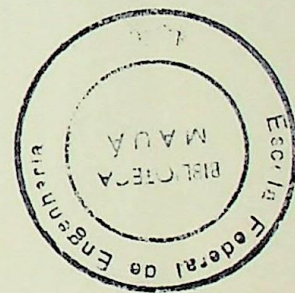


ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

"FONTE COM POLARIZAÇÃO E MODULAÇÃO
CONTROLADAS PARA DIODO LASER"



RAMIRO ROMANKEVICIUS COSTA

ORIENTADOR:

PROF. JOSÉ ANTÔNIO JUSTINO RIBEIRO

271
71

ITAJUBÁ - MG

1995

CLASS. 621.382.2 (043.2)

CUTTER. C837f

TOMBO. 784

EFEI / BIBLIOTECA

ESTE LIVRO DEVE SER DEVOLVIDO NA
ÚLTIMA DATA CARIMBADA .

28/05/97		
4-6-99		
18.6.99		
20.7.99		
27/08/99		
28.8.99		
04.9.99		
~		
13/09/99		
23/09/99		
02.10.99		
09/10/99		
21/10/99		
05.11.99		
16.11.99		
26.11.99		
03.12.99		
~		
04/09/02		



Ministério da Educação e do Desporto
ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
Pró-Diretoria de Pesquisa e Pós-Graduação

A N E X O I

PRONUNCIAMENTO DA BANCA EXAMINADORA

A Banca Examinadora, abaixo assinada, nomeada por Portaria nº 101 de 23/03/95, considerando o resultado do Julgamento da Prova de Defesa Pública da Dissertação de Mestrado intitulada: "Fonte com Polarização e Modulação Controladas para Diodo Laser" apresenta pronunciamento no sentido de que o Coordenador dos Cursos de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Escola Federal de Engenharia de Itajubá solicite ao DRA (Departamento de Registro Acadêmico) a expedição do título de Mestre em Ciências em Engenharia Elétrica, na Área de Eletrônica, satisfeitas as demais exigências regimentais, a Ramiro Romankevicius Costa.

Itajubá, 24 de Março de 1995.

Prof. José Edimar Barbosa Oliveira
1º Examinador - ITA

Prof. Tales Cleber Pimenta
2º Examinador - EFEI

Prof. José Antônio Justino Ribeiro
3º Examinador - EFEI (Orientador)



Ministério da Educação e do Desporto
 ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
 Pró-Diretoria de Pesquisa e Pós-Graduação

A N E X O I I

FOLHA DE JULGAMENTO DA BANCA EXAMINADORA

Título da Dissertação "Fonte com Polarização e Modulação Controladas para Diodo Laser".

Autor: RAMIRO ROMANKEVICIUS COSTA

JULGAMENTO

EXAMINADORES	CONCEITO	RUBRICA
1º	A	<i>José Edimar Barbosa Oliveira</i>
2º	A	<i>Tales Cleber Pimenta</i>
3º	A	<i>José Antônio Justino Ribeiro</i>
4º	XXXXXXXXXXXXXXXXXX	XXXXXXXXXXXXXXXXXX

Resultado Médio: Conceito A, ou seja, aprovado

Observações: _____

Itajubá, 24 de Março de 1995.

José Edimar Barbosa Oliveira
 Prof. José Edimar Barbosa Oliveira
 1º Examinador - ITA

Tales Cleber Pimenta
 Prof. Tales Cleber Pimenta
 2º Examinador - EFEI

José Antônio Justino Ribeiro
 Prof. José Antônio Justino Ribeiro
 3º Examinador - EFEI (Orientador)

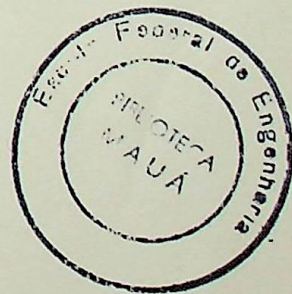
AGRADECIMENTOS

Ao Professor José Antônio Justino Ribeiro, pela confiança e dedicação ao longo deste trabalho.

À minha esposa Sílvia, pela paciência e incentivo.

Aos amigos do laboratório Graça, João Eustáquio e Túlio, pela compreensão.

Aos saudosos amigos Pedro Markevicius e Carlos Gilberto de Figueiredo, pela oportunidade de sua amizade.



