulso ou trem de pulsos, pode-se simular a passagem destes pulsos através de um ou mais amplificadores e calcular-se o pulso de saída.

O segundo caso trata do levantamento de curvas sobre as características do pulso de saída, como a verificação da existência de ON (*Overshoot Noise* - sua significação será explicada mais adiante no item 4.1.11.4), o cálculo da sua amplitude e largura temporal e o cálculo da razão de extinção de saída para dada razão de extinção de entrada. Neste caso, também é necessário fornecer ao programa um pulso ou um trem de pulsos de entrada e o número de amplificadores. O programa então, varia a intensidade dos pulsos entre dois valores. E armazena dados do ON para cada taxa simulada.

## 4.1 Fluxograma

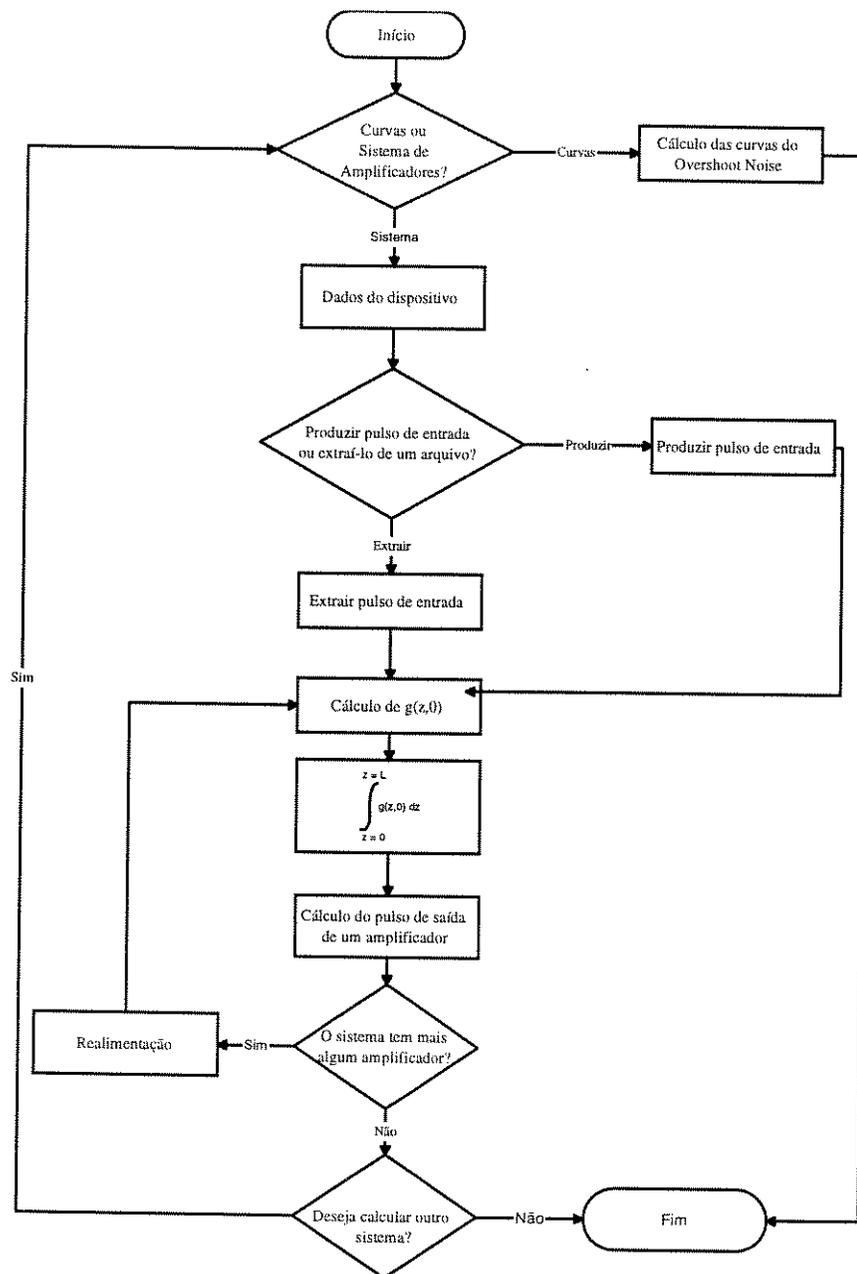


Figura 4.1: Fluxograma do programa

### **4.1.1 Curvas ou Sistema de amplificadores?**

Neste ponto do programa opta-se por simular um sistema de amplificadores calculando-se os seus pulsos de saída, ou obter-se algumas curvas características do sistema, como a amplitude e a largura do *Overshoot Noise* (ruído gerado devido a transições rápidas de subida e de descida do pulso - definido no tópico 4.1.11.4 - ver Figura 4.7 para breve referência) para diferentes parâmetros de entrada, como será discutido posteriormente.

Caso a opção desejada seja o cálculo de um sistema de amplificadores o programa precisa conhecer o sinal de entrada. Como resultado final, o sinal de saída é calculado.

## 4.1.2 Dados do Dispositivo

Este bloco inicializa o dispositivo para o cálculo de um sistema de amplificadores, ou seja, introduz-se aqui o valor das seguintes grandezas:

Grandeza	Variável correspondente no programa	Descrição (Dimensão e valores típicos)
w	w	Largura da Cavidade [cm]
d	d	Altura da cavidade [cm]
v	v	Volume da cavidade [cm <sup>3</sup> ]
$N_0$	No	Número de portadores [ $\sim 10^8$ ]
$N_t$	Nt	Densidade volumétrica de portadores [ $\sim 10^{18}$ cm <sup>-3</sup> ]
$\sigma_g$	a	Ganho de secção transversal [ $2-3 \cdot 10^{-16}$ cm <sup>2</sup> ]
$\tau_c$	tals	Tempo de vida dos portadores na cavidade [s]
$v_g$	vg	Velocidade de grupo [cm/s]
$\Gamma$	gama	Fator de confinamento durante o Guiamento [adimensional]
q	q	Carga do elétron [ $1,6 \cdot 10^{19}$ C]
$\alpha$	alfa	Coefficiente de perda na cavidade [1/cm]
$n_{\text{eff}}$	nsc	Índice de refração efetivo da cavidade [ $\sim 3,4$ ]
g	g	coeficiente diferencial de ganho
$g_0$	go	coeficiente diferencial de ganho máximo

Grandeza	Variável correspondente no programa	Descrição (Dimensão e valores típicos)
$R_1, R_2$	R1, R2	R1,R2- Refletividade dos espelhos
$I_0$	ith	Corrente requerida para a transparência [A]
Controle do formato do pulso de entrada	fator	Fator multiplicativo que indica quantas vezes a corrente no dispositivo é maior que a corrente de limiar
$h$	h	Constante de Planck [6,63.10 <sup>-34</sup> W.s <sup>2</sup> ]
$\beta$	beta	Fator de melhoria da largura de linha
$\lambda$	lamb	Comprimento de onda [cm]
$f$	freq	Frequência do sinal [Hz]
$hf$	foton	Energia de um fóton [J]
$E_s$	es	Energia de saturação [5 - 8 pJ]
$P_{in}$	bj_in	Potência Óptica incidente [W]
$P_{out}$	bj_out	Potência Óptica de Saída [W]

Todas as grandezas acima são inicializadas dentro da subrotina *dados()*.

### 4.1.3 Produzir pulso de entrada ou extraí-lo de um arquivo?

Como foi comentado, o programa, para rodar, necessita de um sinal de entrada. Bem, esta parte do fluxograma permite que o usuário escolha a forma com que vai fornecer ao programa o sinal de entrada. Muitas vezes, tem-se algum sinal medido em laboratório e gravado em algum dispositivo de armazenamento, como, por exemplo, um disquete. Ou, outras vezes, conhece-se as características do sinal de entrada, tornando possível a sua construção através de funções matemáticas. O programa prevê estas duas formas de obtenção do sinal de entrada. Pode-se tanto ler os dados de um sinal gravados em um disquete ou disco rígido, como pode-se, também, gerar estes dados através de funções matemáticas.

A subrotina responsável por requerer do usuário esta escolha, é a *pulso\_entrada()*.

### 4.1.4 Extrair Pulso de Entrada

Esta subrotina extrai o pulso de entrada a partir de um dispositivo de armazenamento. No programa é denominada de *arquivo\_pulso()*.

### 4.1.5 Produzir Pulso de Entrada

Esta subrotina gera um pulso de entrada para o sistema de amplificadores. No programa, esta subrotina é denominada de *gera\_pulso()*. O pulso gerado em nosso programa é um pulso super-gaussiano da forma

$$p(t) = \text{minimo} * \text{maximo} + (1 - \text{minimo}) * \text{maximo} * e^{-\left(\frac{t-T/2}{3T/10}\right)^{2*\text{form}}}$$

Equação 4.1

onde:

- **maximo** - Máxima potência do pulso

- **minimo** - Percentagem da mínima potência do pulso, com relação ao seu máximo (1/Razão de extinção)
- **T** - Período do pulso
- **form** - Determina o formato do pulso (quanto maior for a variável “form”, mais quadrado será o pulso)

A Figura 4.2 ilustra o pulso super-gaussiano para alguns valores de “form”.

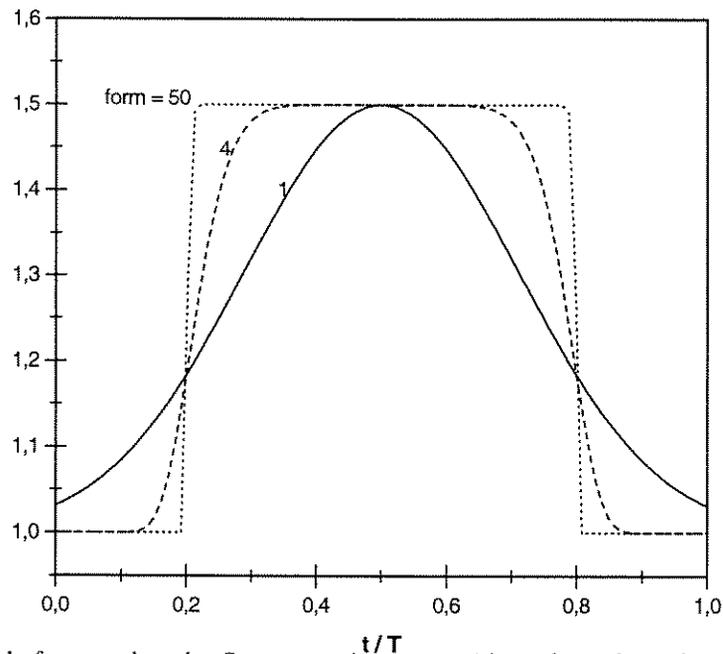


Figura 4.2: Variação do formato do pulso Super-gaussiano para vários valores do parâmetro “form”

Pode-se notar na, Figura 4.2, que o formato do pulso vai ficando mais “quadrado” à medida que a variável *form* aumenta. Isto é interessante, a partir do momento em que se deseja otimizar o formato de um pulso para um determinado sistema. O tempo de subida de um pulso super-gaussiano varia, aproximadamente, conforme a seguinte equação, obtida através de um ajuste originado dos pontos da curva mostrada na Figura 4.3:

$$t_r \cong T \left( 0.01827 e^{-\frac{\text{form}}{336,72}} + 0.602 e^{-\frac{\text{form}}{2,3657}} + 0.16104 e^{-\frac{\text{form}}{14,6391}} \right)$$

Equação 4.2

Este tempo de subida pode ser visualizado graficamente na Figura 4.3.

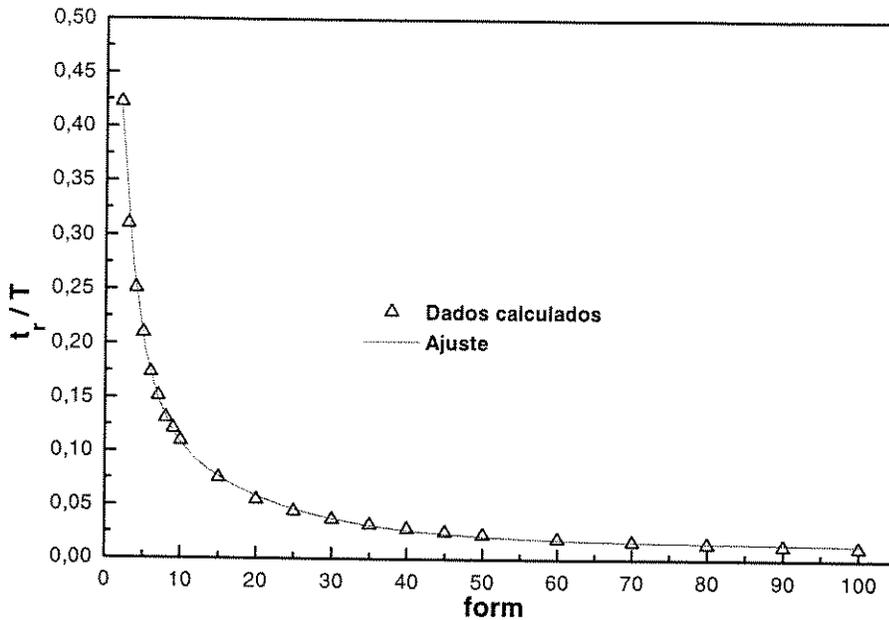


Figura 4.3: Curva de  $t_r$  normalizado com relação ao período do pulso Super-gaussiano em função do parâmetro “form”

A subrotina *gera\_pulso()* também solicita uma outra subrotina, denominada *arq\_out()*, se o usuário optar por gravar o pulso construído em um arquivo. Isto foi feito porque, muitas vezes, deseja-se fazer um gráfico do pulso de entrada. Neste caso, o usuário do programa certamente desejará utilizar um programa à parte para traçar os gráficos dos pulsos, já que o programa implementado não gera saída gráfica. Assim, se o usuário desejar, o programa produzirá um arquivo contendo os dados do pulso de entrada. Este arquivo será denominado “entrada.dat”. A subrotina *arq\_out()* também produz um arquivo do pulso normalizado em relação ao seu valor máximo. Este arquivo é reconhecido por “normain.dat”. Todos os arquivos de resultados gerados pelo programa estão em formato ASCII e podem ser lidos pela grande maioria dos programas de geração de gráficos.

Os pontos do(s) pulso(s) aqui gerado(s) são armazenados no vetor *bj\_in*, e representam a potência instantânea do sinal de entrada.

### 4.1.6 Cálculo de $g(z,0)$

Este bloco implementa o cálculo de  $g(z,0)$ . Este bloco é importante, pois fornece as condições iniciais para a simulação de cada amplificador. Observa-se nesta subrotina, denominada  $g\_0\_z()$ , a presença do algoritmo de *Runge-Kutta* (apresentado no Apêndice D), utilizado para o cálculo da distribuição da potência ao longo do SOA, no instante  $t = 0$  [s]. Estes valores são armazenados no vetor  $pot0$ , que, posteriormente, é utilizado no cálculo de  $g(z,0)$ . Uma vez calculado, os pontos da função  $g(z,0)$ , são armazenados no vetor “ $gj$ ”.

### 4.1.7 Integral de $g(z,0)$

Esta subrotina, denominada no programa de *integral()*, calcula a integral de  $g(z,0)$  ao longo do comprimento do SOA. O resultado desta integral é armazenado na posição  $um$  do vetor  $hj$ .

### 4.1.8 Cálculo do Pulso de Saída de um Amplificador

Aqui o pulso de saída de um SOA é finalmente calculado. Esta subrotina é reconhecida dentro do programa por *calculo()*.

Primeiramente, utilizando-se o método de *Runge-Kutta* (Apêndice D) encontram-se todos os pontos da função  $h(t)$ , os quais são armazenados no vetor  $hj$ , lembrando-se que  $hj[1]$  foi calculado na subrotina *integral()*. Em seguida, calcula-se o pulso de saída deste SOA e armazena-se os seus pontos no vetor  $bj\_out$ .

Dentro desta subrotina também calcula-se o valor máximo do pulso de saída (vetor  $bj\_out$ ) para se fazer uma normalização de  $bj\_out$ . Em seguida, armazena-se o vetor  $bj\_out$  em um arquivo denominado “*saidan.dat*”. A letra  $n$  de “*saidan.dat*”, representa um índice. Por exemplo, suponha-se que esteja-se simulando um sistema de três amplificadores em cascata. O pulso de saída do primeiro amplificador é armazenado no arquivo “*saida1.dat*”, o pulso de saída do segundo é armazenado no

arquivo “saida2.dat” e do terceiro em “saida3.dat”. Da mesma forma, também são criados arquivos contendo o pulso de saída normalizado com relação ao seu máximo. Estes arquivos, semelhantemente aos arquivos “saidan.dat”, são denominados “norman.dat”, onde  $n$  relaciona-se com o amplificador da mesma forma que em “saidan.dat”.

Computa-se, ainda, nesta subrotina o ganho óptico, em dB, de cada amplificador. Entenda-se por ganho, em dB, a quantidade

$$G = 10 \log \left( \frac{|bj\_out|}{|bj\_in|} \right)$$

Equação 4.3

Este valor, da mesma forma que o pulso de saída, também é armazenado em arquivo após a simulação de cada amplificador do sistema em questão. Estes arquivos são reconhecidos por “ganhon.dat”, onde  $n$ , mais uma vez, relaciona-se com o amplificador da mesma forma que em “saidan.dat”.

#### 4.1.9 Realimentação

Agora, caso o sistema em questão possua mais de um amplificador, o programa gera uma realimentação do pulso de saída no pulso de entrada. Isto equivale a alimentar-se o pulso de saída na entrada do segundo amplificador da cascata. Na lógica do programa, o que se faz é armazenar-se os valores do vetor  $bj\_out$  no vetor  $bj\_in$  e executar-se novamente os cálculos de  $g(z,0)$ , da integral de  $g(z,0)$ ,  $h(t)$  e, finalmente, o novo valor de  $bj\_out$ , que corresponde ao pulso de saída do segundo amplificador, tendo como entrada o pulso de saída do primeiro amplificador. Se houver mais algum amplificador na cascata, o processo se repete, até que todos os amplificadores tenham sido simulados. Salienta-se que todos os amplificadores da cascata são idênticos.

Cada realimentação, ou pulso de entrada de cada amplificador, é armazenada, também, em arquivos denominados “entn.dat”, da mesma forma que em “saidan.dat”.

### 4.1.10 Deseja Calcular Outro Sistema?

Ao fim de cada simulação, o usuário é perguntado sobre a necessidade de se realizar outras simulações. Pode-se, então, optar-se por encerrar o programa ou calcular-se outro sistema.

### 4.1.11 Cálculo das curvas do *Overshoot Noise*

Esta subrotina é bem parecida com a rotina de cálculo do sistema de amplificadores. Na verdade, esta opção envia o programa para um laço que, praticamente, executa todos os passos anteriormente descritos, com algumas pequenas diferenças. Se forem consideradas as duas tarefas básicas que o programa se propõe a realizar (cálculo de sistema de SOAs e cálculo das curvas do sistema), pode-se dizer que o programa é dividido em duas partes principais, ou dois sub-programas principais: um deles comanda a lógica geral do software e a lógica do cálculo do sistema de SOAs e, o segundo, comanda a lógica do cálculo das curvas. O primeiro sub-programa pode ser reconhecido como *main()*, que apesar de ser um nome reservado da linguagem C++ para representar o programa principal, na lógica aqui apresentada, ele será conhecido como um sub-programa. O segundo sub-programa pode ser reconhecido por *curva()* e, como era de se esperar, tem um estrutura bem parecida com o *main()* com algumas poucas diferenças.

Na Figura 4.4 pode ser visualizado o fluxograma do sub-programa *curvas()*. Cada parte deste sub-programa será explicada pormenorizadamente nos tópicos que se seguem.

Ao contrário do caso de cálculo do sistema de amplificadores, onde o usuário era solicitado a respeito de informações sobre a potência máxima e mínima, no sub-programa *curvas()*, o usuário é solicitado a respeito da potência máxima inicial e do valor da razão de extinção do sinal. A partir destes dados, o programa começa, então, a variar a potência máxima desde valores pequenos até valores altos, sempre com a mesma razão de extinção.

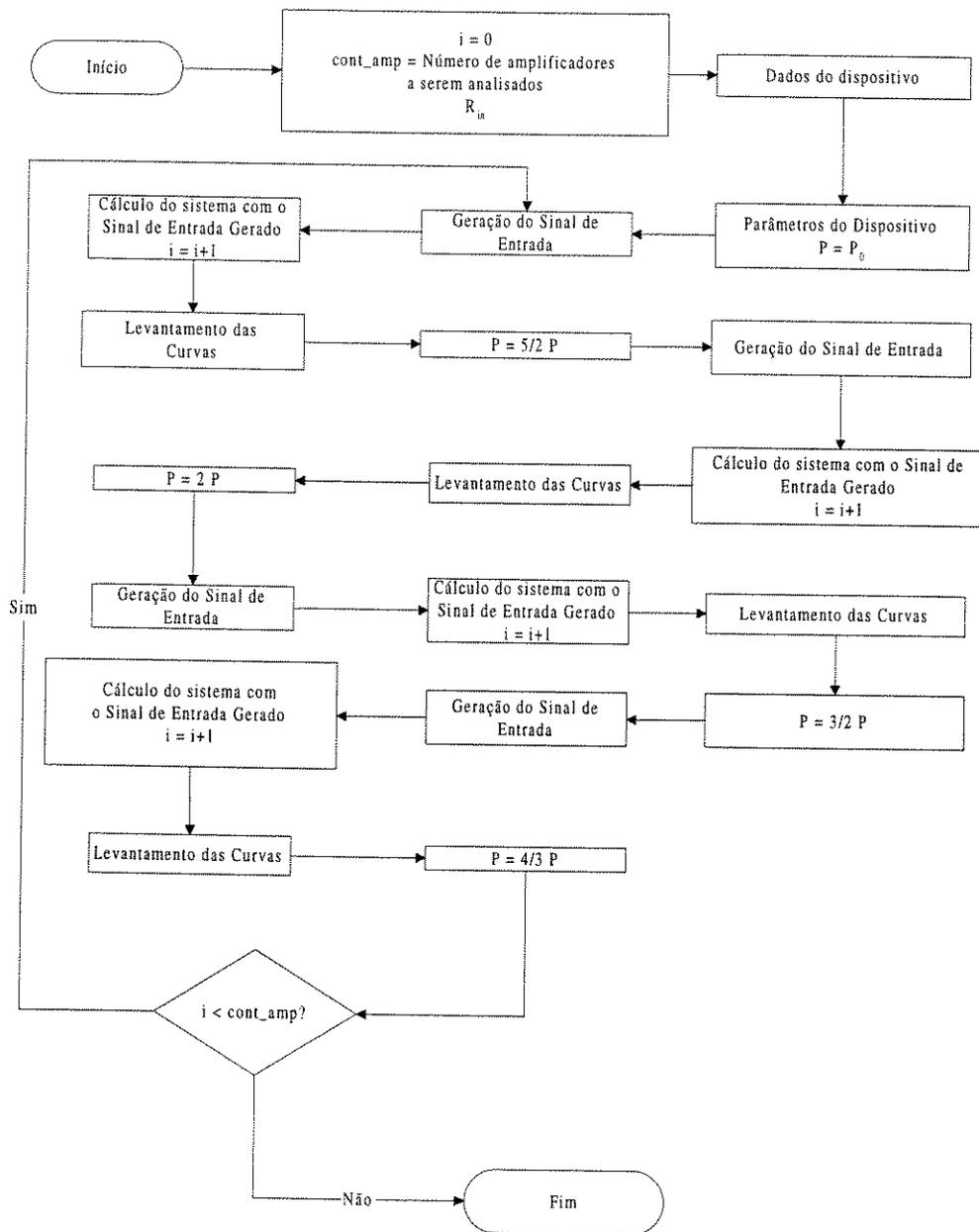


Figura 4.4: Fluxograma do levantamento das curvas

O bloco “Dados do dispositivo”, do fluxograma mostrado na Figura 4.4, tem as mesmas funções do bloco “Dados do dispositivo”, mostrado na Figura 4.1.

#### 4.1.11.1 Parâmetros do Dispositivo

Esta subrotina, que pode ser identificada no programa por *parametros()*, tem como conjunto de funções básicas, parte das tarefas que eram realizadas pela subrotina *gera\_pulso()*. A diferença é que esta subrotina cria um arquivo, denominado “orig.dat” onde serão armazenados, posteriormente, em cinco colunas, os seguintes dados:

Potência de entrada	Razão de Extinção de Saída	ONA	ONW	Valor máximo do pulso (incluindo o ON)
---------------------	----------------------------	-----	-----	--

Os significados físicos de ON, ONA e ONW serão abordados mais adiante.

Esta subrotina estabelece também o valor da potência de pico inicial do primeiro trem de pulsos a ser simulado.

#### 4.1.11.2 Geração do Sinal de Entrada

Esta subrotina trata da criação do sinal de entrada para a simulação. Pode ser identificada no programa por *pulso\_curva()*. Difere da subrotina *gera\_pulso()* no aspecto de que ela apenas constrói o pulso de entrada. A função *gera\_pulso()* pode ser encarada mais ou menos como a soma das funções *pulso\_curva()* e *parametros()*. Isto se origina do fato que para o levantamento das curvas do sistema, para diferentes potências de entrada, a todo momento é necessário gerar-se, novamente, o sinal de entrada. E, para isto, não é preciso gerar, a todo momento, todos os dados contidos na subfunção *parametros()*. Por este motivo, não se utiliza a função *gera\_pulso()*, porque seria mais ou menos como se executasse-se a função *parametros()* repetidas vezes, aumentando o tempo de processamento. Da mesma forma que a função *gera\_pulso()*, a função *pulso\_curva()* também armazena os pontos que descrevem o pulso em um

vetor denominado, no programa, de  $bj\_in$ . Porém, estes dados não são gravados em arquivo.

### 4.1.11.3 Cálculo do Sistema com o Sinal de Entrada Gerado

Esta parte do fluxograma simula a passagem do sinal gerado por um sistema de amplificadores. Isto significa repetir os itens “Cálculo de  $g(0,z)$ ”, “Integral de  $g(0,z)$ ”, “Cálculo do Pulso de Saída de um Amplificador” e “Realimentação”.