DEDICATÓRIA

Este trabalho foi desenvolvido em função da necessidade de uma
investigação sobre a situação da saúde mental dos brasileiros em
relação ao uso de drogas, com o objetivo de proporcionar uma
visão geral da situação da população em geral, bem como a
situação de alguns grupos específicos, como os estudantes de
universidade, a fim de possibilitar a identificação de problemas de
saúde mental e a adoção de medidas preventivas e terapêuticas
adequadas, visando a diminuir os danos causados pelo uso de
drogas.

O presente trabalho pretende analisar e discutir as
prevalências de uso de drogas para proporcionar a identificação
dos fatores de risco e a adoção de medidas preventivas e
terapêuticas adequadas.

Aos meus pais,
Ramon e Petronilha.

RESUMO

As características de saída (comprimento de onda e potência óptica) de diodos laser semicondutores são fortemente dependentes da corrente de polarização e da temperatura. Fontes de potência para alimentar tais dispositivos devem monitorar e controlar estas grandezas para se garantir a estabilidade da potência óptica de saída, tanto em regime permanente quanto sob condições dinâmicas, quando o diodo laser for submetido a um sinal de modulação.

O presente trabalho pretende estudar e testar um protótipo de uma fonte para polarizar e controlar os níveis de modulação da potência óptica de saída de um diodo laser.

ABSTRACT

The output characteristics (wavelength of optical power) of semiconductor laser diodes depend strongly on the bias current and the temperature. Power supplies that these devices have to monitor and controller these parameters in order to provide the stability of output optical power, either in static regime or under dynamic conditions, when the laser diodes is modulated.

The present work intend studying and testing a supply prototype used to bias and controller the modulation levels of output optical of the laser diode.

ÍNDICE

Capítulo I:	INTRODUÇÃO	1
1.1	- A importância do diodo laser nas comunicações	1
1.2	- Resumo histórico	2
1.3	- Principais aplicações	5
1.4	- Proposta de trabalho	7
Capítulo II:	CARACTERIZAÇÃO DO DIODO LASER	10
2.1	- Teorias para análise do Diodo Laser	10
2.2	- Níveis de energia	10
2.3	- Densidade de estados	13
2.4	- Banda proibida direta e indireta	14
2.5	- Inversão de população	15
2.6	- Recombinação estimulada	16
2.7	- Conceitos básicos dos lasers semicondutores	17
2.8	- Ganho óptico	18
2.9	- Estruturas de diodos lasers	19
2.10	- Corrente de Limiar	23
2.11	- Temperatura de Operação	26
2.12	- Modulação	26
2.12.1	- Modulação em amplitude	26
2.12.2	- Modulação por pulsos	28
2.12.2.1	- Modulação de pulsos através da corrente de excitação	29
2.12.2.2	- Modulação por largura de pulso	30
2.13	- Simulação	30
2.13.1	- Comportamento dinâmico dos lasers de injeção	31
Capítulo III:	CIRCUITO EQUIVALENTE DE UM DIODO LASER DE DUPLA HETEROJUNÇÃO	39
3.1	- Proposições iniciais para o modelo	39
3.2	- Definições dos parâmetros mais importantes	39
3.2.1	- Densidade de portadores	39
3.2.2	- Estrutura da banda de energia	40
3.2.3	- Ionização de impurezas	42
3.2.4	- Recombinação	44

3.2.5 - Característica corrente versus tensão	46
3.3 - Circuito equivalente do diodo laser	48
3.3.1 - Taxa de emissão estimulada	51
3.4 - Parâmetros do circuito equivalente	52
3.5 - Simulação	55
Capítulo IV: POLARIZAÇÃO COMPENSADA PARA DIODO LASER	57
4.1 - Introdução	57
4.2 - Malha de controle da corrente contínua de pré-polarização do diodo laser	57
4.2.1 - Pré-polarização acima do limiar	61
4.2.2 - Pré-polarização abaixo do limiar	64
4.3 - Malha de controle da corrente de modulação	66
4.4 - Simulação	69
4.4.1 - Simulação da malha de controle de pré-polarização	69
4.4.2 - Simulação da malha de controle da corrente de modulação	74
4.6 - Comentários	77
Capítulo V: IMPLEMENTAÇÃO DO PROTÓTIPO	78
5.1 - Introdução	78
5.2 - Fonte de corrente controlada por tensão	78
5.2.1 - Espelho de corrente básico	79
5.2.2 - Fonte de corrente I_D	82
5.2.3 - Fonte de corrente I_D e I_{XMOD}	83
5.2.4 - Fonte de corrente I_{MOD}	87
5.2.5 - Amplificador de corrente	87
5.3 - Detectores de pico	90
5.4 - Somador/subtrator	94
5.5 - Modulador digital	97
5.6 - Amplificador do foto-detector	100
5.7 - Dissipador de calor ativo Peltier	102
5.8 - Resposta do circuito com malha fechada H	104
5.9 - Comentários	105
Capítulo VI: COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES	107
6.1 - Conclusão do trabalho	107