Após este cálculo, o sinal de entrada é alterado, de forma que a potência de pico de entrada seja igual a duas vezes e meia a potência original. Então, recalcula-se o sistema repetindo novamente os itens “Cálculo de  $g(z,0)$ ”, “Integral de  $g(z,0)$ ”, “Cálculo do Pulso de Saída de um Amplificador” e “Realimentação”. Então, o pulso de entrada é novamente gerado de forma que a sua potência de pico seja igual a duas vezes a potência anterior. E, assim, sucessivamente. Desta forma, tem-se a potência de entrada sendo sucessivamente multiplicada da seguinte forma:

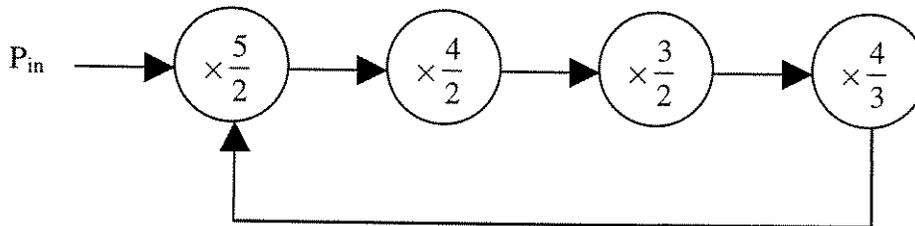


Figura 4.5: Diagrama de crescimento da potência

Graficamente, a potência de entrada pode ser visualizada como possuindo um crescimento conforme mostrado na Figura 4.6, para uma potência de entrada inicial igual a 1 [W]. Este valor foi escolhido por questões de normalização. Define-se, aqui, uma grandeza denominada de fator de crescimento de potência, ou  $\vartheta$ . Qualquer potência de entrada pode ser multiplicada por este fator, para se ter uma idéia de como esta potência evoluirá no decorrer do processamento.

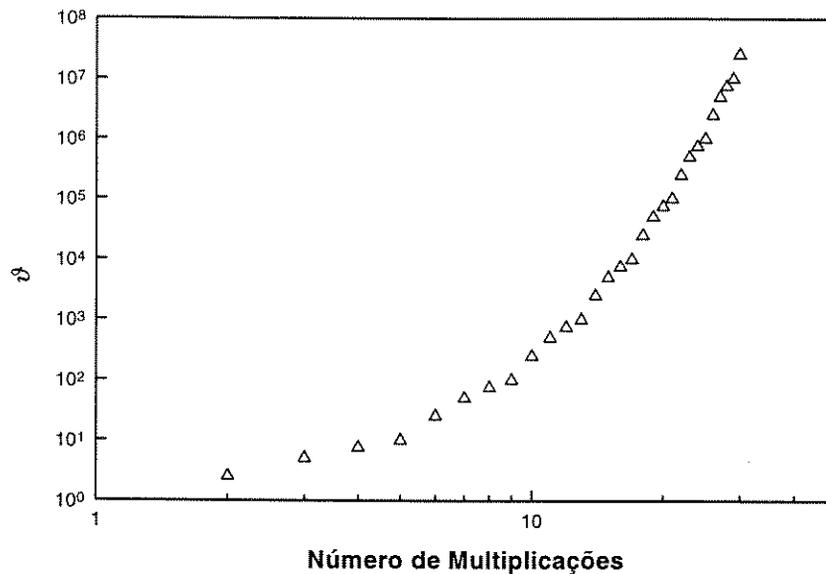


Figura 4.6: Evolução do fator de crescimento da potência devido variação do número de multiplicações.

A Figura 4.6 mostra a variação de  $\vartheta$  pelo número de multiplicações, conforme o diagrama mostrado na Figura 4.5. Pelo gráfico pode-se ter uma noção de quais as potências que o programa utilizará para simulação, a partir de uma dada potência de entrada. Para tanto, basta multiplicar-se a curva de  $\vartheta$  pelo valor da potência de entrada.

O programa produz o crescimento da potência onze vezes, ou seja, uma vez dada a potência inicial, esta flui pelo diagrama de multiplicação, mostrado na Figura 4.5, onze vezes. Ficou constatado que isto gera uma boa amostragem de potências na faixa de interesse, que é de 100 [nW] até 1 [W].

#### 4.1.11.4 Levantamento das Curvas

Esta parte do programa trata da produção das curvas, a partir dos pulsos gerados e simulados. Cada vez que se gera um pulso e simula-se a sua passagem pelo sistema de amplificadores em questão, gera-se, também, um sinal de saída. A partir deste sinal de saída é que são medidos alguns fatores, como ONW, ONA,  $R_{out}$  (Razão de extinção do pulso) e Potência de pico do pulso. Cada uma destas grandezas esta representada na Figura 4.7.

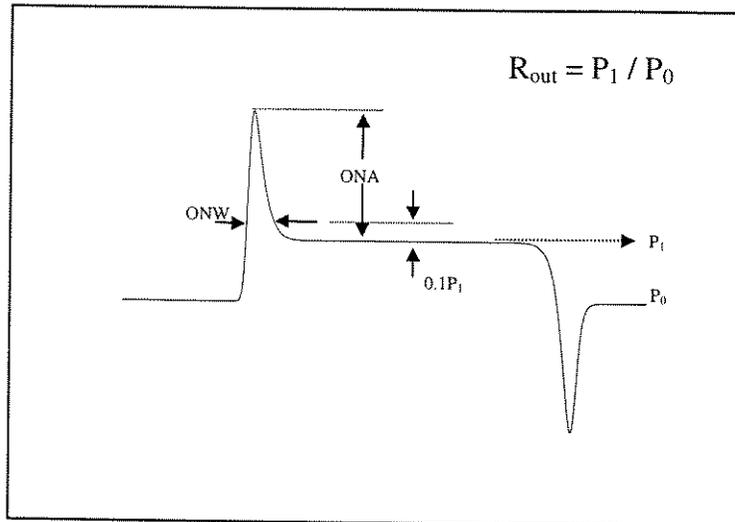


Figura 4.7: Esquema de um pulso padrão na saída do sistema

Observa-se, na figura acima, o esquema de um pulso de saída típico de um sistema saturado de amplificadores. Nota-se a presença de dois picos no pulso. Um para cima e outro para baixo. Chamar-se-á estes picos de *Overshoot Noise* (ON). Definir-se-á, ainda, o pico de cima de ON positivo e, o de baixo, de ON negativo. Inicialmente, enquanto pequenos, o ON positivo é basicamente de mesma excursão que o ON negativo. Porém, quando este tipo de ruído começa a ser significativo, o ON positivo supera, sensivelmente, o ON negativo, em termos da sua excursão. Por esta razão, o programa extrai os dados do ON positivo, que daqui por diante será chamado apenas de ON. Alguns dados de especial interesse foram calculados a partir de pulsos com este formato. Um destes dados é a largura do ON, aqui chamada de ONW (de *Overshoot Noise Width*). Para realizar-se este cálculo adotou-se o seguinte critério.

1. Deriva-se o pulso.
2. Encontra-se o ponto de estabilidade após o ON (Define-se como ponto de estabilidade, o ponto em que a derivada do pulso atinge um valor menor ou igual a  $7.10^{-5}$  [Watts/s]. Se este valor não for encontrado, considera-se que o pulso não se estabiliza.)
3. Encontrado o ponto de estabilidade, encontra-se, então, a amplitude do pulso neste ponto.
4. Soma-se, a esta amplitude, dez por cento do valor de ONA.
5. Neste nível de potência encontra-se, então, o ONW.

Outro dado de interesse é a amplitude do ON, aqui denominada de ONA (de *Overshoot Noise Amplitude*). Para tanto, simplesmente encontra-se o valor de pico de saída. É importante observar o ONW, em conjunto com o ONA, porque se o ONW for igual a zero, significa que o valor indicado pelo ONA é, na verdade, o valor máximo do pulso e, não, o valor da amplitude do ON. Em outras palavras, nesta situação o ON não existe. Um outro dado de interesse é a razão de extinção de saída do pulso ( $R_{out}$ ). Para o cálculo deste valor, simplesmente divide-se o valor do pulso estável da marca pelo valor do pulso estável “do zero”. Por último, encontra-se o valor de máxima potência do pulso, incluindo o ON. Observa-se que se o nível lógico zero tiver uma potência realmente igual a 0 [W], então tem-se  $R_{out} = \infty$ .

A subrotina responsável por todos estes cálculos é chamada de *on\_curva()*. Dentro desta subrotina, o primeiro cálculo a ser feito é o da derivada. Este cálculo é realizado por outra subrotina denominada *deriva()*. A subrotina *deriva()* utiliza de um método dos quatro pontos, mostrado no Apêndice D. A seguir, o programa procura por um ponto de derivada menor que  $7 \cdot 10^{-5}$ , que esteja após o máximo valor do pulso (indicado por *bj\_out[cont\_maximo]*) e antes do flanco de descida. Então, conhecendo-se o valor de pico e o valor de estabilização do pulso, encontra-se o valor da ONA, que é a diferença entre o valor máximo e o valor de estabilização. Este valor é identificado na subrotina *on\_curvas()* pelo nome de *ampli\_per*. A variável *ampli\_pat* é o patamar onde será medida a ONW.

Para se encontrar o ONW, basta encontrar-se, a partir do valor de máxima amplitude do pulso, dois valores com amplitude próximas ao valor da potência de patamar. Estabeleceu-se um erro, para determinar-se quão correta é esta proximidade de valores. Para encontrar-se este valor à esquerda do ponto de máximo, considerou-se uma boa aproximação o erro de  $7 \cdot 10^{-3}$  [Watts]. Para o valor à direita, considerou-se um erro de  $10^{-3}$  [Watts]. De posse destes dois pontos, consegue-se calcular o valor da ONW, que, no programa, fica armazenado na variável *v\_onw*. Em seguida, são enviados para arquivo os seguintes valores: Potência de pico do pulso gerado,  $R_{out}$ , relação entre ONA e a amplitude do pulso de saída, ONW e valor máximo do pulso (incluindo a ONA).

## 4.2 Exemplos da Execução do Programa

Os exemplos que serão aqui apresentados, foram executados em uma determinada estação de trabalho, denominada Berílio, do tipo *SPARCserver 1000E*, localizada na Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas. Isto significa que os diretórios que constam no programa, direcionam as saídas para diretórios que existiam nesta máquina. Para executar o programa em outra máquina, aconselha-se corrigir todos os caminhos e diretórios na listagem do programa e recompilar-se o mesmo na máquina em que ele for executado. Ressalta-se que os valores quantitativos que forem encontrados nos exemplos que se seguem não devem ser considerados, pois este capítulo dedica-se exclusivamente à apresentação do programa.

Para se compilar o programa basta digitar a linha de comando:

```
g++ -o nome-do-executável soa6.cc -lm <Enter>
```

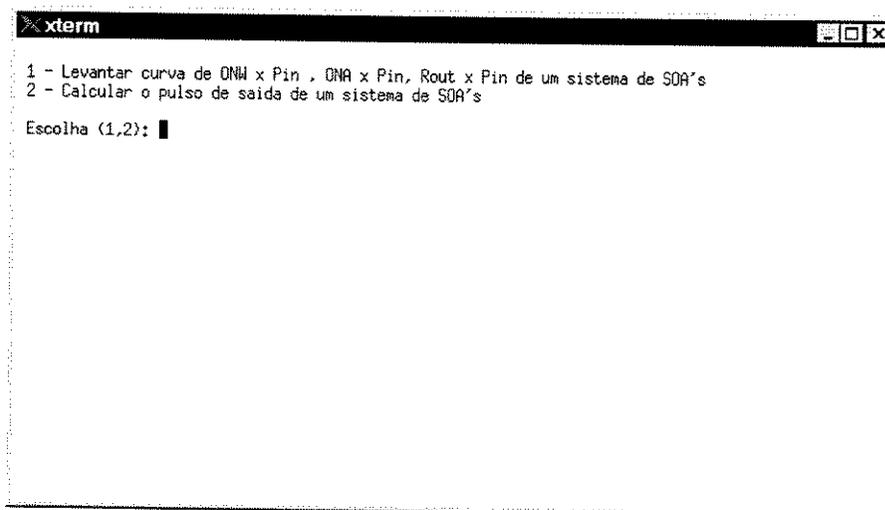
Esta linha de comando deve ser digitada no mesmo diretório onde estiver a listagem do programa (*soa6.cc*) e deverá gerar um arquivo executável com o nome de “**nome-do-executável**”. Neste caso, o executável denomina-se “**soa6**”:

```
g++ -o soa6 soa6.cc -lm <Enter>
```

Para rodar o programa basta digitar-se na linha de comando:

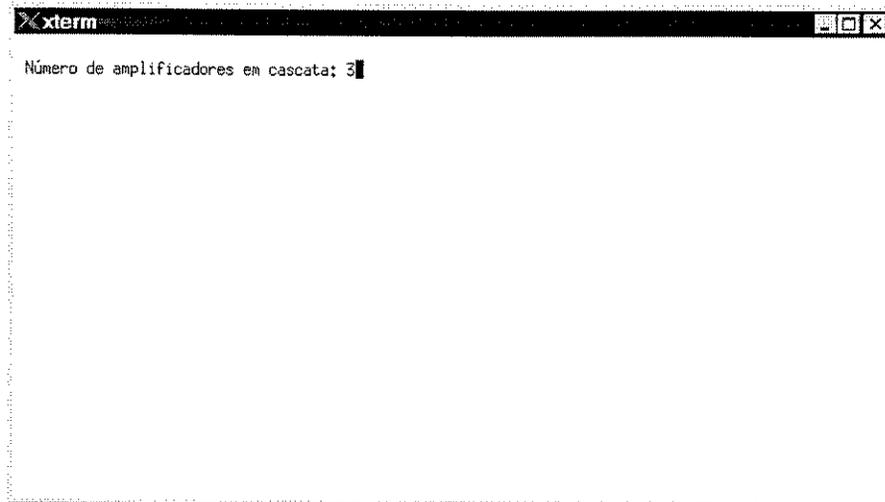
```
soa6
```

Isto deverá causar a seguinte tela de resposta:

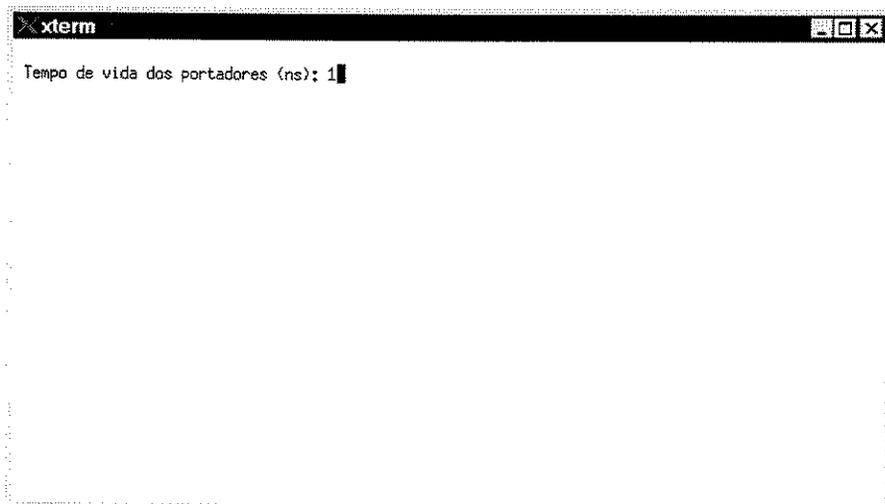


```
xterm
1 - Levantar curva de ONM x Pin , ONA x Pin, Rout x Pin de um sistema de SOA's
2 - Calcular o pulso de saída de um sistema de SOA's
Escolha (1,2): █
```

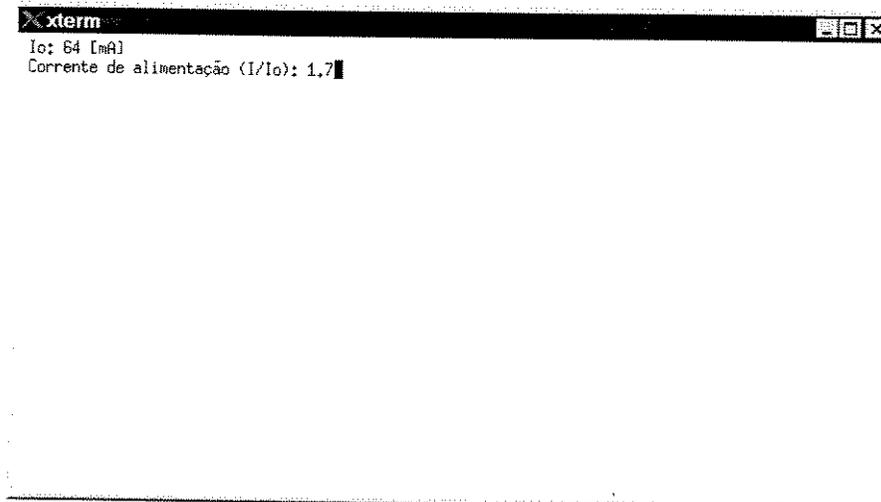
Se quiser-se calcular apenas o pulso, por exemplo, de saída, deve-se escolher a opção 2. Depois fornecer-se-á ao programa o número de amplificadores que compõem o sistema.



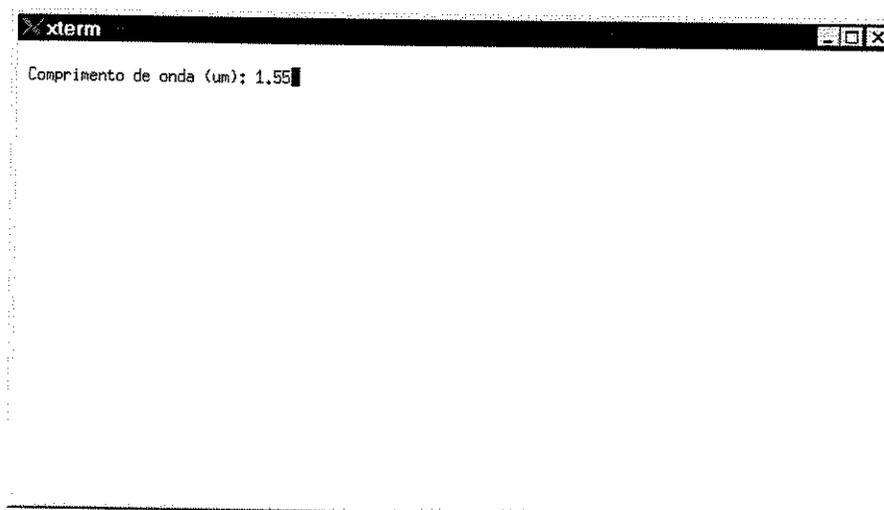
Deve-se então entrar com o tempo médio de vida dos portadores elétricos, ou seja, quanto tempo um portador leva, em média, antes de passar de um estado mais energético para um estado menos energético. Este valor gira em torno de 1 [ns]. Como o programa exige que a entrada seja em [ns], digita-se apenas o valor 1.



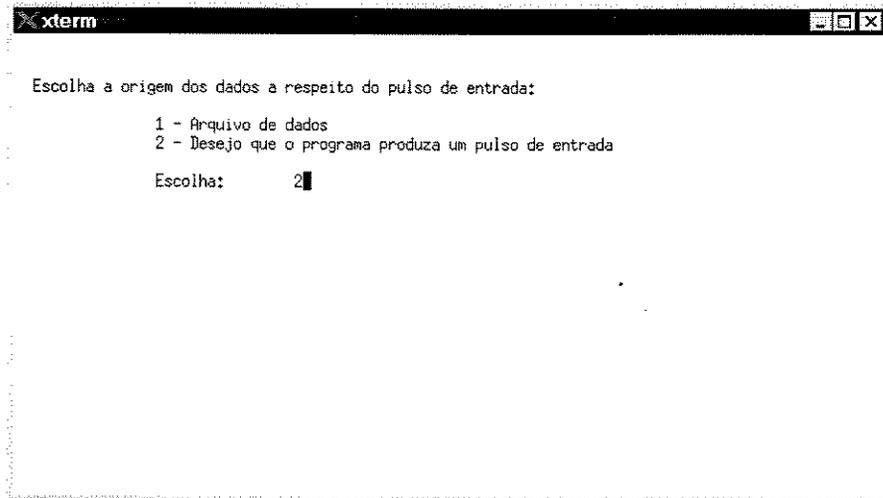
É preciso, então, que se entre com a corrente que se está alimentando o dispositivo normalizada. Para isso, é fornecido para o usuário o valor da corrente de transparência calculada. Por exemplo, suponha-se uma corrente de alimentação igual a  $1,7 \times I_{\text{transparência}}$ :



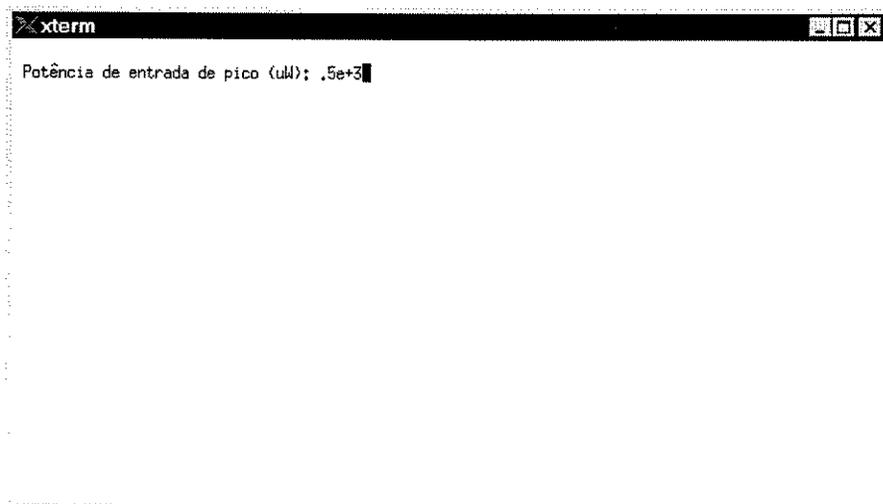
Entra-se, a seguir, com o valor do comprimento de onda (no vácuo) dos fotons gerados (em  $\mu\text{m}$ ):



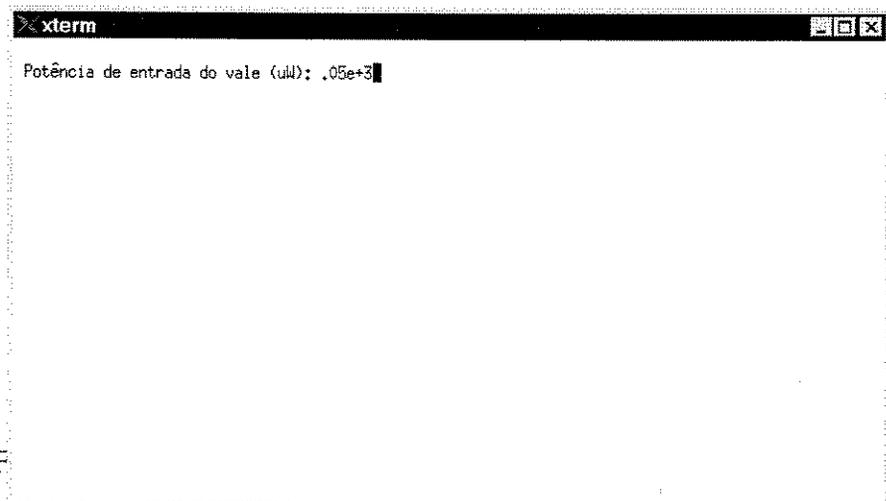
A seguir, escolhe-se a forma de se obter o pulso de entrada do sistema. Pode-se optar por ler-se o pulso de entrada a partir de um arquivo (1) ou pode-se escolher que o programa gere o pulso de entrada (2). Escolher-se-á, neste exemplo, a opção 2.



Deve-se fornecer, para o programa, o valor da potência de entrada que caracteriza a marca. Por exemplo 0,5 [mW].

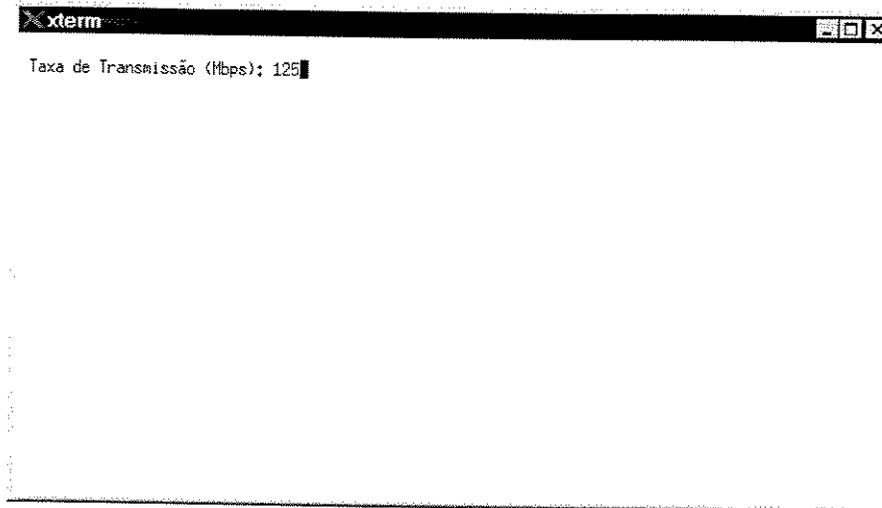


Fornece-se, agora, a potência do vale (zero lógico). Vamos supor 0,05 [mW] (em  $\mu\text{W} = 50 [\mu\text{W}]$ )

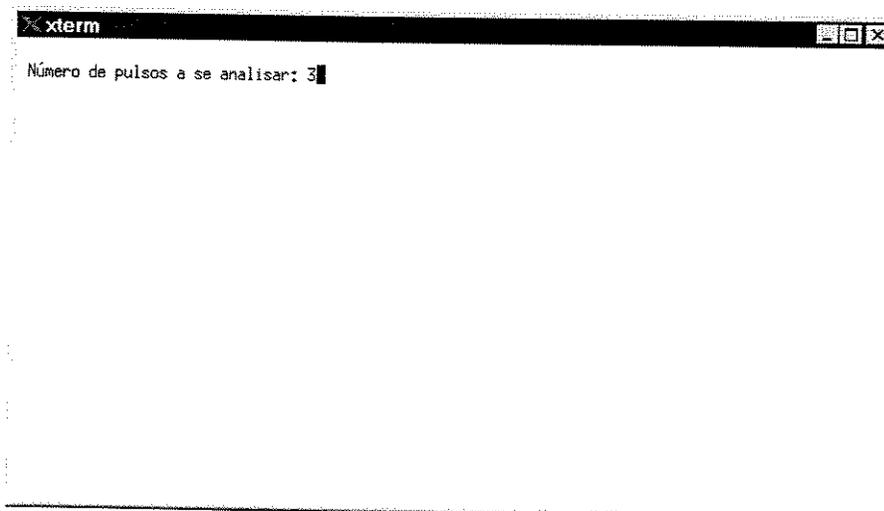


F

Mbps:



Nesta parte da execução, o programa pede ao usuário que entre o número de pulsos que se deseja analisar. Recomenda-se fortemente que pelo menos 3 pulsos sejam produzidos para que se possa garantir que o amplificador já estará operando em regime. Com isso, elimina-se possíveis erros de inicialização das equações de taxa. À medida que se observar, graficamente, que o sistema ainda não se estabilizou, deve-se aumentar o número de pulsos, para dar tempo ao sistema de se estabilizar.



Então, escolhe-se o formato do pulso de entrada. Nesta parte do programa, está sendo carregada a variável “form”, explicada anteriormente, com um valor. Deve-se fornecer, então, um valor inteiro. Quanto maior o valor fornecido, mais rápida é a subida do pulso. Lembramos que, de acordo com a Equação 4.2, o tempo de subida depende da variável “form” e do período T do pulso em questão. Escolher-se-á um valor igual a 3 neste caso.

```
xterm
Formato do Pulso Supergaussiano (1,2,3,4,...).
Quanto maior o número escolhido, mais quadrado e o pulso: 3
```

O programa apresenta, então, os dados escolhidos e oferece uma última opção de se alterar alguns dados. Nem todos os dados podem ser alterados. Por exemplo, o número de amplificadores em cascata, o comprimento de onda e o tempo de vida dos portadores só podem ser escolhidos no início da execução do programa ou após o término de cada simulação. Mas, neste exemplo, os dados serão confirmados.

```
xterm
Número de amplificadores em cascata: 3
Comprimento de onda: 1,55 [um]
Tempo de vida dos portadores: 1 [ns]
Ganho da secção transversal: 3e-16 [cm^2]
Densidade de portadores na transparência: 4e+18 [portadores/cm^3]
Potência de entrada de pico: 500 [uW]
Potência de entrada do vale: 50 [uW]
Taxa de Transmissão: 125 [MHz]
Número de pulsos a se analisar: 3 pulsos
Período: 0,008 [us]
Corrente de Alimentação: 108,8 [mA]
G0: 27,3606 [dB]
Potência de Saturação: 5,70323 [mW]
Energia de Saturação: 5,70323 [pJ]

Confirma dados? (s,n): s
```

Então, o programa solicita a opção de produzir (s), ou não (n), um arquivo de dados contendo os pontos do pulso de entrada. Escolher-se-á a opção (s).

```
xterm
Número de amplificadores em cascata: 3
Comprimento de onda: 1.55 [um]
Tempo de vida dos portadores: 1 [ns]
Ganho da secção transversal: 3e-16 [cm^2]
Densidade de portadores na transparência: 4e+18 [portadores/cm^3]
Potência de entrada de pico: 500 [uW]
Potência de entrada do vale: 50 [uW]
Taxa de Transmissão: 125 [MHz]
Número de pulsos a se analisar: 3 pulsos
Período: 0.008 [us]
Corrente de Alimentação: 108,8 [mA]
G0: 27.3606 [dB]
Potência de Saturação: 5.70323 [mW]
Energia de Saturação: 5.70323 [pJ]

Confirma dados? (s,n): s

Deseja produzir arquivo de saída do pulso de entrada? (s,n): s
```

As telas que se seguem nada mais são do que a apresentação, para a monitoração, da execução do programa. É uma espécie de saída gerada apenas para certificar-se de que tudo está correndo direito.

```
cmdtool - /bin/csh
Gerando pulso de entrada...
Arquivo do pulso de entrada criado. Ok!
Pulso Gerado. Ok!

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 1...
Arquivo do pulso de saída do amplificador 1 criado. Ok!
Realimentacao para o soa 2...
Fim da realimentacao para o soa 2...

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 2...
Arquivo do pulso de saída do amplificador 2 criado. Ok!
Realimentacao para o soa 3...
Fim da realimentacao para o soa 3...

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 3...

Arquivo do pulso de saída do amplificador 3 criado. Ok!

Deseja calcular estimativas do Overshoot Noise? (s,n):
```

Neste momento, a simulação já está encerrada. Agora o usuário pode optar por calcular os dados do ON.

```
cmdtool - /bin/csh
Gerando pulso de entrada...
Arquivo do pulso de entrada criado. Ok!
Pulso Gerado. Ok!

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 1...
Arquivo do pulso de saída do amplificador 1 criado. Ok!
Realimentacao para o soa 2...
Fim da realimentacao para o soa 2...

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 2...
Arquivo do pulso de saída do amplificador 2 criado. Ok!
Realimentacao para o soa 3...
Fim da realimentacao para o soa 3...

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 3...

Arquivo do pulso de saída do amplificador 3 criado. Ok!

Deseja calcular estimativas do Overshoot Noise? (s,n): s
```

```
cmdtool - /bin/csh

Criando arquivo da derivada do pulso de saída...
Arquivo da derivada do pulso de saída criado. Ok!
Valor de estabilizacao: 79.3892 [mW]
Patamar de interesse para medida do Overshoot Noise: 80.554 [mW]
Rout: 1.18845

O valor apresentado para o Oveshoot Noise Width e apenas uma estimativa,
estando portanto sujeito a erros.
Sugere-se aferir este resultado graficamente. Em geral, para taxas altas
(>600 Mbps) e tempos de vida de dos portadores maior que 1 [ns], o criterio de
estabilizacao adotado falha e nenhum dado e encontrado

Overshoot Noise Width (valor estimado): 0.775277 [ns]
Overshoot Noise Amplitude: 11.6474 [mW]
Valor de pico do pulso: 91.0367 [mW]

Deseja calcular outro pulso? (s,n):
```

Pode-se, então, escolher a opção de encerrar a execução do programa (n) ou a opção de se calcular outro sinal de entrada (s). Para este último caso, retorna-se à tela inicial do programa.

Os resultados da simulação estarão, neste caso em específico, no subdiretório resultados. Qualquer alteração deverá ser realizada na listagem do programa, devendo este, então, ser recompilado.

```
cmdtool - /bin/csh
julianop@berillio[54] cd resultados
/home/DM0/julianop/agrawest/C++/resultados
julianop@berillio[55] ls
deriva.tr      ganho2.dat    gout.tr       norma2.tr     normasai2.dat
derivada.dat   ganho2.tr    gout1.tr      norma3.tr     normasai3.dat
entrada.dat    ganho3.dat    gout10.tr     norma4.tr     saida1.dat
entrada2.dat   ganho3.tr    gout2.tr      norma5.tr     saida2.dat
entrada3.dat   ganho4.tr    gout3.tr      norma7.tr     saida3.dat
ganho.tr       gent1.tr     gout4.tr      norma9.tr     view.ps
ganho1.dat     gent2.tr     norma1.tr     normain.dat
ganho1.tr      gent3.tr     norma10.tr    normasai1.dat
julianop@berillio[56] ▲
```

Os arquivos “\*.dat” foram gerados pelo programa, enquanto que os arquivos “\*.tr” foram utilizados, neste caso específico, para gerar os gráficos com a utilização do programa *Gnuplot*.

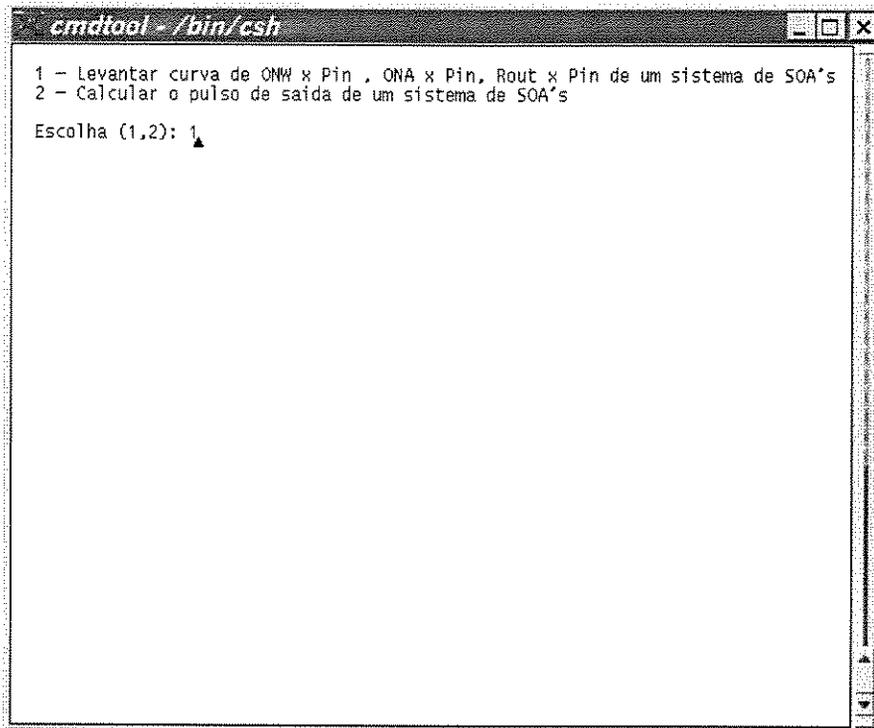
Suponha-se que, agora, deseje-se levantar as curvas do sistema. Como encerrou-se o programa, deve-se reiniciá-lo novamente digitando o nome do arquivo executável:

**soa6**

Tem-se, então, a tela inicial do programa:

```
cmdtool - /bin/csh
1 - Levantar curva de ONW x Pin , ONA x Pin, Rout x Pin de um sistema de SOA's
2 - Calcular o pulso de saída de um sistema de SOA's
Escolha (1,2): ▲
```

Escolhe-se a opção (1).



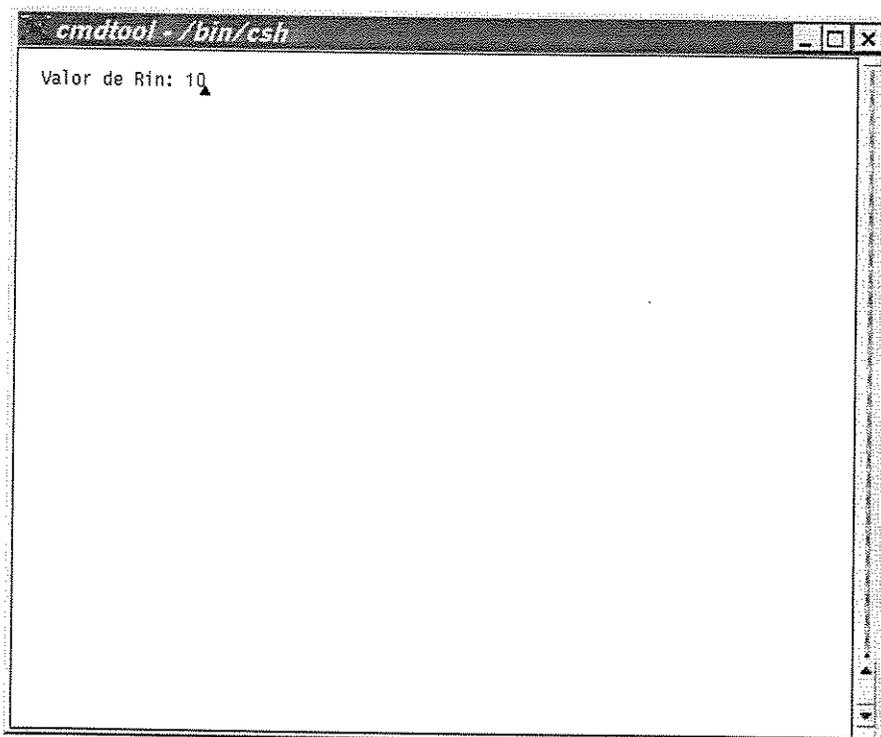
```
cmdtool - /bin/csh
1 - Levantar curva de ONW x Pin , ONA x Pin, Rout x Pin de um sistema de SOA's
2 - Calcular o pulso de saída de um sistema de SOA's
Escolha (1,2): 1
```

Escolher-se-á, desta vez, um sistema de apenas dois amplificadores, pois o levantamento de curvas é significativamente mais demorado que o cálculo simples de um sistema.

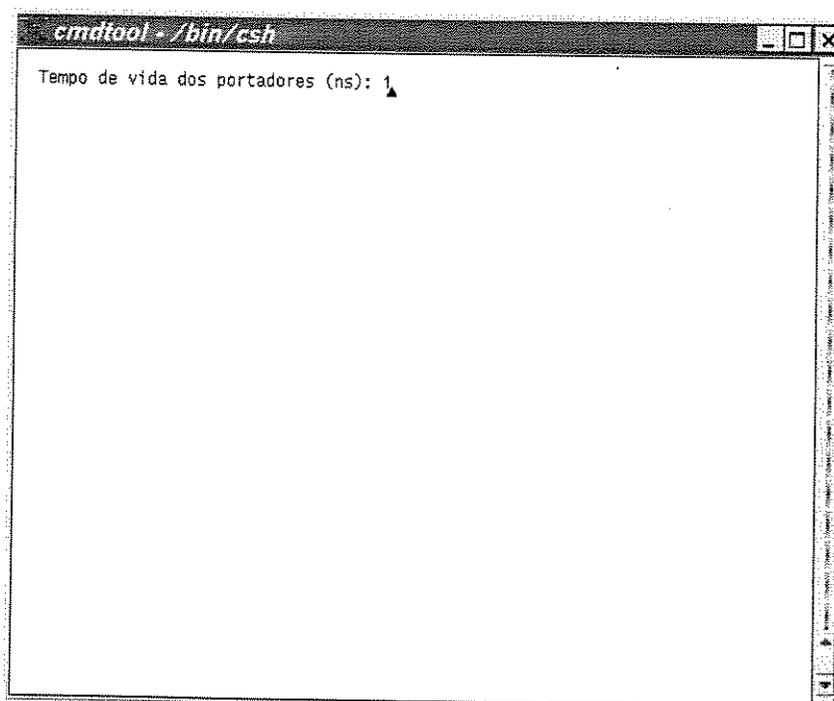


```
cmdtool - /bin/csh
Número de amplificadores em cascata: 2
```

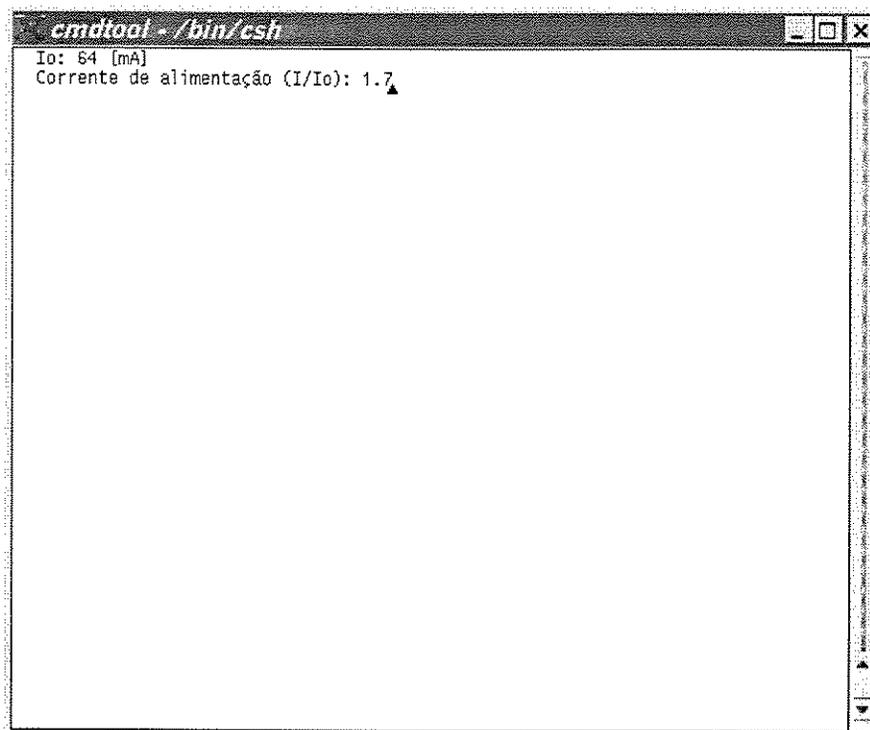
A seguir, tem-se a entrada do valor da razão de extinção dos pulsos de entrada. Neste modo de operação, o programa necessita conhecer este valor. Com isto e com a potência de pico da marca, é possível encontrar-se a potência do vale. E, depois, poderemos traçar uma curva de  $R_{out} \times P_{in}$  (Entenda-se  $P_{in}$  como sendo a potência de pico da marca). Suponha-se por exemplo  $R_{in} = 10$ .



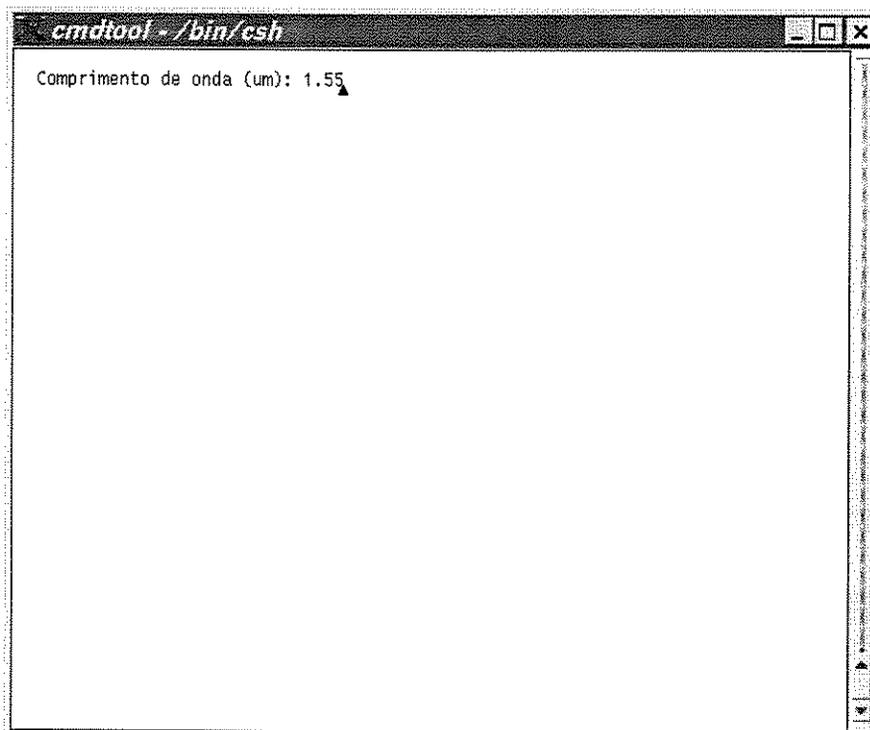
De modo equivalente ao caso de cálculo do sistema, fornece-se o tempo de vida dos portadores elétricos igual a 1 [ns].



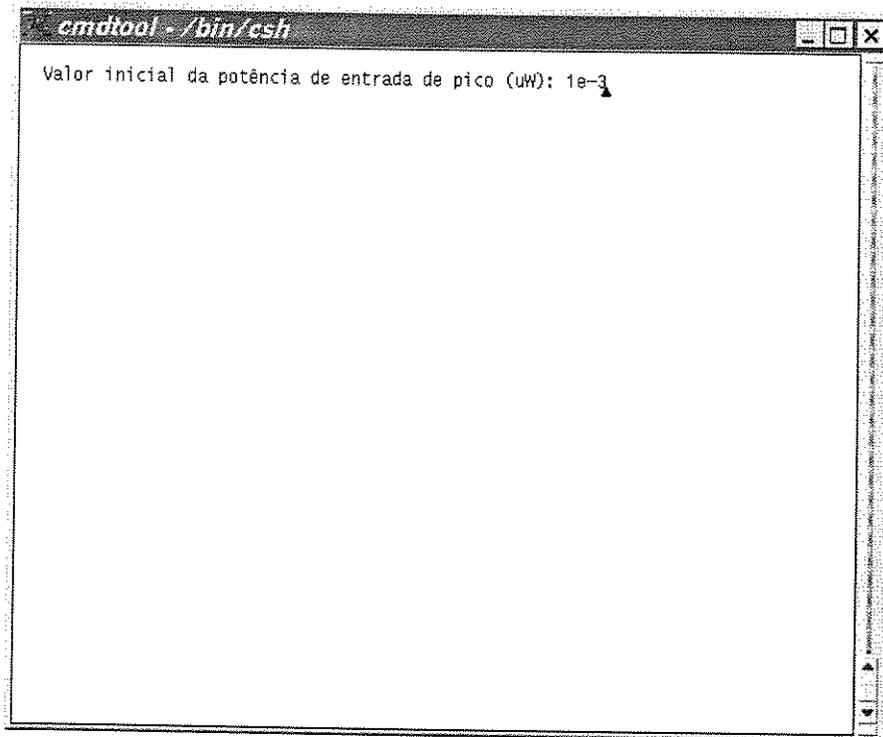
Indica-se, a seguir, o valor da corrente que alimenta o dispositivo. Novamente, escolher-se-á uma corrente igual a 1,7 vezes a corrente na transparência.



Digita-se, então, o comprimento de onda de operação, neste caso igual a 1.55 [ $\mu\text{m}$ ].



Agora, o programa necessitará de uma potência inicial para atribuir ao valor de pico da marca. Esta potência inicial será colocada no laço de multiplicação, mostrado na Figura 4.5. Por exemplo, escolhe-se uma potência inicial igual a 1 [nW].



A seguir, fornece-se ao programa os mesmos dados fornecidos no cálculo de sistema. Resumidamente: taxa de transmissão (125 Mbps), número de pulsos a se analisar (2) e formato do pulso (form = 3). Escolheu-se um número menor de pulsos apenas para acelerar-se o processamento. Mas aconselha-se simular pelo menos três pulsos.

```

cmdtool - /bin/csh
Taxa de Transmissão (MHz): 125

Número de pulsos a se analisar: 2

Formato do Pulso Supergaussiano (1,2,3,4...).
Quanto maior o número escolhido, mais quadrado e o pulso: 3

Número de amplificadores em cascata: 2
Comprimento de onda: 1.55 [um]
Tempo de vida dos portadores: 1 [ns]
Ganho da secção transversal: 3e-16 [cm^2]
Densidade de portadores na transparência: 4e+18 [portadores/cm^3]
Potência de entrada de inicial: 0.001 [uW]
Razão de extinção de do pulso de entrada: 10
Taxa de Transmissão: 125 [MHz]
Número de pulsos a se analisar: 2 pulsos
Período: 0.008 [us]
Corrente de Alimentação: 108.8 [mA]
G0: 27.3606 [dB]
Potência de Saturação: 5.70323 [mW]
Energia de Saturação: 5.70323 [pJ]

Confirma dados? (s,n): s

```

Em seguida, o programa apresenta a potência inicial, a potência final e inicia os cálculos

```

cmdtool - /bin/csh
Potência inicial: 1e-09 [W]
Potência final: 10 [W]

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 1...
Arquivo do pulso de saída do amplificador 1 criado. Ok!
Realimentacao para o soa 2...
Fim da realimentacao para o soa 2...

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 2...
Arquivo do pulso de saída do amplificador 2 criado. Ok!

Criando arquivo da derivada do pulso de saída...
Arquivo da derivada do pulso de saída criado. Ok!
Valor de estabilizacao: 0.0290197 [mW]
Patamar de interesse para medida do Overshoot Noise: 0.0547884 [mW]
Rout: 0.101217
Valor da linha 8905 dividido pela linha 7144
cont_der: 7147 cont_x: 7147

Escrevendo no arquivo da curva de saída...
Fim de escrita!
Contador: 1

Pontência de entrada: 2.5e-09 Rin: 10

Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...
Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L Ok!
Criando arquivo do pulso de saída do soa 1...

```

O levantamento das curvas levou, para este caso específico, dez minutos, mas é comum este tempo ser maior para sistemas maiores; em geral são cinco minutos para cada dispositivo incluído no sistema.

## 5. Resultados da Simulação e Comparação com Resultados Experimentais

Este capítulo tem por objetivo a apresentação de diversos resultados obtidos nas simulações. Consideraram-se, para estas simulações, várias situações de um sistema de três amplificadores idênticos em série, com as seguintes características:

- $N_t$ :  $4 \times 10^{18}$  [Portadores /  $\text{cm}^3$ ]
- $L$ :  $250 \times 10^{-4}$  [cm]
- $w$ :  $2 \times 10^{-4}$  [cm]
- $d$ :  $0.2 \times 10^{-4}$  [cm]
- $\Gamma$ : .3;
- $\sigma_g$ :  $3 \times 10^{-16}$  [ $\text{cm}^2$ ]
- $I/I_0$ : 1.75

onde:

- $N_t$  - Densidade volumétrica de portadores dentro da região ativa na transparência
- $L$  - Comprimento da região ativa
- $w$  - Largura da região ativa
- $d$  - Espessura da região ativa
- $\Gamma$  - Fator de confinamento do campo na região ativa
- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho da região ativa
- $I/I_0$  - Corrente de alimentação do dispositivo, normalizada com relação à corrente que produz a transparência.

Observou-se, nas simulações, alguns valores de especial interesse, tais como:

- $[ONA / (P_1 - P_0)] \times P_{in}$
- $ONW \times P_{in}$
- $[R_{out} = P_1 / P_0] \times P_{in}$
- Amplitude de Pico  $\times P_{in}$
- Curva de Ganho  $\times$  Tempo
- Formato do Pulso de saída

Os valores acima citados podem ser identificados pela Figura 5.1.