6.2 - Proposta para novos trabalhos	108
Apêndice 1	110
Apêndice 2	113
Apêndice 3	114
Apêndice 4	117
Apêndice 5	121
Bibliografia	127

LISTA DE TABELAS

CAPÍTULO II

Tabela 2.1 Dimensões típicas da cavidade de um diodo laser	33
Tabela 2.2 Característica de um diodo laser GaAs/GaAlAs. . .	33
Tabela 2.3 Característica elétricas típicas de um diodo laser moderno	34

CAPÍTULO III

Tabela 3.1 Valores adotados das referências [20] e [21]. . .	52
Tabela 3.2 Valores adotados da referência [22]	53
Tabela 3.3 Valores calculados para $C_0=10\text{pF}$	54

LISTA DE FIGURAS

CAPÍTULO II

- Fig. 1.1 Montagem e encapsulamento de um diodo laser
semicondutor 4

CAPÍTULO II

- Fig. 2.1 Diagrama de faixas de energia para elétrons na estrutura
cristalina de um semicondutor. 11
- Fig. 2.2 Níveis de energia de um cristal com (a) banda proibida
indireta e (b) banda proibida direta 14
- Fig. 2.3 Absorção de um fóton em um semicondutor devido a
transição de um elétron (a) da banda de valência
para (b) a banda de condução 15
- Fig. 2.4 Na energia $h\nu$ o sinal da absorção é invertido resultando
na amplificação. Os pontos denotam estados ocupados
e os círculos estados vazios 16
- Fig. 2.5 A (a) absorção a $T = 0K$ e (b) emissão de um fóton,
com inversão de população a $T = 0K$ 17
- Fig. 2.6 Esquema da cavidade de um diodo laser. 18
- Fig. 2.7 Regiões de ganho ópticos e absorção de um diodo
laser semicondutor para diversas intensidades de
inversão de população. 19
- Fig. 2.8 Homojunção de semicondutores 20
- Fig. 2.9 Detalhe de uma heterojunção. 20
- Fig. 2.10 Dupla heteroestrutura (DH) 21
- Fig. 2.11 Heteroestrutura enterrada (BH) 21

Fig. 2.12	Espectro de emissão típico de um laser semicondutor.	22
Fig. 2.13	Estrutura de um diodo laser com realimentação distribuída (DFB).	22
Fig. 2.14	Tipos de estruturas de diodos lasers de acordo com Martins [32]	23
Fig. 2.15	Armazenamento de portadores (a) abaixo e (b) acima do limiar.	24
Fig. 2.16	Característica estática típica de um diodo laser e sua variação com a temperatura	25
Fig. 2.17	Resposta em frequência do diodo laser de GaAs.	27
Fig. 2.18	Comportamento do sistema das Equações (2.17) em resposta a um degrau de corrente de amplitude $2I_L$. Com taxa de emissão estimulada dada por (2.18)	35
Fig. 2.19	Comportamento dinâmico das Equações (2.17) com taxa de emissão estimulada dada pela Equação (2.22)	36
Fig. 2.20	Família de curvas para uma variação de temperatura	37

CAPÍTULO III

Fig. 3.1	Diagrama de energia de uma heterojunção $p-n$	40
Fig. 3.2	Aproximação da relação y_{NE} pela função $\alpha_1 N_E$	41
Fig. 3.3	Aproximação da relação y_{PE} pela função $\alpha_1 P_E$	42
Fig. 3.4	Aproximação da fração de impurezas ionizadas N_A^-/N_A pela função $1-(BP_E/N_E)$	43

Fig. 3.5	Modelo de um diodo laser para correntes acima do limiar onde $I_{sp} = \alpha(aI_1 + b(I_1)^2)$ e $I_g = P_n G$	50
Fig. 3.6	Resposta para um degrau de corrente de excitação de 40mA e $C_o = 10pF$	55
Fig. 3.7	Resposta para um degrau de corrente de excitação 40mA e $C_o = 1pF$	55
Fig. 3.8	Resposta a um trem de pulsos	56
CAPÍTULO IV		
Fig. 4.1	Potência óptica de saída versus corrente de injeção de um laser semiconductor	58
Fig. 4.2	Esquema generalizado do controle da polarização empregando estabilização compensada.	59
Fig. 4.3	Diagrama do circuito de controle da polarização e modulação com uso da malha de realimentação.H.	69
Fig. 4.4	Característica $P_{out} \times I_T$ de um laser de injeção, mostrando a eficiência inicial e a degradada	70
Fig. 4.5	Característica P_{out} versus I_D	70
Fig. 4.6	Trem de pulsos de excitação com período de 1ns	71
Fig. 4.7	Resposta do diodo laser para o trem de pulsos da Figura 4.6 com $C_a = 1pF$	71
Fig. 4.8	Corrente de pre-polarização I_a do diodo laser com $C_a = 1pF$	72
Fig. 4.9	Resposta do diodo laser para o trem de pulsos da Figura 4.6 com $C_a = 1nF$	72

Fig. 4.10	Corrente de pré-polarização do diodo laser para com $C_a=1nF$	73
Fig. 4.11	Resposta do diodo laser degradado com $C_a=1nF$	73
Fig. 4.12	Corrente de pré-polarização I_a do diodo laser degradado com $C_a=1nF$	74
Fig. 4.13	Trem de pulsos com largura de $1ns$	75
Fig. 4.14	Resposta de um diodo laser sem degradação para uma fonte com malha de controle de realimentação H	76
Fig. 4.15	Corrente de modulação para um diodo laser sem degradação	76
Fig. 4.16	Resposta do diodo laser degradado.	77
Fig. 4.17	Corrente de modulação I_{MOD} para o laser degradado	77

CAPÍTULO V

Fig. 5.1	Fonte ideal de corrente (a) e sua característica V versus I (b)	78
Fig. 5.2	Característica V versus I de um fonte de corrente semicondutora controlada por tensão.	79
Fig. 5.3	Circuito básico de um espelho de corrente <i>nnp</i> (a) e <i>pnnp</i> (b).	80
Fig. 5.4	Fonte de corrente I_b	82
Fig. 5.5	Esquema do circuito para ajuste da fonte I_b (a) e característica V_{in} versus I_b (b)	84
Fig. 5.6	Esquema da fonte de I_b (a) e a respectiva característica V versus I (b)	85

Fig. 5.7	Esquema da fonte de I_{XMOD} (a) e a respectiva característica V versus I (b).	86
Fig. 5.8	Esquema da fonte de I_{MOD} (a) e a respectiva característica V versus I (b)	88
Fig. 5.9	Esquema do amplificador de corrente A (a) e a respectiva característica I_a versus I_L (b)	89
Fig. 5.10	Diagrama do filtro passa-alta da entrada dos detectores de pico	90
Fig. 5.11	Resposta no tempo (a) e na frequência (b) do filtro passa-alta	91
Fig. 5.12	Detector de pico positivo (a) e negativo (b)	91
Fig. 5.13	Circuito detector de pico positivo com detalhe das formas de ondas na entrada e saída	93
Fig. 5.14	Resposta dos detectores de pico positivo e negativo a uma sinal de entrada.	94
Fig. 5.15	Circuito somador/subtrator genérico.	94
Fig. 5.16	Circuito somador/subtrator	96
Fig. 5.17	Diagrama do amostrador	97
Fig. 5.18	Circuito do amostrador $XMOD$.	97
Fig. 5.19	Circuito do amostrador MOD	98
Fig. 5.20	Resposta do amostradores $XMOD$.	99
Fig. 5.21	Resposta do amostradores e $XMOD$.	99
Fig. 5.22	Conversor corrente em tensão.	100

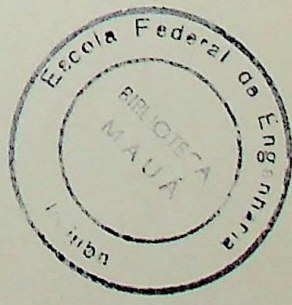
Fig. 5.23 Característica I versus V sem degradação (a) e com degradação de 50% (b) 101

Fig. 5.24 Circuito para controle de temperatura proposto pelo fabricante (Lasertron) 102

Fig. 5.25 Esquema completo da fonte de corrente de pré-polarização (I_a) e modulação (I_{MOD}) para diodos laser. 103