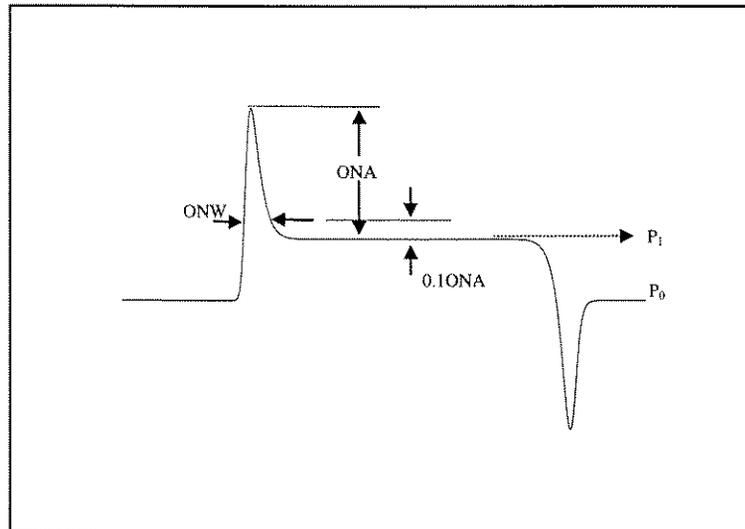


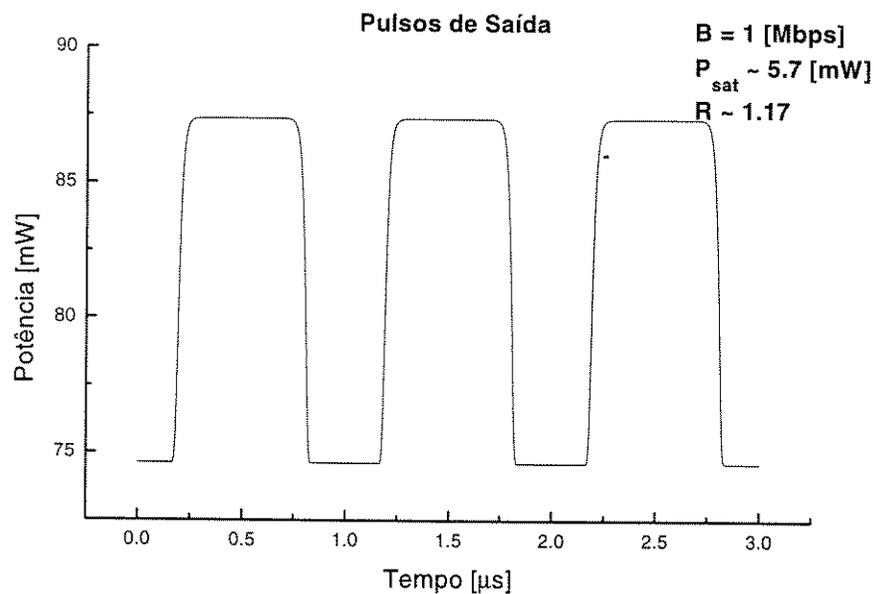
Figura 5.1: Visualização de alguns parâmetros dos pulsos que foram simulados

A Figura 5.1, mostra um pulso típico saída de um SOA, operando em saturação, que é a situação de interesse. A figura ilustra um pulso com potência de marca igual a  $P_1$  [W] e uma potência de vale igual a  $P_0$  [W]. Observa-se uma espécie de pico com amplitude acima do valor  $P_1$ . A grandeza ONA, como pode ser visualizada na Figura 5.1, indica qual a potência deste ruído, em [W], que será chamado de *Overshoot Noise* (ON). ONA, portanto, significa *Overshoot Noise Amplitude*. Tem-se também a grandeza ONW, que significa *Overshoot Noise Width* e indica a largura em [s] do ON. Este valor é medido em um ponto que se equivale a dez por cento da base do ON, o que pode ser comprovado pela Figura 5.1.

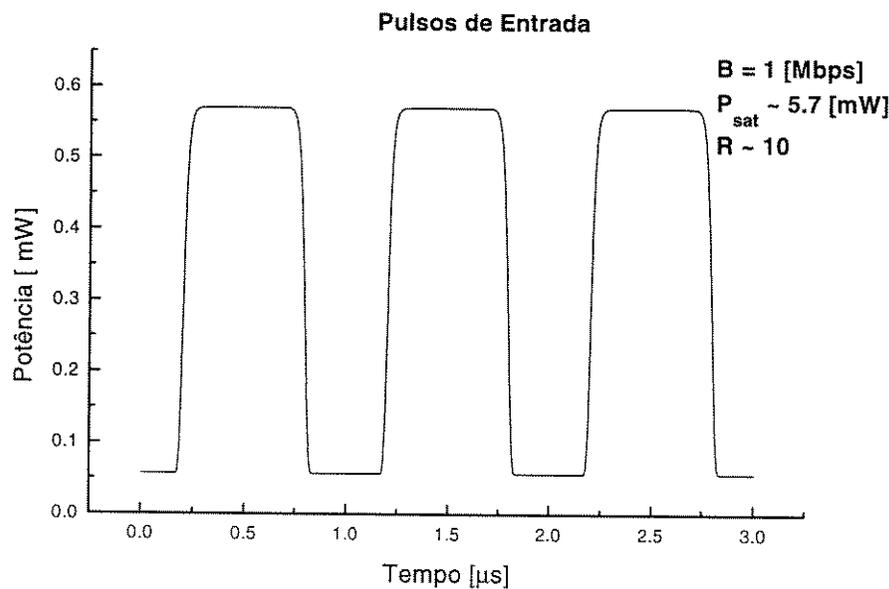
Observar-se-á que, para pulsos longos (Figura 5.2), o ONA não é significativo, chegando, para taxas de transmissão baixas ( $\sim 15$  [Mbps]) a ser imperceptível visualmente.

Para o cálculo da largura temporal do ON, adotaram-se os seguintes critérios:

1. Existência de um valor de potência maior que o valor de pulso estável. Se este critério não for satisfeito, o programa calcula um valor de nulo ( $ONW = 0$ ).
2. O pulso é considerado estável quando, após a ocorrência do ON, o módulo da sua primeira derivada temporal cai para um valor inferior a  $7 \times 10^{-5}$  [W/s]. Caso este critério não seja satisfeito, considera-se que o pulso não se estabiliza e nenhum valor é calculado pelo programa.
3. Para o cálculo do ONW, o programa procura por um valor do pulso que seja 10% maior que o valor de estabilização, conforme a Figura 5.1.



**(a)**



**(b)**

Figura 5.2: (a) Curvas dos pulsos de saída do sistema; (b) pulsos de entrada do sistema ;  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 1 [Mbps],  $R_{in} = 10$ .

Nota-se, na Figura 5.2, que os pulsos de saída do sistema, além da compressão, não sofreram nenhum outro tipo de deformação, ou seja, os pulsos de saída continuam quadrados e não percebe-se a presença do ON. Isto ocorre porque o tempo de subida do pulso não é tão rápido, dando tempo aos portadores dos SOAs, que compõem o sistema, de responderem ao sinal. Simplificando, quando o sinal passa de um valor de potência para outro em um intervalo de tempo muito curto, os portadores exigem um tempo, nem sempre em sincronia com o transiente do sinal, para se adaptarem ao outro valor de potência do sinal. Já foi visto, no Capítulo 3, que

o ganho de potência do dispositivo é, aproximadamente, constante até um determinado valor de potência de entrada. A partir deste valor de potência de entrada, o ganho começa a cair muito rápido, porque um sinal forte, que esteja sendo inserido no dispositivo, consome muitos portadores. Por este motivo, o sinal de saída aparece comprimido, ou seja, a razão entre a potência da marca (nível lógico “um”) e a potência do vale (nível lógico “zero”), na saída do dispositivo, é menor do que na entrada.

Suponha-se um sinal com potência suficiente para consumir um determinado número de portadores. Isso quer dizer que o sistema, operando em regime estável, possui uma determinada taxa de portadores sendo consumidos por unidade de tempo. Se a potência do sinal passa, em um curto espaço de tempo, para um valor maior, conseqüentemente, o ganho será menor e sistema necessitará de um intervalo de tempo para adaptar o número de portadores, que eram consumidos, para um novo valor. Se este período de tempo for muito grande, pode acontecer de o sinal já ter mudado deste valor de potência para um outro valor de potência, e o número de portadores envolvidos ainda estar se adaptando. Observe, na Figura 5.3, como o ganho de potência do sinal acompanha o mesmo.

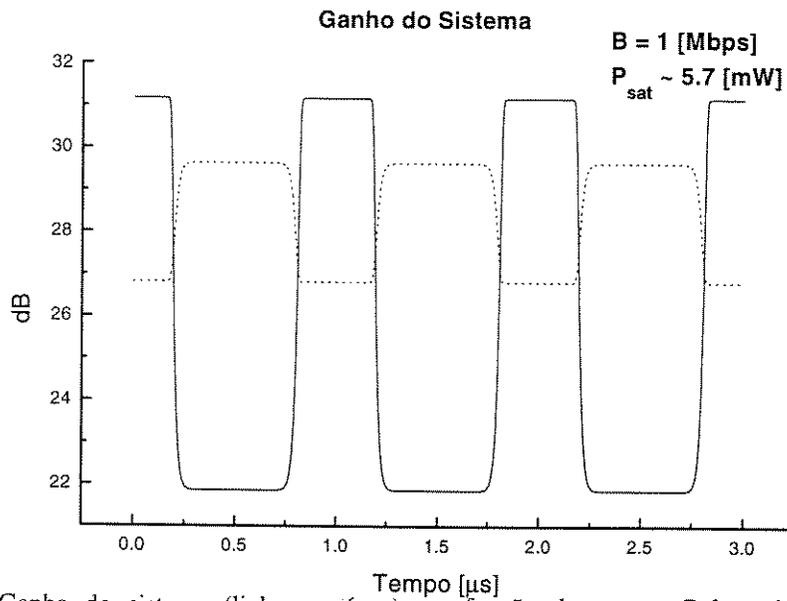
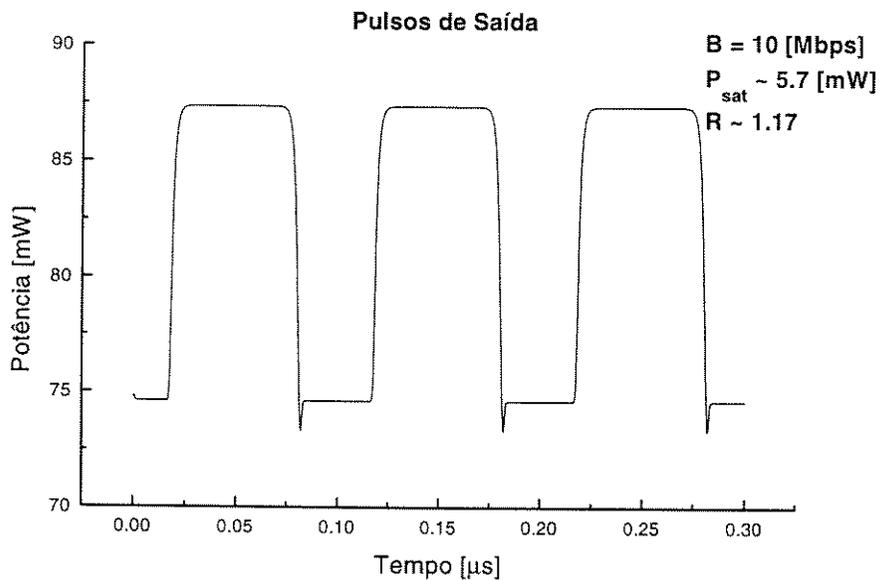
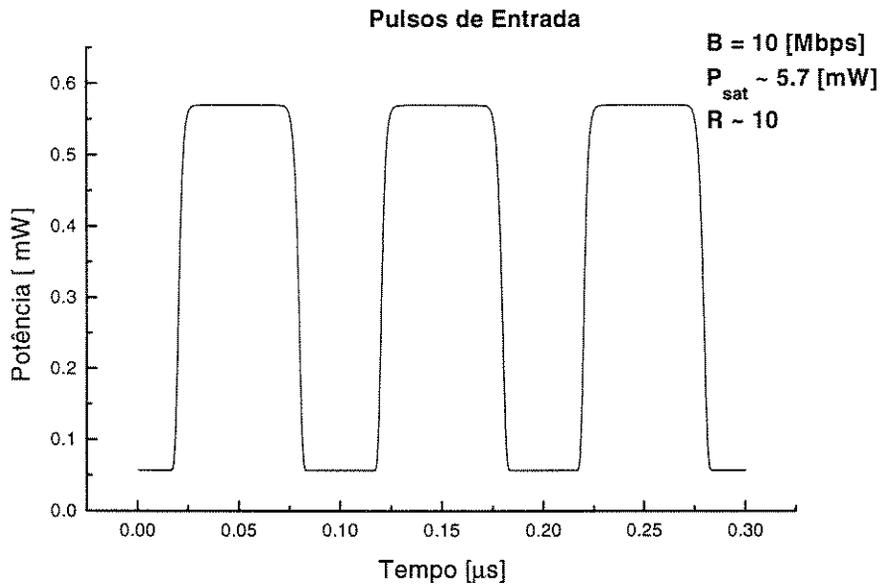


Figura 5.3: Ganho do sistema (linha contínua) em função do tempo. Pulsos de entrada (linha pontilhada) para comparação com o formato da curva de ganho.

Na Figura 5.3, pode-se visualizar que a curva de ganho acompanha muito bem as variações de potência do sinal. Este fato tem, como consequência direta, o não aparecimento do ON. Observa-se, também, que a curva de ganho varia de forma inversamente proporcional à potência do sinal de entrada, como era de se esperar.



(a)



**(b)**

Figura 5.4: (a) Curvas dos pulsos de saída do sistema; (b) pulsos de entrada do sistema;  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 10 [Mbps],  $R_{in} = 10$ .

Neste caso, para uma taxa maior, tem-se pulsos com tempo de subida e descida mais rápidos, de maneira que se mantém o formato do pulso de entrada aproximadamente quadrado. Observa-se, para o sinal de saída, a presença de um pequeno ruído no final de cada marca. Não se observa ruído algum, do tipo ON, na parte de cima de cada marca. Isto é um forte indício de que um SOA responde de modo diferente para transientes positivos e transientes negativos, ou seja, a transição do ganho de um valor maior para um valor menor ocorre em um tempo diferente da transição de um valor menor para um valor maior. Nenhuma alteração, porém, foi observada com relação à razão de extinção. A análise comparativa entre as variações do ganho e do sinal de entrada pode ser visualizada na Figura 5.5.

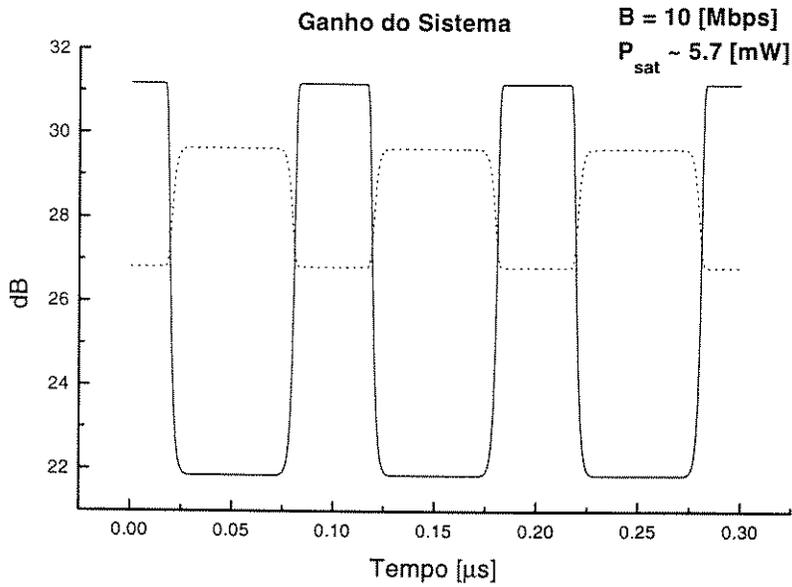
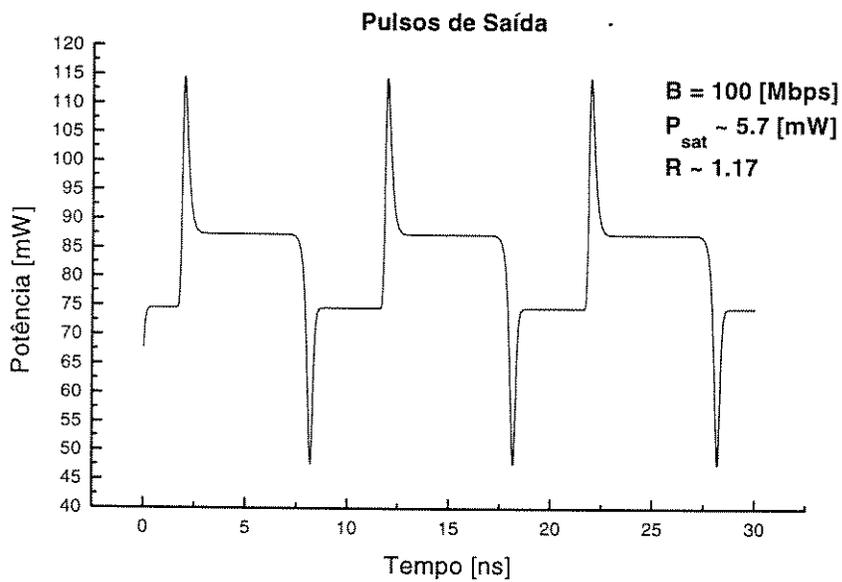
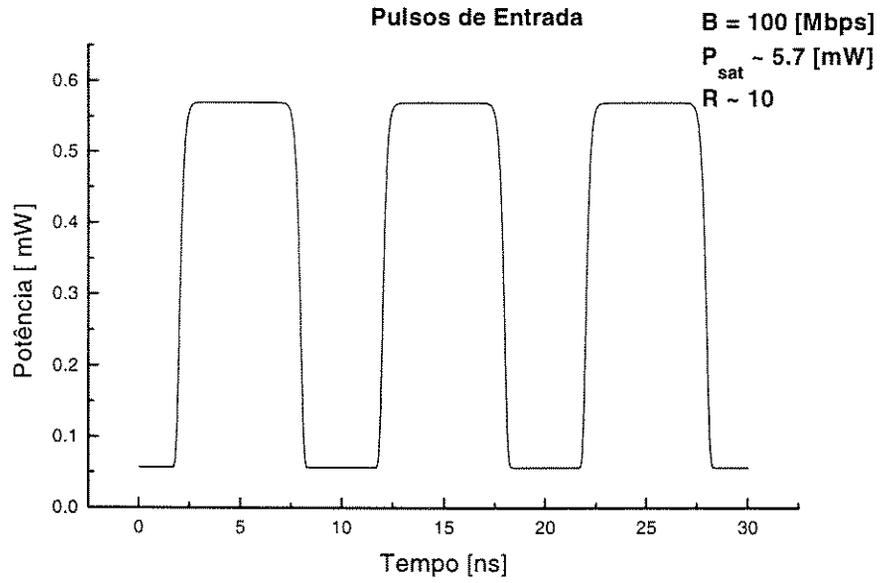


Figura 5.5: Ganho do sistema (linha contínua) em função do tempo. Pulsos de entrada (linha pontilhada) para comparação com o formato da curva de ganho.

À luz da Figura 5.5, pode-se estimar que o tempo que o ganho leva para passar do nível lógico “zero” para o nível lógico “um” é aproximadamente 380 [ps], mais lento do que a passagem do nível lógico “um” para o nível lógico “zero”. Este fato justifica a presença do ruído no final do pulso.



(a)



**(b)**

Figura 5.6: Curvas dos pulsos de saída do sistema (a); pulsos de entrada do sistema (b);  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 100 [Mbps],  $R_{in} = 10$ .

Pela Figura 5.6, já é possível observar-se a presença significativa do ON nos pulsos de saída. Porém, é bastante estreito o ON. A Figura 5.7 apresenta a curva temporal de ganho do sistema nestas condições.

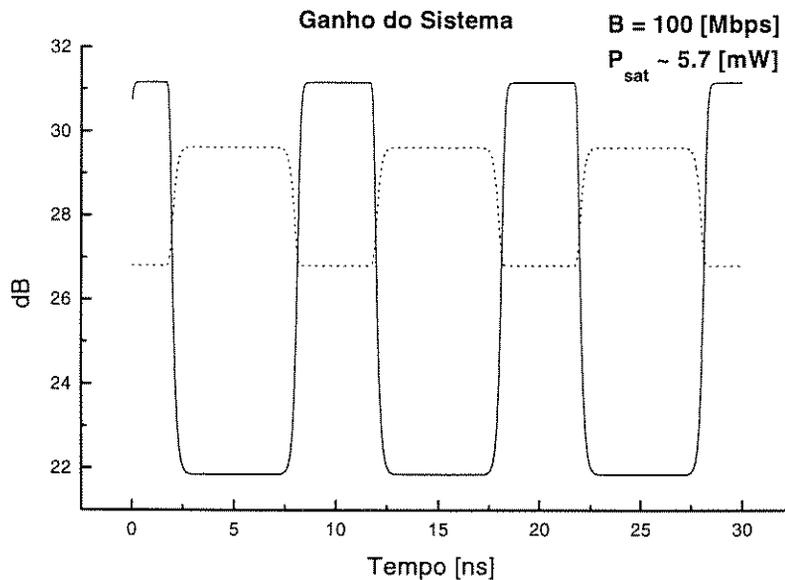
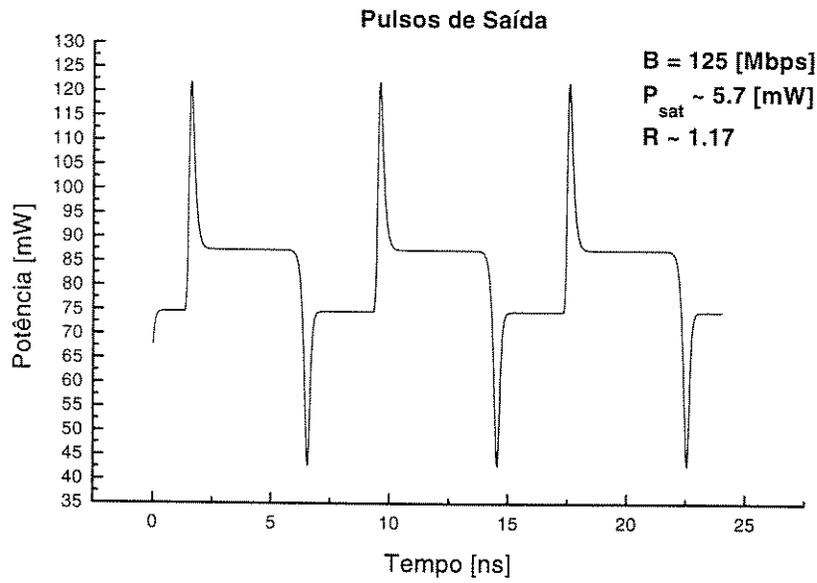
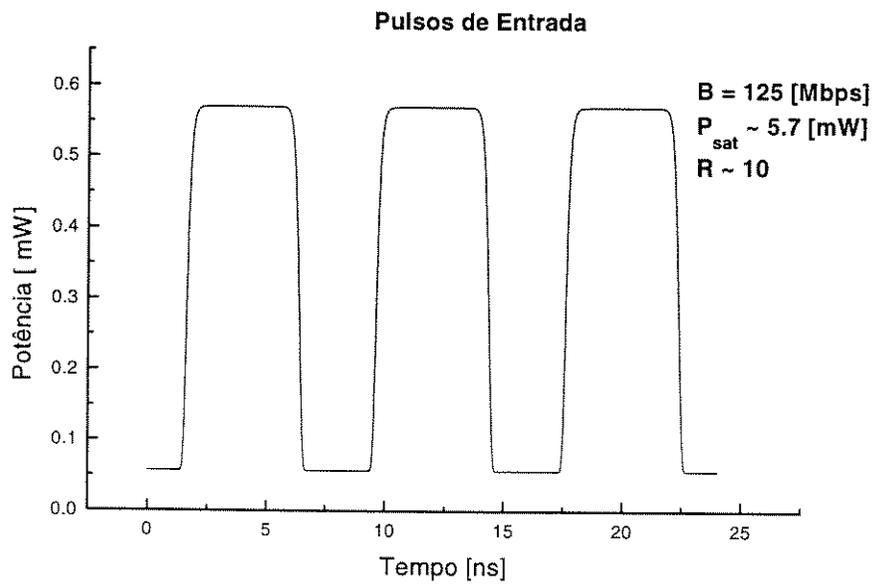


Figura 5.7: Ganho do sistema (linha contínua) em função do tempo. Pulsos de entrada (linha pontilhada) para comparação com o formato da curva de ganho.



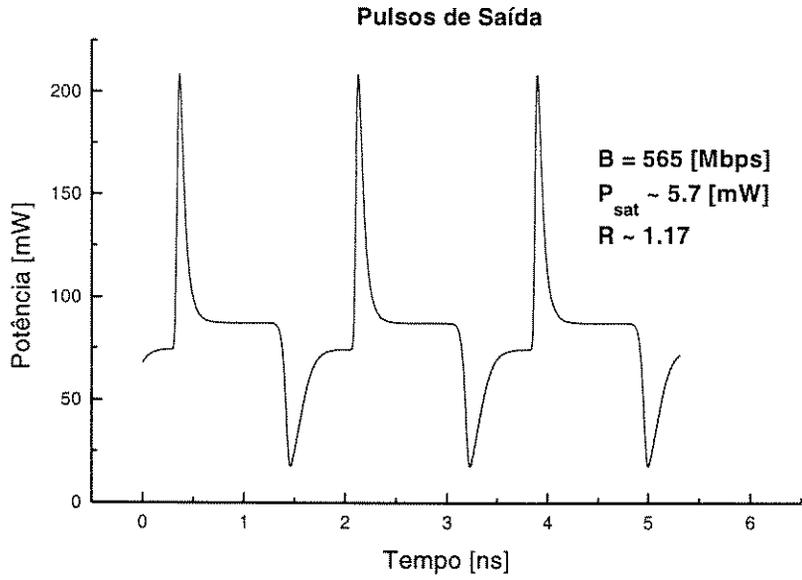
(a)



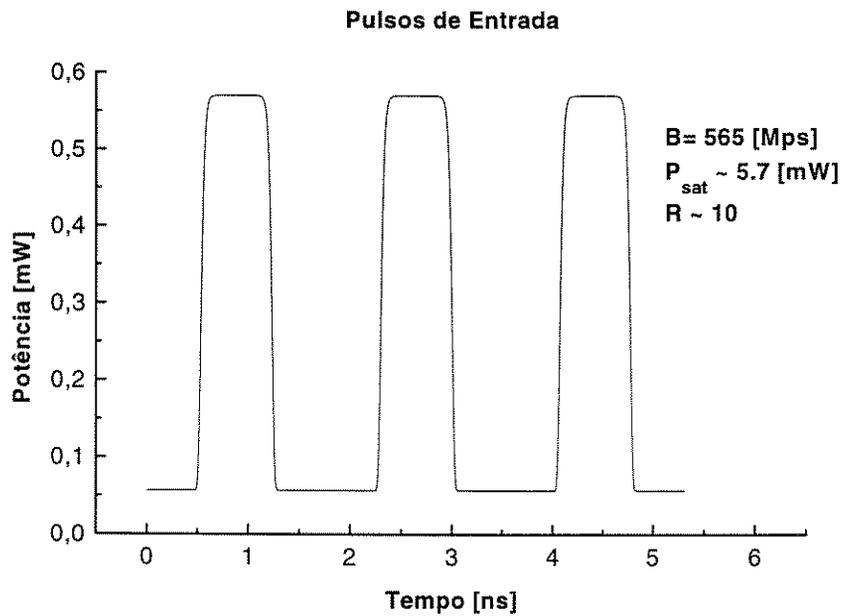
(b)

Figura 5.8: (a) Curvas dos pulsos de saída do sistema; (b) pulsos de entrada do sistema ;  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 125 [Mbps],  $R_{in} = 10$ .

Na Figura 5.8, observa-se um pequeno aumento na amplitude do ON (ONA) em relação ao ONA do trem de pulsos de 100 [Mbps].



(a)



(b)

Figura 5.9: (a) Curvas dos pulsos de saída do sistema; (b) pulsos de entrada do sistema ;  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 564 [Mbps],  $R_{in} = 10$ .