Fig. 5.26 Resposta do circuito da Figura 5.25, a um trem de pulsos 104

Fig. 5.27 Resposta do circuito para um degradação de 50%. . 105



LISTA DE SÍMBOLOS

a	- constante
A	- ganho em corrente do amplificador de corrente A
A_{ra}	- área da região ativa
b	- constante
B_1	- constante
B	- constante
c	- velocidade da luz no vácuo
C_0	- capacitância devido a cargas espaciais com tensão zero
C_1	- capacitor do detector de pico positivo
C_2	- capacitor do detector de pico negativo
C	- constante térmica [$m^3 K^3/s$]
C_a	- capacitor do filtro passa-baixas da entrada do amplificador de corrente A
C_s	- capacitância devido a cargas espaciais
d	- espessura da região ativa
D	- constante
D_s	- sinal binário da entrada moduladora
\bar{D}_s	- valor médio de D_s
E_c	- nível de energia da banda de condução
E_v	- nível de energia da banda de valência
E_g	- diferença de energia da banda proibida do semiconductor
E	- energia em uma posição qualquer da banda
E_F	- energia correspondente ao nível de Fermi
E_{Fc}	- energia no nível quasi-Fermi de condução
E_{Fv}	- energia no nível quasi-Fermi de valência
f_{evt}	- frequência da envoltória
f_{mod}	- frequência do sinal modulante
F_c	- nível de Fermi do elétron
F_v	- nível de Fermi da lacuna
$\mathcal{F}_{1/2}$	- integral de Fermi-Dirac
G_{op}	- ganho óptico da região ativa
G, g	- taxa de emissão estimulada
h	- constante de Planck
h_{fe}	- ganho de corrente do transistor
\hbar	- constante de Planck reduzida
H	- ganho de malha fechada

- I_1 - corrente que flui através dos diodos D_1 e D_2
 I_{o1} - corrente de fuga através do diodo D_1
 I_{o2} - corrente de fuga através do diodo D_2
 I_{10} - corrente I no estado estacionário ($n=n_s$)
 I - corrente no terminal de entrada do diodo laser
 I_a - corrente de pré-polarização
 I_b - corrente de referência para a pré-polarização
 I_c - corrente de coletor
 I_{co} - corrente de saturação reversa do coletor
 I_d - corrente instantânea do foto-detector
 \bar{I}_d - valor médio da corrente do foto-detector
 I_e - corrente devido a recombinação espontânea radioativa
 I_L - corrente de limiar
 I_M - corrente de modulação instantânea
 I_{MOD} - corrente de modulação
 I_{ph} - corrente através do foto-detector
 I_t - corrente total através do diodo laser devido a taxa r_t
 I_{T0} - corrente I_T para $D_s=0$
 I_{T1} - corrente I_T para $D_s=1$
 I_x - corrente instantânea de compensação da modulação
 \bar{I}_x - valor médio da corrente de compensação I_x
 I_{XMOD} - corrente de compensação da modulação
 $I(w)$ - corrente de injeção no domínio da frequência
 J - densidade de corrente
 J_L - densidade de corrente no limiar
 J_o - constante que representa a corrente a partir da qual começa a ter ganho óptico [$A/cm^2 \mu m$]
 k_o - constante [$cm \mu m/A$]
 k - constante de Boltzmann
 \vec{k} - vetor de onda da equação de Schrödinger correspondente à estrutura cristalina do semiconductor
 l_{ra} - comprimento da camada ativa
 L_0 - nível da potência óptica de saída para $D_s=0$
 L_1 - nível da potência óptica de saída para $D_s=1$
 m_o - massa de repouso do elétron
 m - número de modos emitidos pela cavidade ressonante
 m_c - massa do elétron na banda de condução

- m_v - massa do elétron na banda de valência
 M - número total de modos possíveis emitidos pela cavidade ressonante
 n - densidade de estados ocupados
 n_E - densidade de elétrons em excesso na camada ativa
 n_c - densidade de estados ocupados na banda de condução
 n_{ra} - índice de refração da região ativa
 n_s - densidade de elétrons no estado estacionário
 n_v - densidade de estados ocupados na banda de valência
 $N(E)$ - função densidade de estados
 N_0 - densidade de elétrons na condição de equilíbrio
 N_A^- - concentração de impurezas aceitadoras ionizadas
 N_A - concentração de impurezas aceitadoras
 N_c - densidade total de estados da banda de condução
 $N_c(E)$ - função densidade de estados da banda de condução
 N_E - densidade de elétrons na camada ativa
 N_L - densidade de elétrons no limiar
 N_P - densidade de fótons na camada ativa
 N_v - densidade total de estados da banda de valência
 $N_v(E)$ - função densidade de estados da banda de valência
 p_E - densidade de lacunas em excesso na camada ativa
 P_0 - densidade de lacunas no equilíbrio abaixo do limiar
 P_E - densidade de lacunas na camada ativa
 P_{out} - potência óptica de saída do diodo laser
 \bar{P}_{out} - potência óptica de saída média do diodo laser
 $P(w)$ - potência óptica de saída no domínio da frequência
 q - carga do elétron
 r - fator de proporcionalidade entre P_{out} e I_T
 r_e - taxa de recombinação radioativa dos portadores em excesso por unidade de volume
 r_n - taxa de recombinação não radioativa dos portadores em excesso por unidade de volume
 r_t - taxa de recombinação total dos portadores em excesso por unidade de volume
 R_a - resistência de entrada do amplificador de corrente A
 R_e - resistência equivalente devido a degeneração de portadores
 R_{in} - resistência de entrada
 R_L - resistência de carga

R_{out}	- resitência de saída
S	- densidade de fótons na cavidade laser
S_c	- constante de normalização de densidade de fótons
S_n	- densidade de fótons normalizada
S_{no}	- densidade de fótons normalizada no estado estacionário
t_a	- tempo de atraso entre excitação e resposta do laser
t_p	- período dos pulsos do sinal modulante
T	- Temperatura dada em graus Kelvin
$T_o = 60$ K	para semicondutores ternários (GaAlAs) e 100 K para semicondutores quartenários
T_T	- período da freqüência angular w
V	- volume da região ativa
V_A	- tensão de Early
V_{a3}	- volume da cavidade laser em m^3
V_{be}	- tensão entre base e emissor do transistor
V_b	- tensão na barreira
V_{in}	- tensão de entrada
V_j	- tensão na junção $N-p$
V_{out}	- tensão de saída
V_{ph}	- tensão na saída do amplificadores do foto-detector
w	- freqüência angular
W	- largura da região ativa
α	- fator de emissão espontânea
α_1	- constante
α_2	- constante
β	- constante
β_1	- fator de emissão espontânea acoplada entre modos
γ	- profundidade de modulação
$\Delta\eta_2$	- variação da eficiência η_2
ΔV_{be}	- variação da tensão ΔV_{be}
η	- eficiência quântica interna
η_1	- eficiência da potência óptica de saída abaixo do limiar
η_{10}	- eficiência inicial de η_1
η_2	- eficiência da potência óptica de saída acima do limiar
η_{20}	- eficiência inicial de η_2
λ	- comprimento de onda
ν	- freqüência da radiação emitida pela cavidade ressonante
ξ	- fator de amortecimento

- ρ - função de distribuição de probabilidade de Fermi-Dirac
- τ_e - tempo médio de vida do elétron na cavidade
- τ_{ef} - tempo médio de recombinação entre elétron e lacuna
- τ_{ns} - tempo de vida de recombinação dos portadores em excesso
- τ_p - tempo médio de vida do fóton na cavidade
- τ_s - tempo de vida da recombinação espontânea em baixos níveis de injeção

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 - A importância do diodo laser nas comunicações

Não se passou mais do que um século e meio, entre a invenção do telégrafo e o advento dos sistemas de comunicações ópticas. Neste período, a taxa de transmissão evoluiu de valores tão baixos quanto 1 bit por segundo para limites superiores a 1 gigabits por segundo. A necessidade de transmitir-se cada vez mais rápido, direcionou a pesquisa e o desenvolvimento tecnológico para geração de freqüências portadoras cada vez maiores.

Atualmente, os sistemas de telecomunicações ultrapassaram a barreira das microondas, operando perto das freqüências da luz visível (de 100 a 1000 terahertz). Tais freqüências oferecem grandes possibilidades quanto a capacidade de transmissão. Teoricamente seria possível que sistemas operando nesta faixa transmitissem uma quantidade de canais 10 mil vezes maior do que os modernos sistemas de microondas [1].

Para se operar nesta freqüência, foi necessário que se desenvolvessem transmissores, meios de transmissão e receptores adequados. Os sistemas que surgiram são compostos basicamente por um transmissor óptico, um receptor óptico e um cabo de fibras ópticas. Durante a década de 70 estes sistemas tiveram sua evolução associada ao aperfeiçoamento destes novos dispositivos.