Pela Figura 5.9, já é possível observar-se a presença bem proeminente do ON nos pulsos de saída, chegando a ultrapassar em mais de 100 [mW] o valor da marca. Já percebe-se, também, que o pulso começa a ter um tempo comparável ao tempo de recuperação do ganho quando, este passa de um valor para um valor maior.

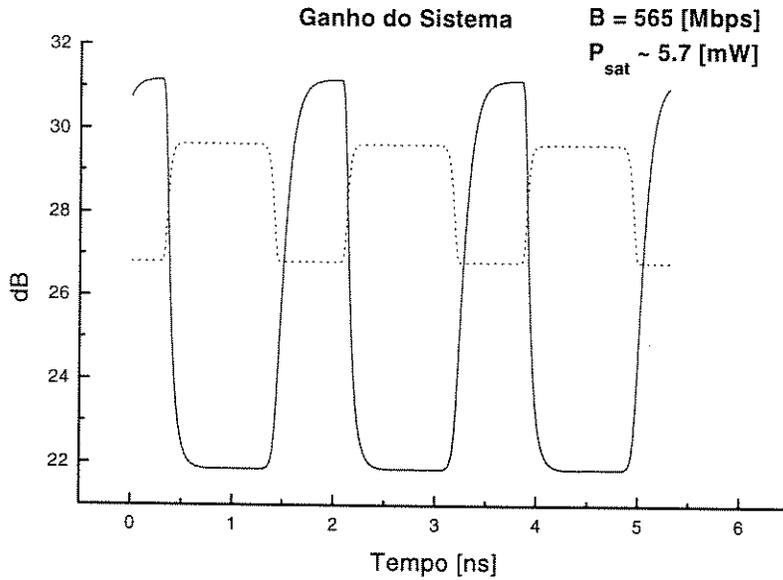
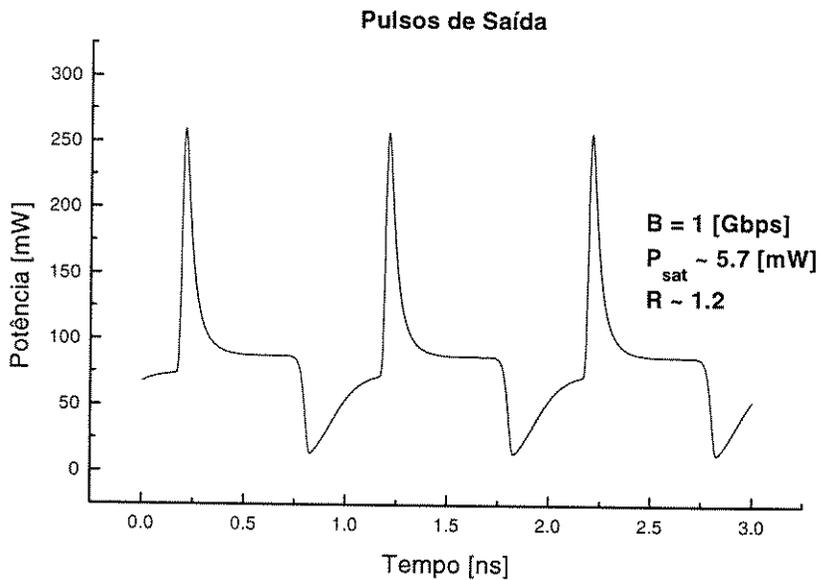
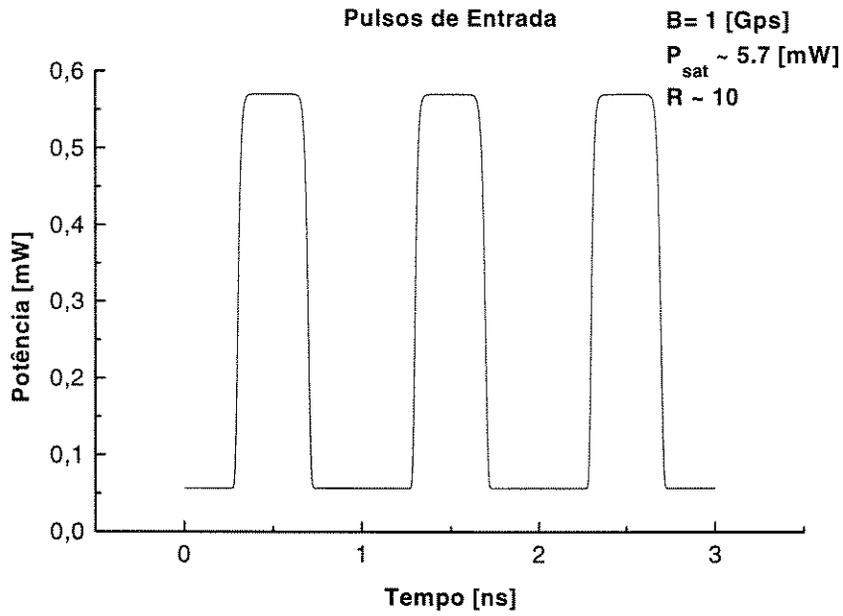


Figura 5.10: Ganho do sistema (linha contínua) em função do tempo. Pulsos de entrada (linha pontilhada) são apresentados para comparação com o formato da curva de ganho.

Pela curva de ganho deste sistema, percebe-se bem que o ganho, ao passar de um valor para outro maior, está no limite do seu tempo de recuperação. Se aumentar-se a taxa de transmissão, o ganho já não terá tempo de recuperar-se, assumindo um valor estável, como veremos a seguir, para uma taxa de 1 [Gbps].



(a)



(b)

Figura 5.11: (a) Curvas dos pulsos de saída do sistema; (b) pulsos de entrada do sistema ;  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 1 [Gbps],  $R_{in} = 10$ .

Na

Figura 5.11, observar-se novamente um pequeno aumento do ON nos pulsos de saída, chegando a ultrapassar em mais de 150 [mW] o valor da marca. Já percebe-se, também, que o pulso começa a ter um tempo maior que o tempo de recuperação do ganho quando este passa de um valor para um valor maior.

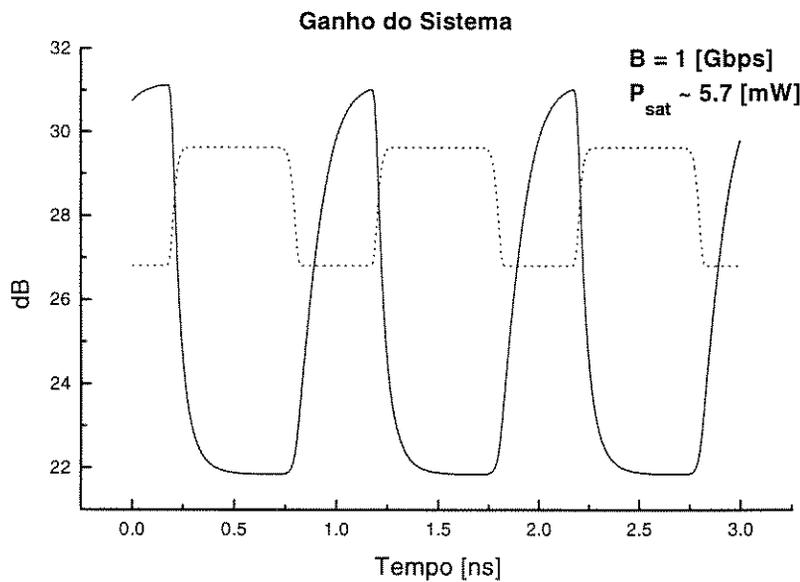
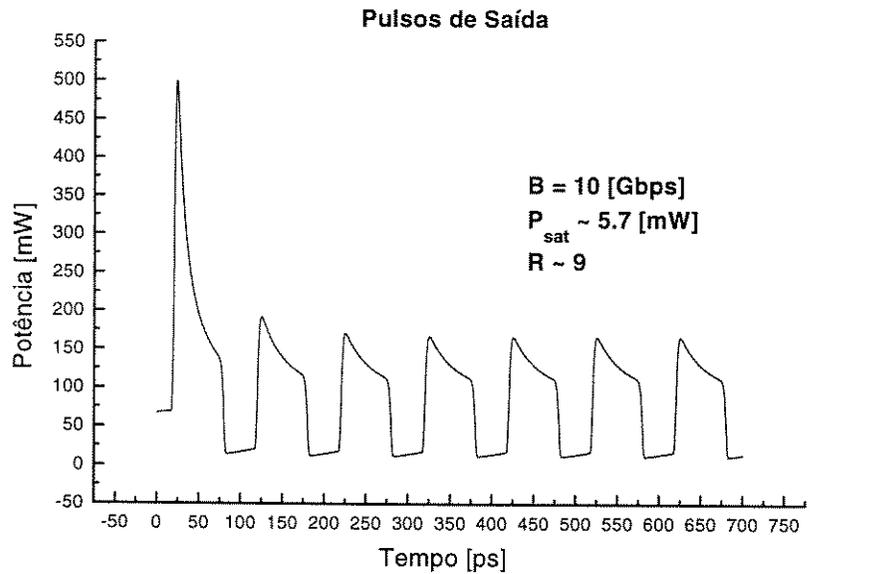
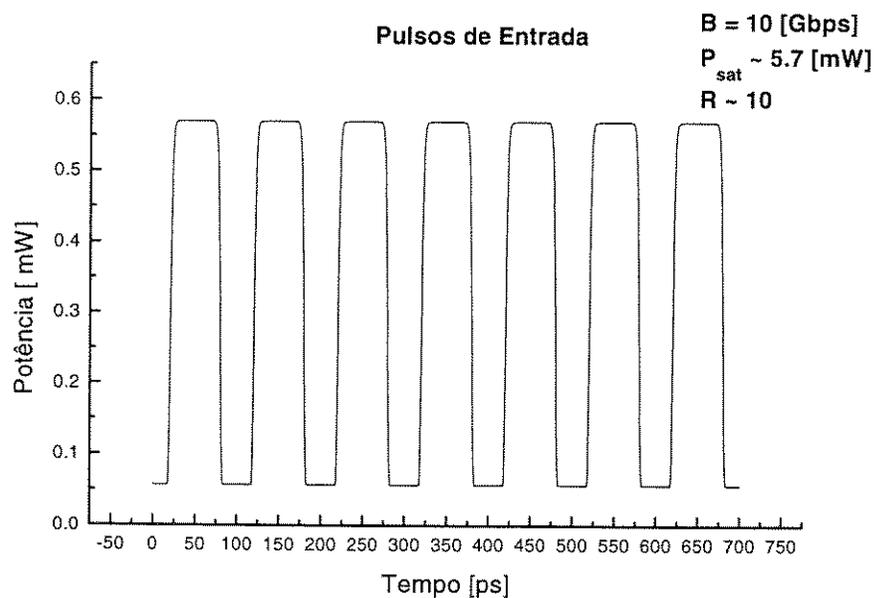


Figura 5.12: Ganho do sistema (linha contínua) em função do tempo. Pulsos de entrada (linha pontilhada) são apresentadas para comparação com o formato da curva de ganho.

Pela curva de ganho deste sistema (Figura 5.12), percebe-se bem que o ganho, quando o sinal passa de um valor lógico “zero” para um valor lógico “um”, ou vice-versa, já não consegue se recuperar, a ponto de atingir a estabilização.



(a)



(b)

Figura 5.13: (a) Curvas dos pulsos de saída do sistema; (b) pulsos de entrada do sistema;  $\tau_s = 1$  [ns], Taxa = 10 [Gbps],  $R_{in} = 10$ .

Na Figura 5.13, temos já um trem de pulsos extremamente rápido. Rápido a ponto de não permitir de nenhuma forma a recuperação do ganho (Figura 5.14). Construiu-se um trem de pulsos com mais pulsos, para esta simulação, para dar ao sistema tempo para se estabilizar. É interessante notar que cada pulso, de tão curto, localiza-se inteiramente no período de tempo em que deveria estar o ON. Na verdade, o pulso e o ON se misturam. Conclui-se, então, que o amplificador começa a amplificar como se estivesse operando na sua região linear, amplificando igualmente tanto a marca quanto o vale. Outro fato observado é que, neste caso, a razão de extinção, que antes sofria uma redução significativa, mostrou-se bem estável, reduzindo o seu valor inicial de dez para, apenas, nove.

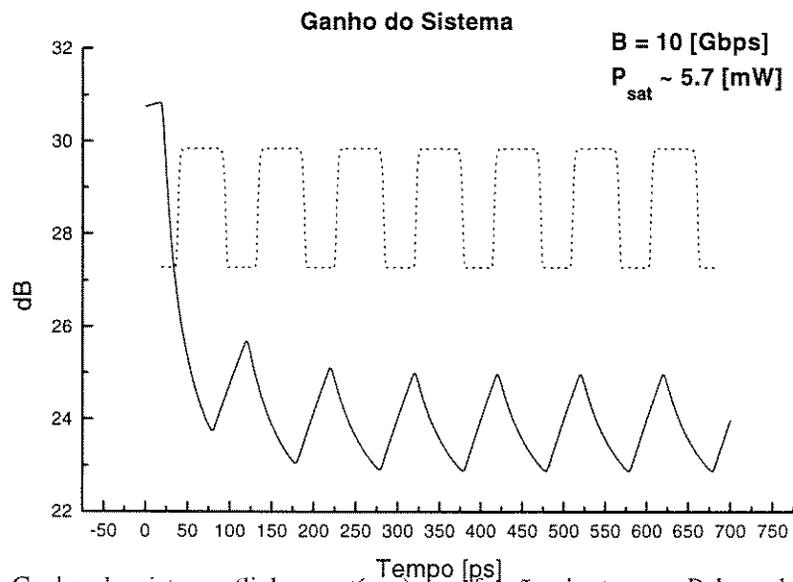


Figura 5.14: Ganho do sistema (linha contínua) em função do tempo. Pulsos de entrada (linha pontilhada) são apresentados para comparação com o formato da curva de ganho.

Pela curva de ganho deste sistema (Figura 5.14), percebe-se bem que o ganho, ao passar de um valor para outro, não consegue se recuperar, a ponto de atingir a estabilização. Com isso, temos uma oscilação do ganho, depois de estabilizado, entre 23 e 25 [dB].

A seguir, temos uma comparação entre trens de pulso de dois sistemas que só diferem entre si por causa do tempo de vida dos portadores de cada um. Nota-se que este tempo de vida tem um papel significativo na geração do ON. Diga-se, de passagem, que o tempo de resposta do SOA é diretamente proporcional ao tempo de vida dos portadores.

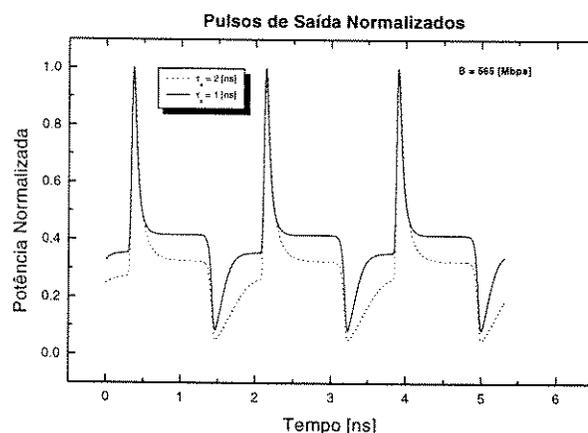


Figura 5.15: Comparação entre os trens de pulso de saída de um mesmo sistema, para diferentes tempos de vida médio dos portadores ( $\tau_s$ ). Os amplificadores do sistema que gera o trem de pulsos de saída, representado pela curva cheia, possuem  $\tau_s = 1$  [ns]. A curva pontilhada representa o sistema com  $\tau_s = 2$  [ns].

Também é interessante observar-se como variam alguns parâmetros em função da potência de pico de um mesmo trem de pulsos, tais como varia a razão de extinção de saída, a ONW, a ONA e a potência de pico do ruído. Estes valores podem ser de interesse, dependendo do sistema que se deseja construir.

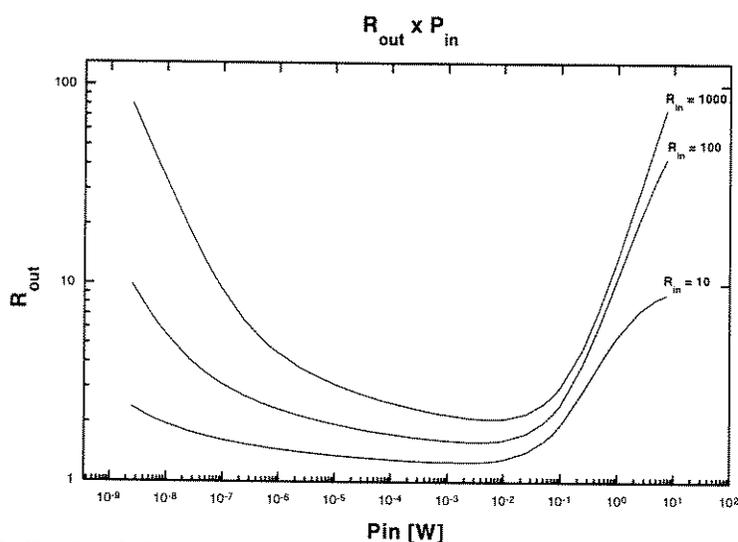


Figura 5.16: Gráfico de  $R_{out} \times P_{in}$ , para uma taxa de transmissão igual a 125 [Mbps]

A Figura 5.16 mostra a variação da razão de extinção na saída de um sistema de três amplificadores em cascata em função da potência de entrada, para alguns valores de razão de extinção de entrada. Em todos os três casos, observou-se a compressão dos pulsos na saída do sistema, sendo que os sinais com  $R_{in}$  maior sofreram maior compressão. Isto ocorre porque, quando o sinal possui dois níveis de

potência muito diferentes, fatalmente cada nível será multiplicado por um ganho diferente (já foi visto que o ganho do sinal diminui com o aumento da potência). Nota-se que, à medida que a potência de pico aumenta, o  $R_{out}$  diminui, pois o sinal vai aos poucos entrando em uma região em que a derivada do ganho, com relação à potência de entrada, é muito grande. A  $R_{out}$ , então, diminui enquanto a potência de entrada aumenta até um certo valor, a partir do qual a  $R_{out}$  volta a subir. Este fato ocorre porque a curva de ganho, depois de uma queda brusca, volta a se estabilizar em um valor de baixo ganho.

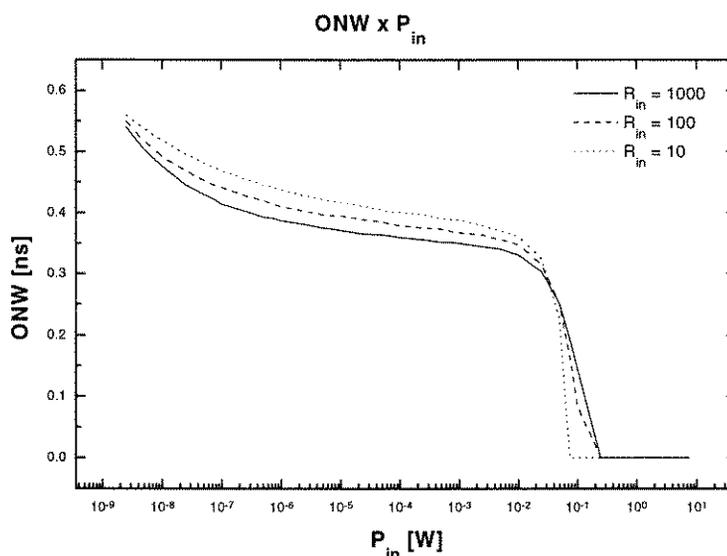


Figura 5.17: Variação de  $ONW \times P_{in}$ , para uma taxa de 125 [Mbps] e  $\tau_s = 1$  [ns]

Observa-se, na Figura 5.17, que a ONW diminui continuamente e lentamente à medida que a potência de entrada aumenta, até atingir um valor em torno de 0,01 [mW]. Essa diminuição ocorre porque o sinal vai entrando na região de saturação do dispositivo e sendo comprimido, o que ocasiona ON's de amplitude menor. A partir deste valor de potência de entrada (0,01 [mW]), nota-se uma queda abrupta na curva de ONW, sendo que esta diminui até um valor igual a zero. Este fato indica que o sinal de entrada está localizado na região da curva de ganho em que o módulo da derivada do ganho com relação à  $P_{in}$ , é grande.

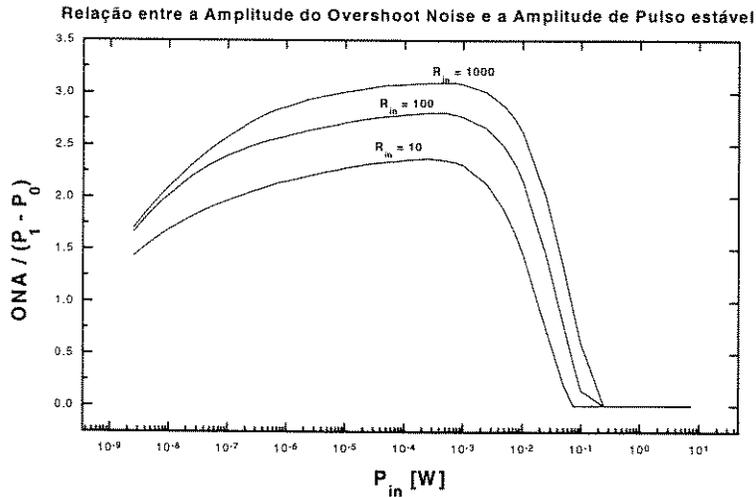


Figura 5.18: Variação do  $ONA/(P_1 - P_0) \times P_{in}$ , para uma taxa de transmissão igual a 125 [Mbps] e  $\tau_g = 1$  [ns].

A Figura 5.18 mostra como a amplitude do ON é afetada com a variação da potência de entrada. Percebe-se que, à medida que a potência de entrada aumenta, a ONA aumenta. Mas, de um certo valor de potência, na região de saturação, seu valor começa a diminuir até chegar um ponto em que desaparece. Olhando-se, agora, para a Figura 5.17, pode-se perceber quando a ONW é igual a zero, na realidade o ON desapareceu, pois o seu valor é zero, como pode-se concluir a partir da Figura 5.18. Não observa-se, entretanto, uma diferença significativa entre as curvas deste gráfico, quando se varia  $R_{in}$ . Mas esta pequena diferença pode ser de alguma utilidade ao analisar-se que, de qualquer forma, um ON de amplitude duas vezes maior que a amplitude do pulso é melhor que um ON de amplitude três vezes maior que a amplitude do pulso.

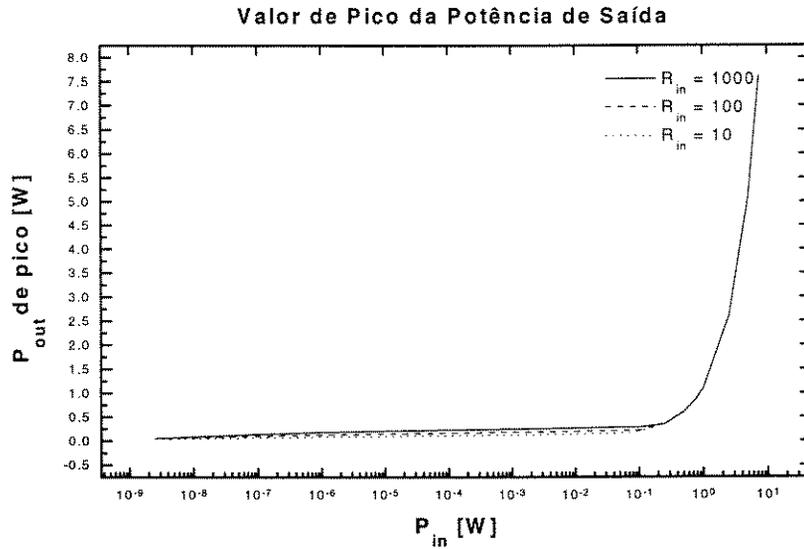


Figura 5.19: Variação de  $P_{out}$  de pico x  $P_{in}$ , para uma taxa de transmissão igual a 125 [Mbps] e  $\tau_s = 1$  [ns].

Pode-se observar, na Figura 5.19, que a potência de saída apenas aumenta com o aumento da potência de entrada. Um fato interessante a se observar é a presença de uma alta de potência de saída, o que mostra uma limitação deste modelo adotado, uma vez que dificilmente um dispositivo prático alcançaria tais níveis de potência.

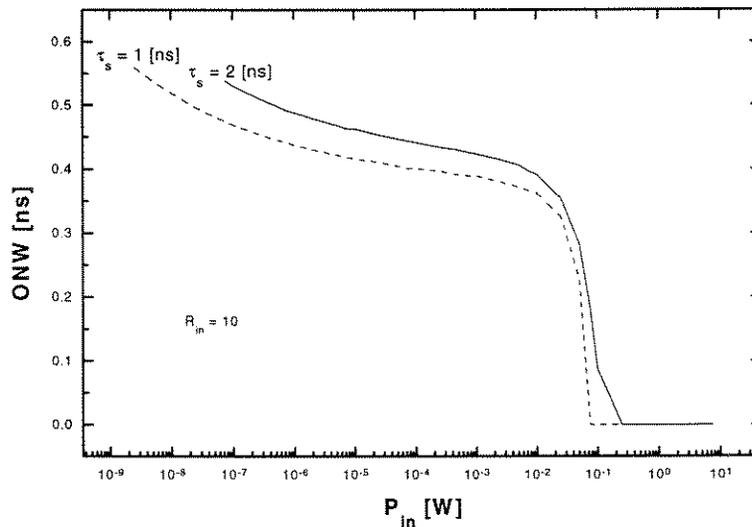


Figura 5.20: Variação de ONW x  $P_{in}$ , para uma taxa de 125 [Mbps] e  $\tau_s = 1$  [ns] e 2 [ns].

A Figura 5.20 tem por objetivo apresentar a variação na curva de ONW x  $P_{in}$  quando se varia o tempo de vida dos portadores. Observa-se uma diminuição já esperada do ONW quando  $\tau_s$  diminui, uma vez que os portadores passam a responder mais rápido ao estímulo do sinal.

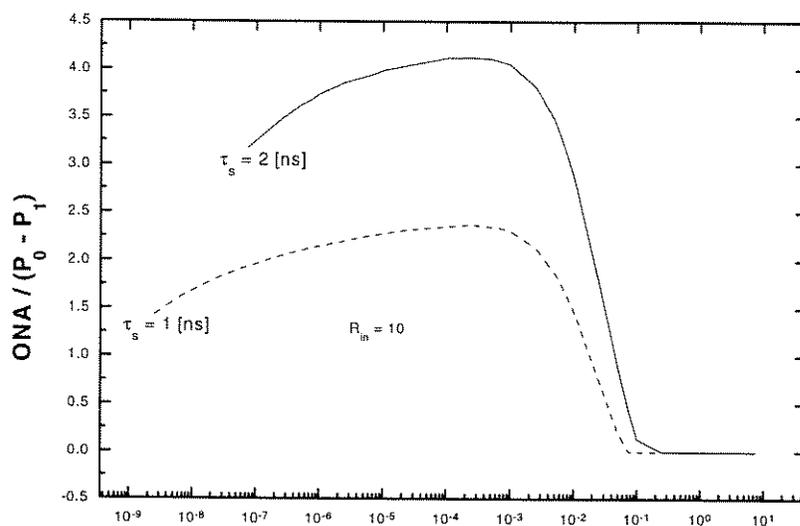


Figura 5.21: Variação do  $\text{ONA} / (P_0 - P_1) \times P_{in}$ , para uma taxa de transmissão igual a 125 [Mbps] e  $\tau_s = 1$  [ns] e 2 [ns].

Percebe-se, na Figura 5.21, que o máximo da curva de  $\text{ONA} / (P_1 - P_0) \times P_{in}$  sofre um aumento de, praticamente, duas vezes quando o tempo de vida dos portadores passa de 1 [ns] para 2 [ns].

Um outro resultado interessante, obtido a partir da solução das mesmas equações, só que resolvidas por diferenças finitas, é a evolução dos pulsos ao longo do amplificador. Este resultado é apresentado a seguir. As discontinuidades ao final de cada amplificador aparecem porque as perdas foram representadas por um fator de atenuação depois de terminado cada amplificador. Em outras palavras, as equações consideram o amplificador sem nenhum tipo de perda, o que não condiz com a realidade. Um sistema real conta com as perdas do material semicondutor, do encapsulamento, de conectores, de isoladores e da fibra. Acrescentou-se, então, uma perda de 6 dB para cada dispositivo ideal.

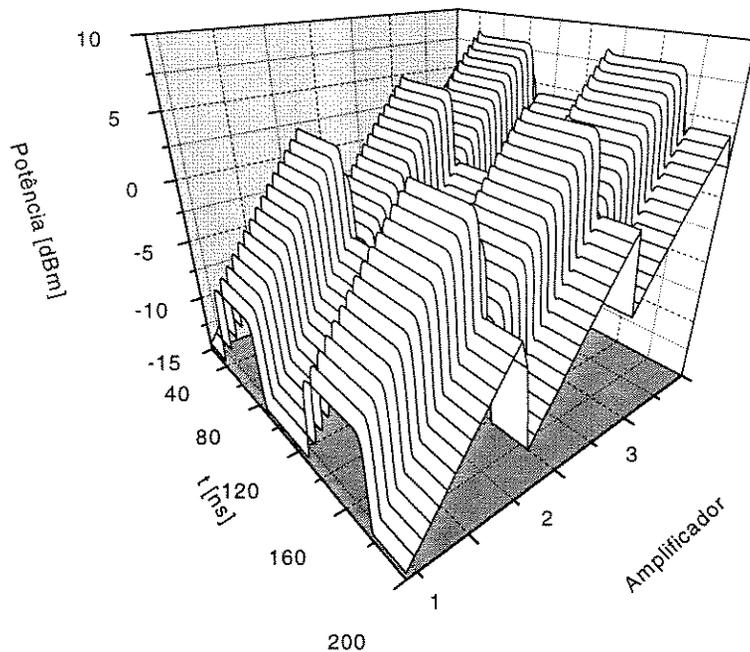


Figura 5.22: Gráfico tridimensional mostrando a evolução de dois pulsos de luz ao longo de três amplificadores. As descontinuidades representam perdas concentradas no fim de cada amplificador.

Foi montado em laboratório um sistema para comparar resultados práticos com resultados simulados. O sistema montado não se apresentou nas melhores condições, devido à falta de alguns componentes para terminar as montagens, como, por exemplo, alguns polarizadores (necessários por causa da sensibilidade à polarização que os amplificadores ópticos semicondutores apresentam). O sistema implementado pode ser visto na Figura 5.23.

Um resultado obtido, a partir desta montagem, está mostrado na Figura 5.24. As amplitudes foram apresentadas em dBm para que se pudesse visualizar a compressão que o pulso de entrada sofre ao passar pelo sistema. Observa-se, também, um ruído de oscilação presente já no pulso de entrada. Após alguma análise de diversos resultados, concluiu-se que este ruído foi inserido pelo equipamento de medição (osciloscópio, fotodetector, etc.) e não está presente no sinal óptico.

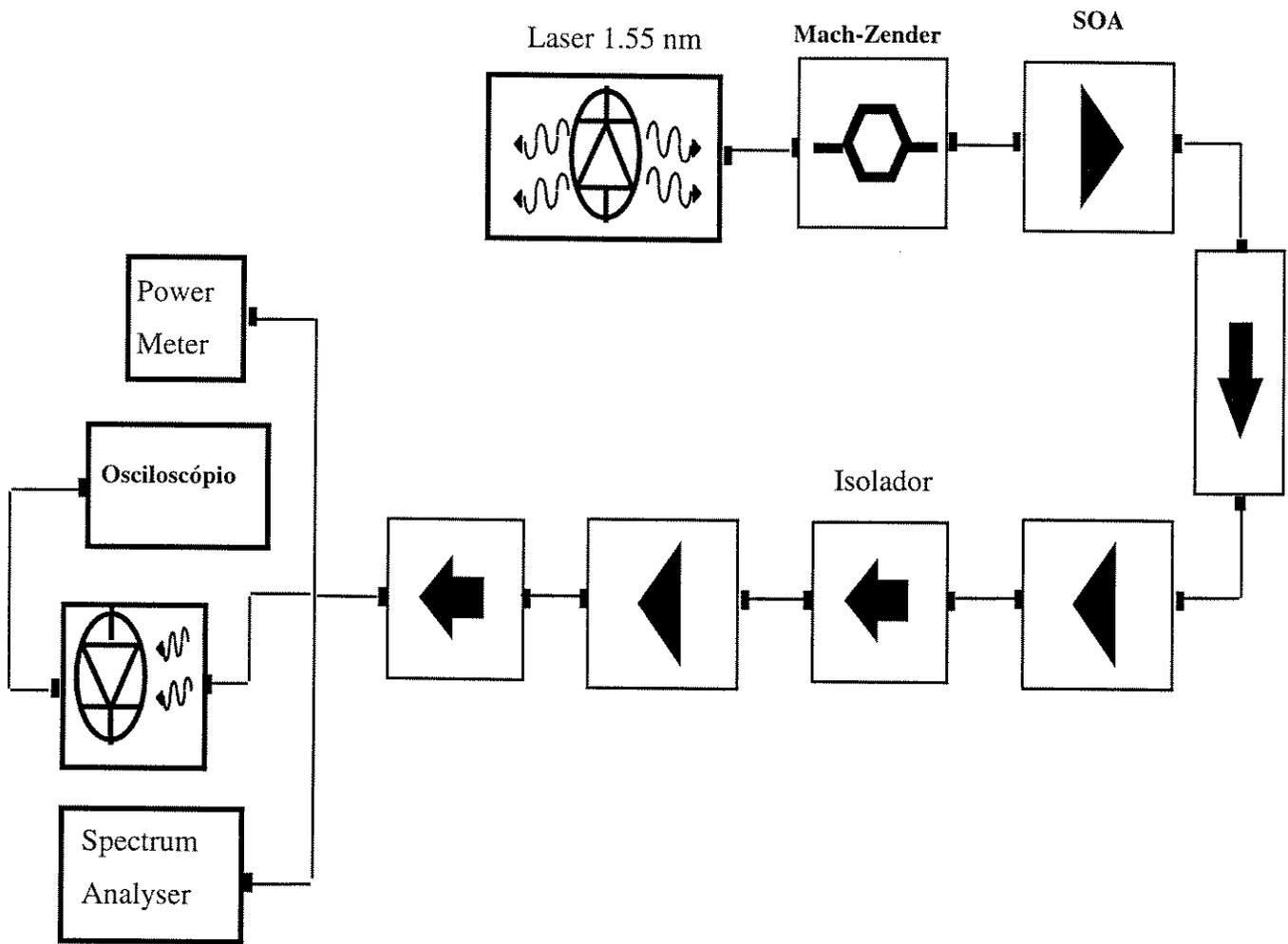


Figura 5.23: Esquema, montado em laboratório, da cascata de amplificadores

Logo após, na Figura 5.25, apresenta-se o resultado de uma simulação, com pulsos de entrada semelhantes à situação real que foi medida. Observa-se uma menor compressão do pulso de saída do que no caso real. As diferenças observadas podem ser explicadas pelas deficiências do modelo adotado, que aproxima a estrutura de confinamento do SOA real por uma estrutura retangular. Deve-se, também, considerar a imprecisão na medida do pulso de entrada. No ato da implementação de um pulso de entrada para a simulação, estimou-se uma razão de extinção igual a 100. Somando-se todas estas imprecisões, pode-se explicar a diferença de alguns dBs entre a simulação e o caso real.

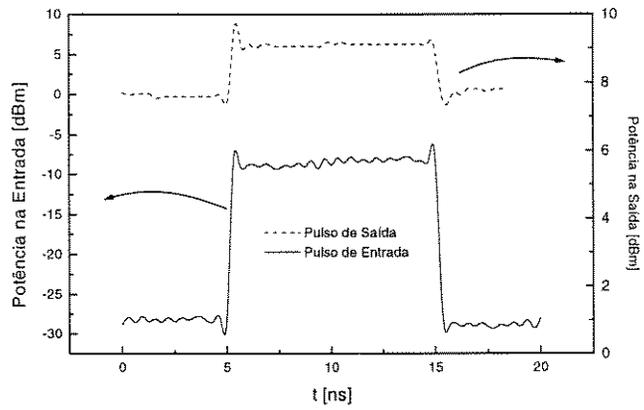


Figura 5.24: O gráfico mostra uma comparação, para efeitos de visualização, entre um pulso de entrada e um pulso de saída, medidos em um sistema experimental montado em laboratório

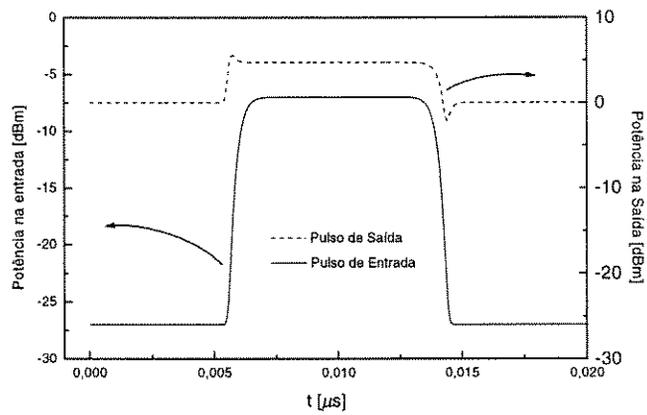


Figura 5.25: O gráfico mostra uma comparação, para efeitos de visualização, entre um pulso de entrada e um pulso de saída simulados

## 6. Conclusão

Fazendo-se um balanço geral dos resultados obtidos nas simulações, concluiu-se que um sistema de amplificadores capaz de apagar satisfatoriamente a modulação de uma portadora óptica acarreta em um custo elevado, devido ao número de SOAs envolvidos. Pelas simulações pode-se perceber que um sistema com três amplificadores, como foi montado mostrou-se ineficaz para extrair a portadora, sendo que ainda introduz o indesejável *overshoot noise*. Nos melhores casos experimentais obteve-se uma razão de extinção igual a 1.5, sendo que nas simulações, este valor atingiu mais ou menos 2. Estes dois valores de razão de extinção não podem ser desprezados, ou seja, o sinal que modulava a portadora óptica não pode ser considerado como “apagado”. No entanto, um sistema com, por exemplo, seis ou sete amplificadores, já apresenta um apagamento da informação bem maior. Porém a razão custo-benefício de um sistema de apagamento como esse inviabiliza a sua utilização comercial atualmente.

Existe, claro, a possibilidade de otimização de um sistema menor, com três amplificadores de forma a se obter um apagamento mais satisfatório da informação. Pode-se, por exemplo, estudar-se o comportamento deste sistema se a corrente de alimentação dos SOAs for variada de forma a compensar a variação lenta dos portadores. Ou poderia pensar-se ainda em estudar-se estruturas semicondutoras que possuam um ganho mais elevado para pequenos sinais, o que causaria uma maior inclinação na curva para sinais estáticos e conseqüentemente uma maior disponibilidade para apagar-se a informação da portadora. Outra solução seria o desenvolvimento de técnicas para construção de SOAs que suportem correntes maiores, elevando-se assim o ganho de pequenos sinais.



## Apêndice A - Guias Retangulares

### Princípios básicos de guias de onda retangulares em óptica integrada

Um guia de onda dielétrico, da forma como está presente em lasers semicondutores, pode ser caracterizado por um meio com um índice de refração  $n_1$ , em cujas vizinhanças existem outros meios com índice de refração  $n_2$  e  $n_3$ , sendo  $n_2$  e  $n_3$  ambos menores que  $n_1$ . A Figura 1 ilustra esta espécie de guia semicondutor, para o caso de uma heterojunção.

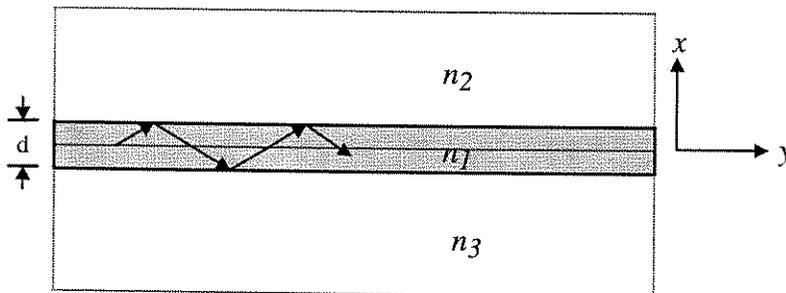


Figura 1: Os materiais do tipo  $n$  e  $p$  do semicondutor estão representados pela linha pontilhada. A região mais escura tem dopagem diferente das regiões claras, o que provoca a diferença de índice, ou seja  $n_1 \neq n_2 = n_3 = n$ .

Devido às dimensões do laser, pode-se aproximar a região ativa a um guia planar infinito nas direções  $y$  e  $z$ , e o campo elétrico invariante na direção  $y$ . Vamos supor uma onda que esteja sendo guiada neste guia planar. O campo elétrico, para ondas TE, poderá ser descrito por:

$$E_y(x, z) = \begin{cases} A_1 e^{-\alpha_{2x} x} e^{-jk_z z} & x > d/2 \\ A_2 \begin{bmatrix} \cos(k_{1x} x) \\ \sin(k_{1x} x) \end{bmatrix} e^{-jk_z z} & |x| \leq d/2 \\ \pm A_3 e^{\alpha_{3x} x} e^{-jk_z z} & x < -d/2 \end{cases}$$

equação 1

onde:

- $\alpha_{2x} = \alpha_{3x} = \alpha_x = \sqrt{k_{1z}^2 - k^2}$
- $k = n^2 k_0$  é a constante de propagação da onda nos meios com índice de refração  $n$ .  $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$
- $\mu_0$  e  $\epsilon_0$  são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do ar
- $k_{1x} = \sqrt{k_1^2 - k_{1z}^2}$ ,  $k_1^2 = \omega^2 \mu \epsilon$ .
- $k_1 = n_1^2 k_0$  é a constante de propagação no meio com índice de refração  $n_1$

Das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega \mu \bar{H}$$

equação 2

Como o campo elétrico está apenas na direção  $y$ , o rotacional acima resulta em

$$\nabla \times \bar{E} = \bar{z} \frac{\partial}{\partial x} E_y - \bar{x} \frac{\partial}{\partial z} E_y$$

equação 3

Desta forma, as componentes tangenciais do campo magnético serão calculadas por:

$$H_z = \frac{j}{\omega \mu} \frac{\partial E_y}{\partial x}$$

equação 4

$$H_z(x, z) = \frac{j}{\omega \mu} \begin{cases} -A_1 \alpha_x e^{-\alpha_x x} e^{-jk_z z} & x > \frac{d}{2} \\ A_2 k_{1x} \begin{bmatrix} -\text{sen}(k_{1x} x) \\ \text{cos}(k_{1x} x) \end{bmatrix} e^{-jk_z z} & |x| \leq \frac{d}{2} \\ \pm A_3 \alpha_x e^{\alpha_x x} e^{-jk_z z} & x < -\frac{d}{2} \end{cases}$$

equação 5

Sabe-se, através das condições de contorno, que as componentes tangenciais dos campos magnético e elétrico devem ser iguais nas interfaces, ou seja, em  $x = \pm d/2$ . Por exemplo para se calcular os modos pares podemos utilizar as equações do campo elétrico que contêm o termo cosseno.

$$E_{tan}: A_1 e^{-\alpha_x \frac{d}{2}} = A_2 \text{cos}(k_{1x} x)$$

$$H_{tan}: A_1 \alpha_x e^{-\alpha_x \frac{d}{2}} = A_2 k_{1x} \text{sen}(k_{1x} x)$$

equação 6

Dividindo  $E_{tan}$  por  $H_{tan}$ , tem-se a condição de guiamento para modos TE pares descrita pela equação 7.

$$\frac{1}{\alpha_x} = \frac{1}{k_{1x} \text{tg}\left(k_{1x} \frac{d}{2}\right)}$$

equação 7

Sabendo-se que<sup>13</sup>

---

<sup>13</sup> Donald L. Lee, *Electromagnetic Principles for Integrated Optics*, John Wiley & Sons, 1986, Cap. 4

$$\alpha_x^2 = k_{1z}^2 - k^2$$

equação 8

$$k_{1x}^2 = k_1^2 - k_{1z}^2$$

equação 9

e somando-se a equação 8 com a equação 9, tem-se

$$\alpha_x = k_1^2 - k^2 - k_{1x}^2 = \Delta k^2 - k_{1x}^2$$

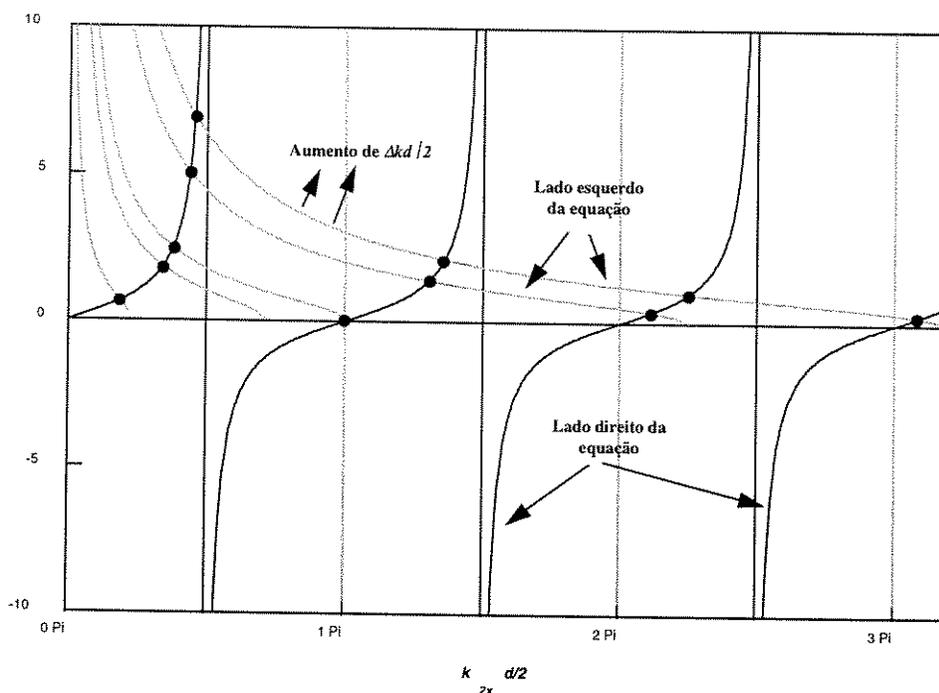
equação 10

Desta forma a equação 7 pode ser rescrita em função de  $k_{1x}$ .

$$\frac{\sqrt{\left(\Delta k \frac{d}{2}\right)^2 - \left(k_{1x} \frac{d}{2}\right)^2}}{\left(k_{1x} \frac{d}{2}\right)} = \operatorname{tg}\left(k_{1x} \frac{d}{2}\right)$$

equação 11

A Figura 2 mostra como se comporta a equação 11, a medida em que se varia a quantidade  $\Delta kd/2$ . Pode-se perceber que o número de modos aumenta com o aumento de  $\Delta kd/2$ . Este aumento tanto pode ter sido originado do aumento da distância  $d$  como da frequência de operação. Para melhor visualização do efeito da variação da espessura  $d$ ; pode-se verificar a Figura 3, onde manteve-se a frequência de operação e variou-se a espessura do guia.



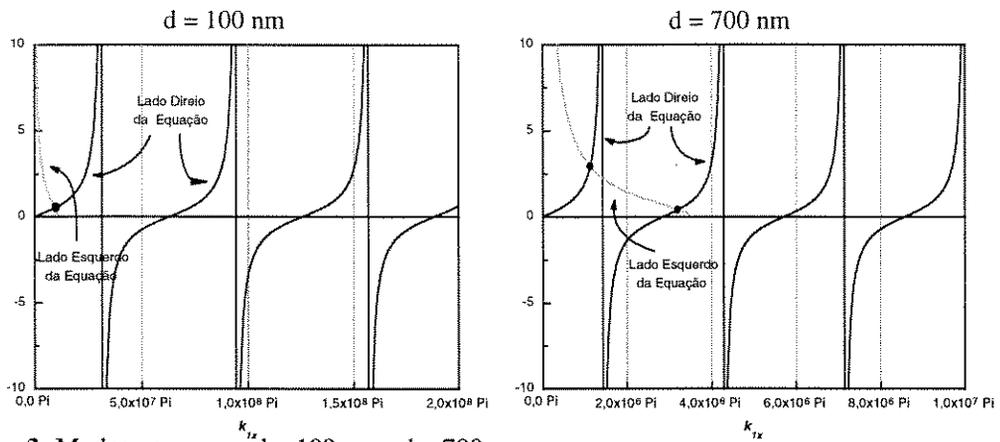
**Figura 2:** Os pontos em preto nas interseções das curvas assinalam os modos pares de propagação.

Uma análise semelhante pode ser feita para encontrar-se chegar-se à equação 12, que corresponde aos modos ímpares.

$$\cotg\left(k_{1x} \frac{d}{2}\right) = -\frac{\alpha_x}{k_{1x}}$$

equação 12

Supondo-se um laser que emita luz cujo comprimento de onda no vácuo,  $\lambda_0$ , é igual a 1300 nm. Admite-se que o índice de refração da cavidade,  $n_1$ , seja igual a 3.2 e das camadas que envolvem a cavidade,  $n$ , igual a 2.24. Estes dados aproximam-se de um componente real. A Figura 3 mostra o comportamento dos modos deste componente para uma espessura,  $d$ , igual a 100 nm e para  $d = 700$  nm.



**Figura 3:** Modos pares para  $d = 100$  nm e  $d = 700$  nm

Outros tipos de estruturas aproximam-se mais da estrutura dos lasers semicondutores utilizados comumente no mercado. Porém, por simplicidade de visualização, foi utilizada aqui uma estrutura semicondutora semelhante a um guia planar, que não é muito eficiente no confinamento da luz. Mas o princípio físico das estruturas utilizadas na prática é o mesmo do guia planar, tendo somente acrescentadas algumas alterações que aumentam este confinamento e asseguram também o confinamento de portadores elétricos.