Uma das limitações importantes estava nas fontes ópticas. Surgiu a necessidade de estudarem-se fontes de luz que satisfizessem as exigências dos novos sistemas. Deveriam apresentar emissão de luz a mais coerente possível e diagrama de irradiação que permitisse boa eficiência de acoplamento à fibra óptica. Das fontes ópticas conhecidas o laser era a que mais se aproximava destas características. O diodo laser semiconductor é o que mais satisfaz às especificações, principalmente porque permitia a geração de luz nos comprimentos de onda mais convenientes á boa qualidade de transmissão na fibra óptica.

Os lasers semicondutores já desenvolvidos são bastantes confiáveis, com previsão de vida útil da ordem de milhares de ho-

ras. Sua irradiação apresenta largura espectral de poucos nanômetros em torno do comprimento de onda dominante, garantindo a construção de sistemas com pequena dispersão. Outra característica que o torna atraente é a possibilidade de modulação direta, pois a potência óptica de saída é proporcional à corrente da fonte de alimentação, após um valor de limiar que permita a emissão estimulada de luz.

Os sistemas ópticos impõem, para seu funcionamento correto, a presença de interfaces eletro-ópticas e optoeletrônicas, dominadas principalmente por dispositivos eletrônicos. Uma das principais dificuldades dos sistemas ópticos é compatibilizar a relação custo/benefício destas interfaces, de maneira a permitir altas taxas de transmissão de dados, com sistemas economicamente viáveis.

1.2 - Resumo histórico

O termo LASER é formado pelas iniciais de *Ligth Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, ou seja, Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação. O conceito da emissão e da absorção da radiação eletromagnética foi introduzido por Albert Einstein em 1917 [6] [2] [3]. Que demonstrou a interação entre a matéria e a onda eletromagnética é descrita por processos nos quais os átomos são estimulados de forma a ceder ou absorver energia.

A aplicação deste princípio na amplificação de radiação eletromagnética foi discutido por Weber em 1953 e por Gordon, Prokhorov em 1954 [6]. Foi formulado o conceito de inversão de população entre níveis de energia, o mecanismo básico para originar a emissão estimulada. O primeiro modelo prático, operando ainda em frequências muito inferiores às faixas de luz, foi construído em julho de 1954 por Gordon, Zeiger e Townes na Universidade de Columbia [4]. Utilizando a excitação em microondas em molécula de amônia (NH_3) construíram um amplificador e um oscilador para 24GHz. Esse dispositivo foi chamado de MASER (*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*), Amplificação de Microondas por Emissão Estimulada de Radiação [9].

Em 1958 Schawlow e Townes sugeriram as técnicas neces-

sárias e as prováveis dificuldades em se estender a emissão estimulada para a região óptica [10]. Em 15 de maio de 1960, Theodore Maiman, físico dos laboratórios da empresa americana Hughes Corporation, obteve o funcionamento do primeiro protótipo de um amplificador e oscilador óptico baseado na emissão estimulada. Consistia de um bastão de rubi com faces clivadas paralelas e prateadas excitado por pulsos de luz provenientes de descargas em uma lâmpada de gás [11]. O primeiro laser de operação contínua foi obtido em 1961 e tratava-se de uma fonte de luz irradiada em uma composição dos gases hélio e neônio. Diferia do laser de estado-sólido pela sua pureza espectral extremamente alta [6] [4].

Em 1962 foi observada a emissão estimulada em diodos semicondutores de arsenieto de gálio (GaAs), dopado com Zn e Mn. Os primeiros modelos, funcionavam apenas em baixas temperaturas (77 K). No início dos anos 70 foram obtidos os primeiros diodos laser com operação contínua em temperatura ambiente. Esses dispositivos baseavam-se em uma estrutura de semicondutor heterojunção dupla (DHS), proposta em 1968, e tinham a vida útil de algumas horas.

A fabricação de diodos laser de estrutura DHS com vida superior a 1000 horas foi possível a partir de 1973. Em 1977 já existiam no mercado diodos lasers com vida útil prevista superior a 7000 horas. Menos de um ano depois já se tinha a produção em grandes quantidades, com previsão de atividade da ordem de 10^6 horas em 25°C . Em 1986 tornaram-se comerciais os primeiros diodos lasers trabalhando no comprimento de onda de 1550nm e utilizando a tecnologia de realimentação distribuída (*Distributed Feedback - DFB*). Esta técnica, demonstrada em 1971, garante uma emissão de luz mais coerente, reduzindo os efeitos da dispersão cromática na transmissão ao longo da fibra óptica [1].