## Apêndice B - Programa sao6.cc

```
/*
*****
*****
Inicio da inclusao das bibliotecas necessarias
*****
*****/

#include<stdio.h>
#include<iostream.h>
#include<fstream.h>
#include<conio.h>
#include<string.h>
#include<stdlib.h>
#include<math.h>
#include<complex.h>
#include<strstrea.h>

*****
*****
***** Definicao do numero de pontos que o comprimento do laser e o pulso sao amostrados
*****
*****/

#define n_pontos_espaco 500
#define n_pontos_tempo 10000

/*
*****
*****
***** Prototipo das funcoes
*****
*****/

void curva(void);
void parametros(void);
void dados(void);
int pulso_entrada(void);
int arquivo_pulso(void);
void gera_pulso(void);
double pul_temp(double,double,double,double,int);
void arq_out(void);
void g_0_z(void);
void calculo(void);
void integral(void);
void deriva(void);
int onw(void);
int on_curva(void);
void realimenta(void);
```

```

void pulso_curva(double);
void copyright(void);

/*****
*****
***** Declaracao de variaveis globais
*****
*****/

complex huge bj_in[n_pontos_tempo];
complex huge bj_out[n_pontos_tempo];
complex huge pin[n_pontos_tempo];
complex huge hj[n_pontos_tempo];
complex huge gj[n_pontos_tempo];
complex huge dj[n_pontos_tempo];
complex huge rj[n_pontos_tempo];
float huge tj[n_pontos_tempo];
float huge zj[n_pontos_espaco];
complex huge pot0[n_pontos_espaco];

double w,d,l,v,nsc,R1,R2,gama,talp,q,tals,ith,corr,beta;
double a,Nt,N0,c,vg,alfa,alfacav,Gn,g0,es;
complex maximo,ampli_per;
float v_onw;
double lamb,max1,min1,low,T,per,pin_f,pin_ini,rin;
double taxa,dt,foton,h,dz,ps,freq,delta_pot;
int num_amp,cont_amp,npul,i,form,count1,cont2,count3;
int cont_maximo,cont_onw,n_rin,n_pot,cont_pot,cont_rin;
double tempp;
char escolhag;

complex temponw1,difm,difmin,ampli_pat;
int ii,cont_m,cont_x,cont_der,tes;

/*****
*****
***** Funcao Principal
*****
*****/

int main()
{
    int erro,escolha1,erro_on,escolha_met;
    char escolham,escolha_on;

    do
    {
        ini1:

        clrscr();
        cout<<endl<<" 1 - Levantar curva de ONW x Pin , ONA x Pin, Rout x Pin de ";

```

```

    cout<<"um sistema de SOA's";
    cout<<endl<<" 2 - Calcular o pulso de saída de um sistema de SOA's";
    cout<<endl<<endl<<" Escolha (1,2): ";
    cin>>escolha_met;
    if(escolha_met!=1)
if(escolha_met!=2)
    {
        cout<<" Digite apenas 1 ou 2!";
        goto ini1;
    }
    if(escolha_met==1)
curva();
    else
{
    clrscr();
    cout<<endl<<" Calculo de sistema de amplificadores.";
    cout<<endl<<" N372mero de amplificadores em cascata: ";
    cin>>num_amp;
    cont_amp=1;

    //*****Dados do amplificador e comprimento de onda

    dados();

    //*****Fim dos dados do amplificador

    //*****Escolha do pulso de entrada

escolha_pulso:
    escolha1=pulso_entrada();
    clrscr();
    if(escolha1==1)
    {
        erro=arquivo_pulso();
        if(erro==0)
        {
            cout<<endl<<"\t\tErro na Leitura dos arquivos de dados.";
            cout<<endl<<"\t\tTente novamente.";
            goto escolha_pulso;
        }
    }
    else
        gera_pulso();

    //*****Fim da escolha do pulso de entrada

    //*****Calulo de g(z,0)

    g_0_z();

```

```

//*****Fim do calculo de g(z,0)

//*****Calculo da integral de g(z,0) no intervalo: 0 < z < L

integral();

//*****Fim do calculo da integral de g(z,0) no intervalo: 0 < z < L

//*****Calculo do pulso de saida do primeiro amplificador

calculo();

//*****Fim do calculo do pulso de saida do primeiro amplificador

//*****Calculo do n-esimo amplificador

if(num_amp>1)
    cont_amp=2;
while(cont_amp>num_amp)
{
    //*****Geracao do Pulso de realimentacao para o proximo amplificador

    realimenta();

//*****Fim da geracao do Pulso de realimentacao para o proximo amplificador

    g_0_z();
    integral();
    calculo();
    cont_amp=cont_amp+1;
};
opcao_on:
clrscr();
    cout<<endl<<endl<<" Deseja calcular estimativas do Overshoot Noise? (s,n): ";
cin>>escolha_on;
clrscr();
if(escolha_on!='s')
if(escolha_on!='n')
{
    cout<<endl<<endl<<" Digite apenas \"s\" ou \"n\"";
    goto opcao_on;
}
if(escolha_on=='s')
{
    erro_on=onw();
    if(erro_on==1)
    {
        cout<<endl<<endl<<endl<<endl;
        cout<<endl<<" O valor apresentado para o Oveshoot Noise Width e apenas uma
estimativa, estando portanto sujeito a erros.";

```

```

        cout<<endl<<" Sugere-se aferir este resultado graficamente. Em geral, para taxas altas
(>600 Mbps) e tempos de vida de dos portadores maior que 1 [ns], o criterio de estabilizacao adotado falha e
nenhum dado e encontrado";

```

```

        cout<<endl<<endl<<endl<<endl;
        cout<<endl<<" Overshoot Noise Width (valor estimado): "<<v_onw/1e-9<<" [ns]";
        cout<<endl<<" Overshoot Noise Amplitude: "<<abs(ampli_per)/1e-3<<" [mW]";
    }
}

```

```

        cout<<endl<<" Valor de pico do pulso: "<<abs(maximo)/1e-3<<" [mW]";
    }
}

```

```

opcao:

```

```

    cout<<endl<<endl<<"Deseja calcular outro pulso? (s,n): ";

```

```

    cin>>escolham;

```

```

    if(escolham!='s')

```

```

        if(escolham!='n')

```

```

        {

```

```

            cout<<endl<<endl<<" Digite apenas \"s\" ou \"n\"";

```

```

            goto opcao;

```

```

        }

```

```

    }while((escolham=='s'));

```

```

    clrscr();

```

```

    copyright();

```

```

    return(0);
}

```

```

*****
*****

```

```

***** Dados de entrada do amplificador

```

```

*****
*****/

```

```

void dados(void)

```

```

{

```

```

    double fator;

```

```

/*****
*****

```

```

***** Dimensoes do Laser

```

```

***** w - Largura da cavidade (cm)

```

```

***** d - Altura da cavidade (cm)

```

```

***** l - Comprimento da cavidade (cm)

```

```

***** v - Volume da cavidade (cm^3)

```

```

*****
*****/

```

```

w=2*pow(10,-4);

```

```

d=.2*pow(10,-4);

```

```

l=250*pow(10,-4);

```

```

v=w*d*l;

```

```

/*****

```

```

*****
***** Calculo da Corrente de Alimentação
*****
***** No - Numero de portadores (~10^8 adimensional)
***** Nt - Numero de portadores no volume (~10^18 cm^-3)
***** Gn - Taxa de emissao estimulada (1/s)
***** a - Ganho de seccao transversal (2-3 10^-16 cm^2)
***** vg - Velocidade de grupo (cm/s)
***** talp - Tempo de vida dos fotons na cavidade (s)
***** tals - Tempo de vida dos portadores na cavidade (s)
***** R1,R2- Refletividade dos espelhos (adimensional)
***** gama - Fator de confinamento durante o Guiamento (adimensional)
***** q - Carga do elétron (C)
***** alfa - Coeficiente de perda na cavidade (1/cm)
***** nsc - Índice de refração efetivo (~3.4)
***** g - Coeficiente de ganho (1/cm)
***** go - Ganho de pequeno sinal
*****
*****/

```

```

Nt=4*pow(10,18);
N0=Nt*v;
nsc=3.4;
c=3*pow(10,10);
vg=c/nsc;
R1=pow(10,-4);
R2=R1;
gama=.3;
alfa=40;
a=3*pow(10,-16);
alfacav=alfa+1/(2*1)*log(1/(R1*R2));
talp=1/(vg*alfacav);
Gn=gama*vg*a/v;
q=1.6*pow(10,-19);
clrscr();
cout<<endl<<" Tempo de vida dos portadores (ns): ";
cin>>tals;
tals=tals*pow(10,-9);
// ith=q/tals*(N0+1/(Gn*talp));
ith=q*v*Nt/tals;
clrscr();
cout<<" I0: "<<ith/1e-3<<" [mA]";
cout<<endl<<" Corrente de alimentaç3o (I/I0): ";
cin>>fator;
corr=fator*ith;
h=6.63*pow(10,-34);
beta=5;
g0=(gama*a*Nt)*(corr/ith-1);
clrscr();
cout<<endl<<" Comprimento de onda (um): ";
cin>>lamb;

```

```

lamb=lamb*pow(10,-4);
freq=c/lamb;
foton=h*freq;
es=foton*w*d/(gama*a);
clrscr();
}

```

```

/*****
*****
***** Escolha da forma de entrada de dados do pulso de entrada
*****
*****/

```

```

int pulso_entrada()
{
    int escolha1;

    do
    {
        cout<<endl<<endl<<" Escolha a origem dos dados a respeito do pulso de";
        cout<<" entrada:"<<endl<<endl;
        cout<<"\t\t1 - Arquivo de dados"<<endl<<"\t\t2 - Desejo que o programa";
        cout<<" produza um pulso de entrada";
        cout<<endl<<endl<<"\t\tEscolha:\t";
            cin>>escolha1;
        }while(!!(escolha1!=1)||!(escolha1!=2));
    return(escolha1);
}

```

```

/*****
*****
***** Leitura de dados de arquivo caso o pulso de entrada esteja em um arquivo
*****
*****/

```

```

int arquivo_pulso(void)
{
    char trilha[50];
    float temp;
    ifstream arquivo_pin;
    int i;

    cout<<endl<<" Arquivo: ";
    cin>>trilha;
    arquivo_pin.open(trilha,ios::in);
    if(arquivo_pin.fail())
        return(0);
    else
    {
        cout<<endl<<" Lendo arquivo...";

```

```

i=1;
do
{
arquivo_pin>>temp>>bj_in[i];
pin[i]=bj_in[i];
i=i+1;
}while(!arquivo_pin.eof());
arquivo_pin.close();
cout<<endl<<endl<<"Arquivo lido. Ok!";
return(1);
}
}

```

```

/*****
*****
***** Geracao do pulso de entrada se nao houver aruivo de dados
*****
*****/

void gera_pulso(void)
{
char escolhadad;
ini_dados:
clrscr();
cout<<endl<<" Potência de entrada de pico (uW): ";
cin>>max1;
max1=max1*pow(10,-6);
clrscr();
cout<<endl<<" Potência de entrada do vale (uW): ";
cin>>low;
low=low*pow(10,-6);
min1=low/max1;
clrscr();
cout<<endl<<" Taxa de Transmissão (Mbps): ";
cin>>taxa;
taxa=taxa*pow(10,6);
clrscr();
cout<<endl<<" Número de pulsos a se analisar: ";
cin>>npul;
T=1/taxa;
clrscr();
cout<<endl<<" Formato do Pulso Supergaussiano (1,2,3,4...).";
cout<<endl<<" Quanto maior o n\372mero escolhido, mais quadrado e o pulso: ";
cin>>form;
clrscr();
cout<<endl<<endl<<" N\372mero de amplificadores em cascata: "<<num_amp;
cout<<endl<<" Comprimento de onda: "<<lamb/1e-4<<" [um]";
cout<<endl<<" Tempo de vida dos portadores: "<<tals/1e-9<<" [ns]";
cout<<endl<<" Ganho da sec\347\342o transversal: "<<a/1e-16<<" e-16 [cm^2]";
cout<<endl<<" Densidade de portadores na transparencia: ";

```

```

cout<<N/1e18<<"e+18 [portadores/cm^3]";
cout<<endl<<" Potência de entrada de pico: "<<max1/pow(10,-6)<<" [uW]";
cout<<endl<<" Potência de entrada do vaie: "<<low/pow(10,-6)<<" [uW]";
cout<<endl<<" Taxa de Transmiss\343o: "<<taxa/pow(10,6)<<" [MHz]";
cout<<endl<<" N\372mero de pulsos a se analisar: "<<npul<<" pulsos";
cout<<endl<<" Per\355odo: "<<T/pow(10,-6)<<" [us]";
cout<<endl<<" Corrente de Alimenta\347\342o: "<<corr/1e-3<<" [mA]";
cout<<endl<<" G0: "<<10*log10(exp(g0*I))<<" [dB]";
cout<<endl<<" Pot\352ncia de Saturac\347\342o: "<<(es/tals)/(1e-3)<<" [mW]";
cout<<endl<<" Energia de Saturac\347\342o: "<<es/1e-12<<" [pJ]"<<endl;
opcao:
cout<<endl<<"      Confirma dados? (s,n): ";
cin>>escolhadad;
if(escolhadad!='s')
if(escolhadad!='n')
{
    cout<<endl<<" Digite apenas 's' ou 'n'";
    goto opcao;
}
if(escolhadad=='n')
{
    clrscr();
    goto ini_dados;
}
per=npul*T;
dt=per/(n_pontos_tempo-1);
i=1;
do
{
    tj[i]=i*dt;
    i++;
}while(i<n_pontos_tempo);
pout:
cout<<endl<<endl<<" Deseja produzir arquivo de saida do pulso de entrada? (s,n): ";
cin>>escolhag;
switch(escolhag)
{
    case 's': arq_out();
        break;

    case 'n': i=1;
        cout<<endl<<endl<<" Gerando pulso de entrada...";
        do
        {
            tempp=fmod(tj[i],T);
            bj_in[i]=pul_temp(min1,max1,tempp,T,form);
            pin[i]=bj_in[i];
            i++;
        }while(i<n_pontos_tempo);
        break;
}

```

```

        default: cout<<endl<<endl<<" Digite apenas s ou n.";
                goto pout;
    }
    cout<<endl<<" Pulso Gerado. Ok!"<<endl;
}

/*****
*****
***** Producao do arquivo de saida do pulso de entrada caso seja necessario
*****
***** Esta subrotina produz dois arquivos:
*****
***** 1 - "entrada.dat" -> contem o pulso de entrada gerado pelo programa
***** 2 - "normain.dat" -> contem o pulso de entrada normalizado em relacao ao seu maximo
*****
*****/

void arq_out(void)
{
    ofstream arquivo_pout,norma1_out;

    pouta:
    arquivo_pout.open("\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\entrada.dat",ios::out);
    if(arquivo_pout.fail())
        {
            cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo entrada.dat!";
            goto pouta;
        }
    cout<<endl<<endl<<" Gerando pulso de entrada...";
    i=1;
    do
        {
            temp=fmod(tj[i],T);
            bj_in[i]=pul_temp(min1,max1,temp,T,form);
            pin[i]=bj_in[i];
            arquivo_pout<<tj[i]<<" "<<abs(bj_in[i])<<endl;
            i++;
        }while(i<n_pontos_tempo);
    norma1_out.open("\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\normain.dat",ios::out);
    if(norma1_out.fail())
        {
            cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo normain.dat!";
            goto pouta;
        }
    i=1;
    do
        {
            temp=fmod(tj[i],T);

```

```

        bj_in[i]=pul_temp(min1,max1,tempp,T,form);
        norma1_out<<tj[i]<<" "<<abs(bj_in[i]/max1)<<endl;
        i++;
    }while(i<n_pontos_tempo);

cout<<endl<<" Arquivo do pulso de entrada criado. Ok!";

arquivo_pout.close();
norma1_out.close();
}

/*****
*****
***** Funcao Construtora do Pulso
*****
*****/
double pul_temp(double minimo,double maximo,double tempo,double periodo,int form)
{
    return(minimo*maximo+(1-minimo)*maximo*exp(-pow(((tempo-periodo*.5)/(.*3*periodo)),2*form)));
}

/*****
*****
***** Calculo de g(z,0)
*****
*****/
void g_0_z(void)
{
    int j=1;
    complex k1f,k2f,k3f,k4f;

    cout<<endl<<endl<<" Calculando o ganho diferencial para t=0 e 0 < z < L...";
    dz=1/(n_pontos_espaco-1);
    do
    {
        zj[j]=(j-1)*dz;
        j=j+1;
    }while(j<=n_pontos_espaco);
    ps=foton*d*w/(gama*a*tals);
    j=1;
    pot0[1]=bj_in[1];
    do
    {
        k1f=dz*g0*pot0[j]/(1+pot0[j]/ps);
        k2f=dz*((pot0[j]+k1f/2)/(1+(pot0[j]+k1f/2)/ps));
        k3f=dz*((pot0[j]+k2f/2)/(1+(pot0[j]+k2f/2)/ps));
        k4f=dz*((pot0[j]+k3f)/(1+(pot0[j]+k3f)/ps));
        pot0[j+1]=pot0[j]+(k1f+2*k2f+2*k3f+k4f)/6;
    }
}

```

```

    j=j+1;
  }while(j<n_pontos_espaco);
j=1;
do
  {
    g[j]=g0/(1+pot0[j]/ps);
    j=j+1;
  }while(j<=n_pontos_espaco);
cout<<endl<<" Calculo do ganho diferencial em t=0 e 0 < z < L. Ok!";
}

/*****
***** Calculo da integral de g(z,0) no intervalo z=[0,l]
*****
*****/
void integral(void)
{
  int i;
  complex tmp;

  i=1;
  hj[1]=0;
  do
    {
      tmp=dz*(3/8*g[i]+9/8*g[i+1]+9/8*g[i+2]+3/8*g[i+3]);
      hj[1]=hj[1]+tmp;
      i=i+3;
    }while(i<=n_pontos_espaco-4);
}

/*****
***** Calculo do pulso de saida de cada amplificador
*****
*****/
void calculo(void)
{
  int i;
  complex k1,k2,k3,k4,minimo,razao;
  char erroca[8];
  ostream path_x,path_norma,path_g;
  ofstream arquivo_out,norma_out,ganho_out;

  i=1;
  do
    {
      k1=dt*((g0*i-hj[i])/tals-(bj_in[i]/es*(exp(hj[i])-1)));

```

```

        k2=dt*((g0*I-(hj[i]+k1/2))/tals-(bj_in[i]/es*(exp(hj[i]+k1/2)-1)));
        k3=dt*((g0*I-(hj[i]+k2/2))/tals-(bj_in[i]/es*(exp(hj[i]+k2/2)-1)));
        k4=dt*((g0*I-(hj[i]+k3))/tals-(bj_in[i]/es*(exp(hj[i]+k3)-1)));

        hj[i+1]=hj[i]+(k1+2*k2+2*k3+k4)/6;
        i=i+1;
    }while(i<n_pontos_tempo-1);
i=1;
do
    {
        bj_out[i]=bj_in[i]*exp(abs(hj[i]));
        sprintf(erroca,"%f",abs(bj_out[i]));
        if(!strcmp(erroca,"+NaN")||!strcmp(erroca,"-NaN"))
        {
            cout<<endl<<" Instabilidade Numerica";
            exit(0);
        }
        i=i+1;
    }while(i<n_pontos_tempo);

i=1;
maximo=0;
minimo=1e7;
do
    {
        if(abs(bj_out[i])>abs(maximo))
            {
                maximo=abs(bj_out[i]);
                cont_maximo=i;
            }
        i=i+1;
    }while(i<n_pontos_tempo-1);

path_x<<"\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\saida"<<cont_amp<<".dat";
arquivo_out.open(path_x.str(),ios::out);
if(arquivo_out.fail())
    {
        cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo "<<path_x.str()<<"!";
        exit(0);
    }
delete path_x.str();
i=1;
cout<<endl<<" Criando arquivo do pulso de saida do soa "<<cont_amp<<"...";
do
    {
        arquivo_out<<tj[i]<<" "<<abs(bj_out[i])<<endl;
        i=i+1;
    }while(i<n_pontos_tempo-1);
cout<<endl<<" Amplificador #"<<cont_amp;
path_norma<<"\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\normas";

```

```

path_norma<<cont_amp<<".dat";
norma_out.open(path_norma.str(),ios::out);
if(norma_out.fail())
{
    cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo "<<path_norma.str()<<"!";
    exit(0);
}
delete path_norma.str();
i=1;
do
{
    norma_out<<tj[i]<<" "<<abs(bj_out[i]/maximo)<<endl;
    i=i+1;
}while(i<n_pontos_tempo-1);

path_g<<"\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\ganho"<<cont_amp<<".dat";
i=1;
ganho_out.open(path_g.str(),ios::out);
if(ganho_out.fail())
{
    cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo "<<path_g.str()<<"!";
    exit(0);
}
delete path_g.str();
i=1;
do
{
    ganho_out<<tj[i]<<" "<<10*log10(abs(bj_out[i])/abs(pin[i]))<<endl;
    i=i+1;
}while(i<n_pontos_tempo-1);
cout<<endl<<" Arquivo do pulso de saida do amplificador "<<cont_amp<<" criado. Ok!";
arquivo_out.close();
norma_out.close();
ganho_out.close();
}

/*****
*****
***** Calculo do pulso de realimentacao
*****
*****/

void realimenta(void)
{
    int count=1;
    ofstream arquivo_out;
    stringstream path_norma3;

    cout<<endl<<" Realimentacao para o soa "<<cont_amp<<"...";
    do

```

```

        {
            bj_in[count]=bj_out[count];
//    cout<<endl<<count;
            count=count+1;
        }while(count<n_pontos_tempo-1);

cout<<endl<<" Fim da realimentacao para o soa "<<cont_amp<<"..."<<endl<<endl;

cout<<endl<<" Amplificador #"<<cont_amp;
path_norma3<<"\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawa\\entra";
path_norma3<<cont_amp<<".dat";
arquivo_out.open(path_norma3.str(),ios::out);
if(arquivo_out.fail())
    {
        cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo "<<path_norma3.str()<<"!";
        exit(0);
    }
delete path_norma3.str();
i=1;
do
    {
        arquivo_out<<tj[i]<<" "<<abs(bj_in[i])<<endl;
        i=i+1;
    }while(i<n_pontos_tempo-1);

arquivo_out.close();
}

```

```

/*****
*****
***** Calculo da derivada do pulso final
*****
*****/
void deriva(void)
{
    int cont_deriv1=3,cont_deriv2;
    fstream arq_der;
    dj[1]=(bj_out[2]-bj_out[1])/dz;
    dj[2]=(bj_out[3]-bj_out[2])/dz;
    do
    {
        dj[cont_deriv1]=(bj_out[cont_deriv1-2]-8*bj_out[cont_deriv1-1]+8*bj_out[cont_deriv1+1]-
bj_out[cont_deriv1+2])/(12*dz);
        cont_deriv1=cont_deriv1+1;
    }while(cont_deriv1<n_pontos_tempo-3);
        dj[n_pontos_tempo-3]=(bj_out[n_pontos_tempo-2]-bj_out[n_pontos_tempo-3])/dz;
        dj[n_pontos_tempo-2]=(bj_out[n_pontos_tempo-1]-bj_out[n_pontos_tempo-2])/dz;

//*****Saida da derivada para arquivo se necessario

    cout<<endl<<endl<<" Criando arquivo da derivada do pulso de saida...";
    arq_der.open("\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\derivada.dat",ios::out);
    if(arq_der.fail())
    {
        cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo derivada.dat!";
        exit(0);
    }
    cont_deriv2=1;
    do
    {
        arq_der<<tj[cont_deriv2]<<" "<<real(dj[cont_deriv2])<<endl;
        cont_deriv2=cont_deriv2+1;
    }while(cont_deriv2<n_pontos_tempo-2);
    cout<<endl<<" Arquivo da derivada do pulso de saida criado. Ok!";

}

/*****
*****
***** Calculo do Overshoot Noise
*****
*****/
int onw(void)
{

    deriva());

```

```

tes=0;
cont_der=cont_maximo;
while((tes<(n_pontos_tempo*0.005))&&(cont_der<n_pontos_tempo-3))
{
    if((abs(dj[cont_der])<7e-5))
    {
        tes=tes+1;
    }
    cont_der=cont_der+1;
};

if(tes<(n_pontos_tempo*0.005))
{
    clrscr();
    cout<<endl<<endl<<" Nao foi possivel calcular dados a respeito do Overshoot";
    cout<<"Noise porque o pulso nao se estabiliza (Nenhuma derivada menor que 7e-5)!";
    return(0);
}
else
{
    ampli_per=abs(bj_out[cont_maximo]-bj_out[cont_der]);
    ampli_pat=abs(bj_out[cont_der]+ampli_per*0.1);
    cout<<endl<<" Valor de estabilizacao: "<<abs(bj_out[cont_der])/1e-3<<" [mW]";
    cout<<endl<<" Patamar de interesse para medida do Overshoot Noise: ";
    cout<<abs(ampli_pat)/1e-3<<" [mW]";
    cout<<endl<<" Rout: "<<abs(bj_out[cont_der])/abs(bj_out[6123]);

    cont_x=cont_maximo;
    while(abs(bj_out[cont_x]-ampli_pat)>7e-3)
    {
        cont_x=cont_x-1;
    };

    cont_der=cont_maximo;
    while(abs(bj_out[cont_der]-ampli_pat)>1e-3)
    {
        cont_der=cont_der+1;
    };

    v_onw=tj[cont_der]-tj[cont_x];
    return(1);
}
}

```

```

/*****
*****
***** Copyright
*****
*****/

```

```

void copyright(void)
{
    clrscr();
    cout<<endl<<"\t\t\tCopyright@1997 LCOC - DMO - UNICAMP";
    cout<<endl<<"\t\t\t by Juliano Pavel Brasil Custodio"<<endl;
}

/*****
*****
***** Rotina para o traçado das curvas
*****
*****/

void curva(void)
{
    int erro_curva,cont_pf=1;
    double testep;

    clrscr();
    cout<<endl<<" \N372mero de amplificadores em cascata: ";
    cin>>num_amp;
    clrscr();
    cout<<endl<<" Valor de Rin: ";
    cin>>rin;
    cont_amp=1;
    cont_pot=1;
    n_pot=11;
    dados();
    parametros();
    testep=pin_ini;
    while(cont_pf<n_pot)
    {
        testep=testep*5/2;
            testep=testep*2;
        testep=testep*3/2;
        testep=testep*4/3;
        cont_pf++;
    }
    clrscr();
    cout<<endl<<" Pot\352ncia inicial: "<<pin_ini<<" [W]";
    cout<<endl<<" Pot\352ncia final: "<<testep<<" [W]"<<endl;

    while(cont_pot<n_pot){
        pulso_curva(pin_ini);
            g_0_z();
        integral();
        calculo();
        if(num_amp>1)
        {
            cont_amp=2;
            while(cont_amp<=num_amp)

```

```

        {
            realimenta();
            g_0_z();
            integral();
            calculo();
            cont_amp=cont_amp+1;
        };
    }
erro_curva=on_curva();
cout<<" Contador: "<<cont_pot;
pin_ini=pin_ini*5/2;

cont_amp=1;
cout<<endl<<endl<<" Pont\352ncia de entrada: "<<pin_ini<<" Rin: "<<rin;
pulso_curva(pin_ini);
    g_0_z();
integral();
calculo();
if(num_amp>1)
{
    cont_amp=2;
    while(cont_amp<=num_amp)
    {
        realimenta();
        g_0_z();
        integral();
        calculo();
        cont_amp=cont_amp+1;
    };
}
erro_curva=on_curva();
cout<<" Contador: "<<cont_pot;
pin_ini=pin_ini*2;
cont_amp=1;
cout<<endl<<endl<<" Pont\352ncia de entrada: "<<pin_ini<<" Rin: "<<rin;

pulso_curva(pin_ini);
g_0_z();
integral();
calculo();
if(num_amp>1)
{
cont_amp=2;
while(cont_amp<=num_amp)
{
    realimenta();
    g_0_z();
    integral();
    calculo();
    cont_amp=cont_amp+1;
}
}

```

```

    };
    }
    erro_curva=on_curva();
    cout<<" Contador: "<<cont_pot;
    pin_ini=pin_ini*3/2;
    cont_amp=1;
    cout<<endl<<endl<<" Pont\352ncia de entrada: "<<pin_ini<<" Rin: "<<rin;

    pulso_curva(pin_ini);
    g_0_z();
    integral();
    calculo();
    if(num_amp>1)
    {
    cont_amp=2;
    while(cont_amp<=num_amp)
    {
        realimenta();
        g_0_z();
        integral();
        calculo();
        cont_amp=cont_amp+1;
    };
    }
    erro_curva=on_curva();
    cont_pot=cont_pot+1;
    cout<<" Contador: "<<cont_pot;
    pin_ini=pin_ini*4/3;
    cont_amp=1;
    cout<<endl<<endl<<" Pont\352ncia de entrada: "<<pin_ini<<" Rin: "<<rin;
};
}

```

```

/*****
*****
***** Rotina para entrada de dados necessários para rodar apenas as curvas
*****
*****/
void parametros(void)
{
    char escolhad;
    ofstream cria;

    cria.open("\\Barnabe\\h:\usr\juliano\agrawal\orig.dat",ios::out);
    cria<<"Pin Rout Ramp1 ONW Maximo"<<endl;
    cria.close();

    ini_dados:
    clrscr();

```

```

cout<<endl<<" Valor inicial da potência de entrada de pico (uW): ";
cin>>pin_ini;
pin_ini=pin_ini*pow(10,-6);
clrscr();
cout<<endl<<" Taxa de Transmissão (MHz): ";
cin>>taxa;
taxa=taxa*pow(10,6);
clrscr();
cout<<endl<<" Número de pulsos a se analisar: ";
cin>>npul;
T=1/taxa;
per=npul*T;
clrscr();
cout<<endl<<" Formato do Pulso Supergaussiano (1,2,3,4...).";
cout<<endl<<" Quanto maior o número escolhido, mais quadrado e o pulso: ";
cin>>form;
clrscr();
cout<<endl<<endl<<" Número de amplificadores em cascata: "<<num_amp;
cout<<endl<<" Comprimento de onda: "<<lamb/1e-4<<" [um]";
cout<<endl<<" Tempo de vida dos portadores: "<<ta/1e-9<<" [ns]";
cout<<endl<<" Ganho da seção transversal: "<<a/1e-16<<" e-16 [cm^2]";
cout<<endl<<" Densidade de portadores na transparência: ";
cout<<N/1e18<<" e+18 [portadores/cm^3]";
cout<<endl<<" Potência de entrada de inicial: "<<pin_ini/pow(10,-6)<<" [uW]";
cout<<endl<<" Razão de extinção de do pulso de entrada: "<<rin;
cout<<endl<<" Taxa de Transmissão: "<<taxa/pow(10,6)<<" [MHz]";
cout<<endl<<" Número de pulsos a se analisar: "<<npul<<" pulsos";
cout<<endl<<" Período: "<<T/pow(10,-6)<<" [us]";
cout<<endl<<" Corrente de Alimentação: "<<corr/1e-3<<" [mA]";
cout<<endl<<" G0: "<<10*log10(exp(g0*I))<<" [dB]";
cout<<endl<<" Potência de Saturação: "<<(es/ta/1e-3)<<" [mW]";
cout<<endl<<" Energia de Saturação: "<<(es/1e-12)<<" [pJ]"<<endl;
opcao:
cout<<endl<<"      Confirma dados? (s,n): ";
cin>>escolhad;
if(escolhad!='s')
  if(escolhad!='n')
    {
      cout<<endl<<" Digite apenas 's' ou 'n'";
      goto opcao;
    }
if(escolhad=='n')
  {
    clrscr();
    goto ini_dados;
  }
}

```

```

/*****

```

```

*****
***** Rotina que produz os pulsos de análise para as curvas
*****
*****/

void pulso_curva(double pico)
{
    per=npul*T;
    min1=1/rin;
    dt=per/(n_pontos_tempo-1);
    i=1;
    do
    {
        tj[i]=i*dt;
        i++;
    }while(i<n_pontos_tempo);

    i=1;
    do
    {
        temp=fmod(tj[i],T);
        bj_in[i]=pul_temp(min1,pico,temp,T,form);
        pin[i]=bj_in[i];
        i++;
    }while(i<n_pontos_tempo);
}

/*****
***** Rotina para o Cálculo dos parâmetros do Overshoot Noises
*****
*****/

int on_curva(void)
{
    ofstream curvas;
    stringstream path_curvas;

    deriva();
    tes=0;
    cont_der=cont_maximo;
    while((tes<(n_pontos_tempo*0.005))&&(cont_der<n_pontos_tempo-3))
    {
        if((abs(dj[cont_der])<7e-5))
        {
            tes=tes+1;
        }
        cont_der=cont_der+1;
    };

    if(tes<(n_pontos_tempo*0.005))

```

```

{
    clrscr();
    cout<<endl<<endl<<" Nao foi possivel calcular dados a respeito do Overshoot Noise";
    cout<<" porque o pulso nao se estabiliza (Nenhuma derivada menor que 7e-5)!"<<endl;
    return(0);
}
else
{
    ampli_per=abs(bj_out[cont_maximo]-bj_out[cont_der]);
    ampli_pat=abs(bj_out[cont_der]+ampli_per*0.1);
    cout<<endl<<" Valor de estabilizacao: "<<abs(bj_out[cont_der])/1e-3<<" [mW]";
    cout<<endl<<" Patamar de interesse para medida do Overshoot Noise: ";
    cout<<abs(ampli_pat)/1e-3<<" [mW]";
    cout<<endl<<" Rout: "<<abs(bj_out[cont_der])/abs(bj_out[7144]);
    cout<<endl<<" Valor da linha "<<cont_der<<" dividido pela linha "<<7144;

    cont_x=cont_maximo;
    while(abs(bj_out[cont_x]-ampli_pat)>7e-3)
    {
        cont_x=cont_x-1;
    };

    cont_der=cont_maximo;
    while(abs(bj_out[cont_der]-ampli_pat)>1e-3)
    {
        cont_der=cont_der+1;
    };

    v_onw=tj[cont_der]-tj[cont_x];
    cout<<endl<<" cont_der: "<<cont_der<<" cont_x: "<<cont_x;
    cout<<endl<<endl<<" Escrevendo no arquivo da curva de saida...";
        curvas.open("\\Barnabe\\h:\\usr\\juliano\\agrawal\\orig.dat",ios::app);
    if(curvas.fail())
    {
        cout<<endl<<endl<<" Falha na abertura do arquivo orig.dat!";
        return(0);
    }
    curvas<<pin_ini<<" "<<abs(bj_out[cont_der])/abs(bj_out[7144]);
    curvas<<" "<<abs(ampli_per/(bj_out[cont_der]-bj_out[7144]))<<" "<<v_onw;
    curvas<<" "<<abs(bj_out[cont_maximo])<<endl;
    cout<<endl<<" Fim de escrita!"<<endl;
    curvas.close();
    return(1);
}
}

```

## Apêndice C - Programa do Modelo Baseado nas Equações de Taxa

### Cálculo de $N(z)$ , $ASE(z)$ , Sinal Co-propagante e Contra-propagante

```
(*-----
-----
-----Equações transcendentais a serem resolvidas-----
-----*)

Clear[eq1,eq2,corr,k1,k2,beta1,x,y,R,Pin,den1];
Clear[h,w,d,gama,fs,xval,yval,sol,ks,neff,lamb];

den1=1-(R x y)^2;
eq1=-corr k2+(k1 Pin (1-R)^2 x y)/(SNR den1)+(beta1 (x y-1)*
      (1-R+(1-R) R x y))/(2 den1)+(k1 Pin (1-R)^2 x y)/(4 f R x*
      y+(1-R x y)^2)+(1-beta1) Log[x]==0;
eq2=-corr k2+(beta1 (x y-1)*(1-R+(1-R) R x y))/(2 den1)+(k1*
      Pin (1-R) (R x^2 y^2-1))/(SNR den1)+(k1 Pin (1-R) (R x^2*
      y^2-1))/(4 f R x y+(1-R x y)^2)+(1-beta1) Log[y]==0;

corr=.9;
beta1=10^-4;
h=6.6262 10^-34;
w=2 10^-6;
d=2 10^-7;
gama=.4;
tal=2 10^-9;
a=2.5 10^-20;
lamb=1.55 10^-6;
neff=3.5;
fs=2.9979 10^8/(lamb);
k1=(a tal gama)/(w d h fs);
k2=.5 Log[1/R];
f=0;
ks=2 N[Pi] neff/lamb;
R=.3;
SNR=10^(100/10);
Pin=10^(-40/10) 10^-3/N;
(*Pin=10^-10;*)
sol=FindRoot[{eq1,eq2},{x,10},{y,10},MaxIterations->100];
xval=Re[x /. sol[[1]]];
yval=Re[y /. sol[[2]]];
(*-----
-----
-----a1,a2,lb1,lb2l-----
-----*)

Clear[a1,b1,a2,b2,den2];
```

```

den2=1-(R xval yval)^2;
a1=(k1 Pin (1-R) yval)/(SNR den2)+(beta1/2) (yval (1-R+(1-R) R*
      xval yval))/(den2);
a2=(k1 Pin (1-R) xval^2 yval)/(SNR den2)+(beta1 xval (1-R+(1-R) R*
      xval yval))/(2 den2);
b1=(k1 Pin (1-R) yval)/(den2+4 f R xval yval);
b2=(k1 Pin (1-R) R xval^2 yval)/(den2+4 f R xval yval);

(*-----
-----
-----N(z)-----
-----
-----*)

Clear[u,vari,Jth,q,L,nt,J,n];

q=1.6 10^-19;
nt=0;
L=300 10^-6;
Jth=q d/tal (nt+1/(gama a) (1/L Log[1/R]))/N;
J=.9 Jth;
NN=100;
dz=L/NN//N;
z=Table[0,{i,0,NN}];
n=Table[0,{i,0,NN}];
u=Table[0,{i,0,NN}];
Do[
  Clear[vari,dist,sol1];
  dist=z[[i]]-N[-L/2+(i-1) dz];
  sol1=FindRoot[gama (1-beta1) vari+(a1+b1) Exp[gama vari]-
                (a2+b2)*Exp[-gama vari]==gama (a J tal/(q d)) dist
                ,{vari,1}];
  u[[i]]=vari /. sol1[[1]];
  ,{i,1,NN+1}];
Do[
  n[[i]]=J tal/(q d)/(1-beta1+(a1+b1) Exp[gama u[[i]]]+(a2+b2)*
  Exp[-gama u[[i]]];
  ,{i,1,NN+1}];

(*-----
-----
-----Gráficos-----
-----
-----*)

Clear[norman,normaz,normae,normapos,normaneg];
Clear[lista1,lista2,lista3,lista4];
Clear[fig1,fig2,fig3,fig4];
Clear[ase,sinalpos,sinalneg];

ase=Table[0,{i,0,NN}];

```

```

Do[
  asef[[i]]=N[a1 Exp[gama u[[i]]-beta1/2+a2 Exp[-gama*
    u[[i]]-beta1/2];
  ,(i,1,NN+1)
];

sinalpos=Table[0,{i,0,NN}];
Do[
  sinalpos[[i]]=N[b1 Abs[Exp[.5 gama u[[i]]]^2];
  ,(i,1,NN+1)
];

sinalneg=Table[0,{i,0,NN}];
Do[
  sinalneg[[i]]=N[b2 Abs[Exp[-.5 gama u[[i]]]^2];
  ,(i,1,NN+1)
];

norman=Max[n];
normaz=Max[z];
normae=Max[ase];
normapos=Max[sinalpos];
normaneg=Max[sinalneg];

lista1=Table[{z[[i]]/normaz,n[[i]]/norman},{i,1,NN+1}];
lista2=Table[{z[[i]]/normaz,ase[[i]]/normae},{i,1,NN+1}];
lista3=Table[{z[[i]]/normaz,sinalpos[[i]]/normapos},{i,1,NN+1}];
lista4=Table[{z[[i]]/normaz,sinalneg[[i]]/normaneg},{i,1,NN+1}];

fig1=ListPlot[lista1,PlotJoined->True,PlotRange->{0,1.2},
  PlotLabel->"N(z)",Frame->True,
  GridLines->Automatic,
  FrameLabel->{"Distância Normalizada",
    "Densidade de Portadores"}];

fig2=ListPlot[lista2,PlotJoined->True,PlotRange->{0,1.2},
  PlotLabel->"ASE",Frame->True,
  GridLines->Automatic,
  FrameLabel->{"Distância Normalizada",
    "Emissão Espontânea Normalizada"}];

fig3=ListPlot[lista3,PlotJoined->True,PlotRange->{0,1.2},
  PlotLabel->"Sinal Amplificado",Frame->True,
  GridLines->Automatic,
  FrameLabel->{"Distância Normalizada",
    "Campos Amplificados na direção z+"}];

fig4=ListPlot[lista4,PlotJoined->True,PlotRange->{0,1.2},
  PlotLabel->"Sinal Amplificado",Frame->True,
  GridLines->Automatic,
  FrameLabel->{"Distância Normalizada",
    "Campos Amplificados na direção z-"}];

SetDirectory["/export/home/DMO/julianop/dados"];

```

```
(*SetDirectory["/home/tampa_a/guest/pablo/juliano"];*)
SetOptions[TableForm,TableSpacing->{0,3}];
Put[OutputForm[TableForm[Table[{NumberForm[z[[i]]/normaz,
NumberFormat->(SequenceForm[#1,"e",#3]&)],
NumberForm[n[[i]]/norman,NumberFormat->(SequenceForm[#1,
"e",#3] &)]},{i,1,NN}]]], "n.dat"];
Put[OutputForm[TableForm[Table[{NumberForm[z[[i]]/normaz,
NumberFormat->(SequenceForm[#1,"e",#3]&)],
NumberForm[ase[[i]]/normae,NumberFormat->(SequenceForm[
#1,"e",#3]&)]},{i,1,NN}]]], "ase.dat"];
Put[OutputForm[TableForm[Table[{NumberForm[z[[i]]/normaz,
NumberFormat->(SequenceForm[#1,"e",#3]&)],
NumberForm[sinalpos[[i]]/normapos,NumberFormat->(
SequenceForm[#1,"e",#3]&)]},{i,1,NN}]]], "spos.dat"];
Put[OutputForm[TableForm[Table[{NumberForm[z[[i]]/normaz,
NumberFormat->(SequenceForm[#1,"e",#3]&)],
NumberForm[sinalneg[[i]]/normapos,NumberFormat->(
SequenceForm[#1,"e",#3]&)]},{i,1,NN}]]], "sneg.dat"];
```

## Cálculo do ganho

```
Clear[SNR,G,fig5,lista5,PP];

PP=29;
G=Table[0,{i,0,PP}];
xval=Table[0,{i,0,PP}];
yval=Table[0,{i,0,PP}];
SNR=10^(100/10);
Print["i Pin G xval yval"]
Do[
Clear[Pin,x,y,xval,yval];
Pin=2^(i-1) 10^-10/N;
sol=FindRoot[{eq1,eq2},{x,1},{y,100},MaxIterations->100];
xval=Re[x /. sol[[1]]];
yval=Re[y /. sol[[2]]];
G[[i]]=N[(((1-R)^2 xval yval)/((1-R xval yval)^2+4 R xval*
yval f)];
Print[i," ",Pin," ",G[[i]]," ",xval," ",
yval];
,{i,1,PP+1}
];

lista5=Table[{N[2^(i-1) 10^-10],G[[i]]/N},{i,1,PP+1}];
Print["SNR: ",SNR];
(*fig5=ListPlot[lista5,PlotJoined->True,PlotRange->All,
PlotLabel->"Ganho",Frame->True,
GridLines->Automatic,
FrameLabel->{"Pin [Watts]",
"Ganho [dB]"}];*)
```

```
(*SetDirectory["/export/home/DMO/julianop/dados"];*)
SetDirectory["/home/tampa_a/guest/pablo/juliano"];
SetOptions[TableForm,TableSpacing->{0,3}];
Put[OutputForm[TableForm[Table[{NumberForm[N[2^(i-1) 10^-10],
NumberFormat->(SequenceForm[#1,"e",#3]&)],
NumberForm[G[[i]],NumberFormat->(
SequenceForm[#1,"e",#3]&)]},{i,1,PP+1}]]], "ganho.dat"];
```

## Cálculo da Figura de Ruído

```
Clear[fi];
fi=Table[0,{j,0,PP}];
Do[
Clear[Pin,x,y,xval,yval,a1,b1,sol];
Pin=2^(j-1) 10^-10/N;
sol=FindRoot[{eq1,eq2},{x,1},{y,100},MaxIterations->100];
xval=Re[x /. sol[[1]]];
yval=Re[y /. sol[[2]]];
a1=(k1 Pin (1-R) yval)/(SNR den2)+(beta1/2) (yval (1-R+(1-R) R*
xval yval))/(den2);
b1=(k1 Pin (1-R) yval)/(den2+4 f R xval yval);
fi[[j]]=((a1 xval-beta1 .5) SNR)/(b1 xval);
Print[j," ",Pin," ",fi[[j]]," ",xval," ",
yval];
,{j,1,PP+1}
]
```

```
(*SetDirectory["/export/home/DMO/julianop/dados"];*)
SetDirectory["/home/tampa_a/guest/pablo/juliano"];
SetOptions[TableForm,TableSpacing->{0,3}];
Put[OutputForm[TableForm[Table[{NumberForm[N[2^(i-1) 10^-10],
NumberFormat->(SequenceForm[#1,"e",#3]&)],
NumberForm[fi[[i]],NumberFormat->(
SequenceForm[#1,"e",#3]&)]},{i,1,PP+1}]]], "fi.dat"];
lista7=Table[{N[2^(i-1) 10^-10],fi[[i]]/N},{i,1,PP+1}];
ListPlot[lista7,
PlotRange->All,PlotJoined->True];
```

## Apêndice D - Métodos Numéricos

### *Runge-Kutta de 4.<sup>a</sup> ordem*

Este é um método de solução de equações diferenciais ordinárias de primeira e segunda ordem comumente utilizado. Suponha-se que se isole o termo que contém a derivada de primeira ordem de uma equação diferencial ordinária de primeira ordem. Neste caso ter-se-á

$$\frac{df(x)}{dx} = F(x, f(x))$$

**equação 1**

Se a função  $f$  for discretizada em  $n$  pontos denominados de  $x_i$ , o método diz que

$$\begin{aligned}f(x_{i+1}) &= f(x_i) + \frac{1}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \\k_1 &= h F(x_i, f(x_i)) \\k_2 &= h F\left(x_i + \frac{h}{2}, f(x_i) + \frac{k_1}{2}\right) \\k_3 &= h F\left(x_i + \frac{h}{2}, f(x_i) + \frac{k_2}{2}\right) \\k_4 &= h F(x_i + h, f(x_i) + k_3)\end{aligned}$$

**equação 2**

- $T$  - Temperatura absoluta [Kelvin]
- $V$  - Diferença de potencial aplicada à junção [Volts]
- $w$  - Largura da região ativa [m]

### Capítulo 3

- $\alpha$  - Coeficiente de absorção ou perda do meio [ $m^{-1}$ ]
- $\alpha_0 = -g_0 (1 - j\beta) / [2(1 + P_c)]$
- $\alpha_{int}$  - Perdas internas à cavidade ( $cm^{-1}$ )
- $\beta$  - Fator de emissão espontânea
- $\beta_c$  - Fator de melhora da largura de linha (antiguiamento)
- $\Delta k = k_{1s} - k_{2s}$  [rad/m]
- $\bar{\epsilon}$  - Componente contínua da variação da permissividade elétrica, devido à variação da densidade de portadores, após a inversão de população [F/m]
- $\tilde{\epsilon}$  - Componente alternada da variação da permissividade elétrica, devido à variação da densidade de portadores, após a inversão de população [F/m]
- $\epsilon_{sc1}$  - Permissividade dielétrica relativa do sinal  $B(z)$  no dispositivo semiconductor, sem a injeção de corrente
- $\epsilon_{sc}(\omega)$  - Permissividade elétrica do dispositivo na ausência de corrente elétrica.
- $\epsilon_N(N)$  - Variação da permissividade elétrica do dispositivo devido à presença de corrente elétrica e à variação da densidade de portadores.
- $\bar{\epsilon}(z)$  - Componente contínua da variação da permissividade elétrica com a densidade de portadores.
- $\tilde{\epsilon}(z)$  - Componente alternada da variação da permissividade elétrica com a densidade de portadores.
- 
- $\Gamma$  - Fator de confinamento
- $\chi$  - Susceptibilidade linear do semiconductor
- $\nu$  - Frequência do feixe óptico incidente [Hz]

- $v_1 = k_{1s} / (\epsilon_{sc1} \omega_1)$  [m/s]
- $\nu_s$  - Frequência dos fotons gerados [Hz]
- $\omega$  - Frequência óptica do sinal incidente [rad/s]
- $\omega_0$  - Frequência de transição atômica do material [rad/s]
- $\Omega = \omega_0 - \omega_1$  [rad/s]
- $\rho$  - Densidade de cargas [ $m^{-3}$ ]
- $\sigma_g$  - Coeficiente de ganho diferencial da região ativa [ $m^2$ ]
- $\sigma_m$  - Área da secção transversal do modo de guia de onda [ $cm^2$ ]
- $\tau$  - Tempo de vida médio dos portadores elétricos [s]
- $\tau_c$  - Tempo de vida dos portadores elétricos [s]
- $\tau_p$  - Tempo médio de vida do fóton na cavidade
- $A(z,t)$  - Envoltória do sinal
- $b_0(t)$  - Sinal óptico quasi-monocromático, na frequência  $f_{1c}$  - Velocidade de grupo na região ativa [m/s]
- $B_0$  - Sinal óptico monocromático, na frequência  $f_0$
- $\vec{B}$  - Densidade de fluxo magnético [A Henry /  $m^2$ ]
- $d$  - Espessura do guia óptico da região ativa [m]
- $D$  - Deslocamento elétrico total [Coulombs/ $m^2$ ] $E_0$  - Campo elétrico incidente no dispositivo (em  $z = 0$ )
- $\vec{D}$  - Densidade de fluxo elétrico [C /  $m^2$ ]
- $f = \text{sen}^2[(k_s - k_r) L]$
- $f_s$  - Frequência do sinal óptico incidente [Hz]
- $F^\pm$  Amplitude de campo amplificada co-propagante e contra-propagante [ $m^{-3/2}$ ]
- $F(x,y)$  - Perfil da distribuição transversal do campo no modo fundamental
- $g_0$  - Ganho de pico do amplificador, determinado pela corrente de bombeio [ $cm^{-1}$ ]
- $g(\omega)$  - Coeficiente de ganho [ $cm^{-1}$ ]
- $G_n = \frac{\Delta I V_g \sigma_g}{V}$
- $h$  - Constante de Planck [ $6,38 \times 10^{-34} \text{ W.s}^2$ ]
- $h(t) = \int_0^L g(z, t) dz$

- $I$  - Razão  $J/J_{th}$
- $I_0$  - Corrente que possibilita a transparência
- $J_{th}$  - Densidade de corrente de limiar [ $A/m^2$ ] $J$  - Densidade de corrente injetada transversalmente à superfície da região ativa [ $A/m^2$ ]
- $k_0$  - Constante de propagação do sinal  $B(z)$  no vácuo [rad/m]
- $k_1$  - Constante de propagação do sinal  $b(z,t)$  no vácuo [rad/m]
- $k_{0s}$  - Constante de propagação do sinal  $B(z)$  no dispositivo semiconductor, sem a injeção de corrente [rad/m]
- $k_{1s}$  - Constante de propagação do sinal  $b(z,t)$  no dispositivo semiconductor, sem a injeção de corrente [rad/m]
- $k_r$  - Constante de propagação dos modos ressonantes da cavidade Fabry-Perot
- $k_s$  - Constante de propagação do sinal incidente no guia da região ativa do SOA [ $m^{-1}$ ]
- $K_1 = \frac{\sigma_g \tau_c \Gamma}{w d h f_s}$
- $K_2 = \frac{\Gamma L \sigma_g J_{th} \tau_c}{2 q d}$
- $L$  - Comprimento da cavidade [m]
- $\vec{M}$  - Vetor Polarização Magnética
- $n_{eff}$  - Índice de refração efetivo do guia retangular formado pela junção semicondutora
- $n(z,t)$  - Parcela alternada da densidade de portadores
- $N$  - Densidade de portadores no guia óptico da região ativa [ $m^{-3}$ ]
- $N_0$  - Número de portadores na transparência
- $N_t$  - Densidade de portadores na transparência [ $m^{-3}$ ]
- $\bar{N}(z)$  - Parcela contínua da densidade de portadores
- $P(t,z)$  - Potência ao longo do amplificador [mW]
- $P_0(z)$  - Distribuição da intensidade de potência normalizada [ $1/m^2$ ]
- $P_s$  - Densidade de potência de saturação [ $W/m^2$ ]
- $P_{out}^S$  é a potência de saída que acarreta a queda do ganho do amplificador para a metade do seu valor de pico.
- $\vec{P}$  - Vetor Polarização Elétrica
- $q$  - Carga do elétron [ $1.6 \cdot 10^{-19}$  Coulombs]

- $R$  - Refletividade dos espelhos (Assume-se que os espelhos, de ambos os lados, possuem igual refletividade)
- $R_1$  e  $R_2$  - Refletividades dos espelhos
- SNR - Relação Sinal-Ruído na entrada do dispositivo
- $t_i = i \Delta t \Leftrightarrow i = 0, 1, 2, \dots, T/(\Delta t) - 1$
- $T$  - Período temporal considerado para se resolver as equações (podendo ser o período de um pulso, ou mais, se desejado)
- $T_2$  - Tempo de relaxação do dipolo [s]
- $u(z)$  - Função auxiliar
- $v_g$  - Velocidade de grupo. Nos lasers, esta velocidade é, aproximadamente, igual a velocidade da luz no meio (cm/s)
- $V$  - Volume da cavidade [cm<sup>3</sup>]
- $x = e^{\Gamma u(L/2)}$
- $X^\pm$  - Densidade de fons gerados pelo processo de emissão espontânea que se propaga pelo SOA no sentido co-propagante e contra-propagante [m<sup>-3</sup>]
- $\hat{x}$  - Vetor unitário de polarização da direção do eixo x
- $y = e^{-\Gamma u(-L/2)}$
- $z_j = j \Delta z \Leftrightarrow j = 0, 1, 2, \dots, L/(\Delta z) - 1$

## Referências Bibliográficas

---

- <sup>1</sup> Agrawal, G. P., *Fiber-Optic Communication Systems*, ed. por K. Chang (Wiley Series in Microwave and Optical Engineering, New York, 1992), Cap. 3
- <sup>2</sup> Paul E. Green, Jr, *Fiber Optic Networks*, Prentice Hall, New Jersey, 1993, Cap. 5
- <sup>3</sup> M. J. Adams, J. V. Collins, e I. D. Henning, *Analysis of semiconductor laser optical amplifiers*, IEE Proceedings, vol. 132, pt. J, nº 1 Fevereiro - 1985, págs. 58 - 63
- <sup>4</sup> Brosson, Philippe, *Analytical Model of a Semiconductor Optical Amplifier*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 12, nº 12, Janeiro - 1994, págs. 49 - 54
- <sup>5</sup> E. Conforti, S. H. Ho e S. M. Kang, *Optical Power Budget Allocation in Linear Embedding and Active Delimitation Electro-Optic Router Network*, Proceedings da 1995 SBMO/IEEE MIT - S. International Microwave and Optoelectronics Conference, Vol. 2, pp. 641 - 646, 24 - 27 de julho/1995, Rio de Janeiro
- <sup>6</sup> J. Sarma, R. Balasubramanyan, K. A. Shore, *Analytical solution of amplitude and phase modulation in semiconductor traveling-wave optical amplifiers subject to transient optical signals*, Journal of Optical Society of America B, vol. 9, nº 2, Fevereiro 1992, págs. 223 - 231
- <sup>7</sup> G. P. Agrawal, *Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor laser and amplifiers*, Journal of Optical Society of America B 5, 1988 págs. 147 - 158
- <sup>8</sup> A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books, 1986, Cap. 7
- <sup>9</sup> Agrawal G. P. e Dutta N. K., *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 1993, Cap. 2
- <sup>10</sup> Agrawal G. P. e Olsson N. A., "Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers", *J. of Quantum Electronics*, vol. 25, nº 11, páginas 2297 - 2306, Novembro - 1989
- <sup>11</sup> Donald L. Lee, *Electromagnetic Principles for Integrated Optics*, John Wiley & Sons, 1986, Cap. 4