O crescimento tecnológico permitiu um grande aperfeiçoamento dos dispositivos, levando a uma diversificação de suas aplicações. Obtiveram-se componentes menores e mais complexos, com eficiência e tempo de vida útil bem maiores. Os lasers a semicondutores passaram a ter maior potência óptica de saída, maior longevidade e um feixe de luz emitido mais coerente espacialmente e temporamente.

O diodo laser possui as vantagens e conveniências dos

dispositivos de estado-sólido. São compactos, eficientes, de custo atraente e podem ser produzidos em série. Uma fonte a diodo laser completamente montada, incluindo dissipador de calor, foto-detector de controle, termistor e fibra óptica de acoplamento pode ser acomodado em uma cápsula de $2,5\text{cm}^3$ e fornecer uma potência óptica de saída de $2,5\text{mW}$, para uma potência elétrica de entrada da ordem de algumas dezenas de miliwatts [5]. Este dispositivo pode ter seu tamanho reduzido ainda mais se não houver a necessidade do dissipador ativo e da fibra óptica de acoplamento (Figura 1.1).

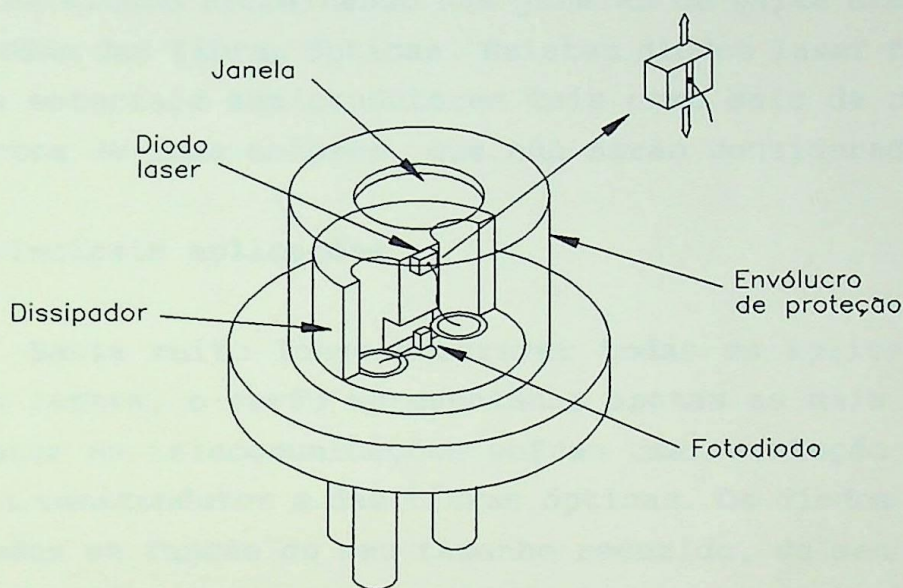


Fig. 1.1 - Montagem e encapsulamento de um diodo laser semicondutor.

A relação entre a potência de entrada e a potência óptica de saída caracteriza a eficiência do dispositivo. Para o laser a semicondutor são encontrados valores acima de 20% enquanto que para outros tipos, como o laser de He-Ne ou Nd-YAG, não ultrapassa os 2% [3]. Embora o desempenho do diodo laser seja dependente do rigor geométrico da região ativa da junção semicondutora, é possível fabricá-lo com métodos de produção em massa exatos, levando a preços atrativos. Como os dispositivos de semicondutores, em geral, são de tamanho reduzido, o tempo de trânsito dos portadores de corrente e os elementos parasitas associados são muitos pequenos. Logo, os diodos laser podem responder rápi-

damente às variações na corrente de excitação, modificando a potência óptica de saída. Esta característica torna o laser semicondutor vantajoso em telecomunicações, pois permite que se module com formas complexas de sinais de altas frequências.

Os diodos laser são fabricados com os compostos dos grupos III e V (tais como arsenieto de gálio, fosfeto de índio, arsenieto de índio e outros mais complexos). Os materiais mais importantes são o arsenieto de gálio e seus derivados, nos quais o laser tem um comprimento de onda de 700-900nm, e os compostos baseados em Arsenieto de gálio com fosfeto de índio, usados para se obter em diodos trabalhando nas janelas de baixa atenuação de 1300 e 1500nm das fibras ópticas. Existem diodos laser fabricados de outros materiais semicondutores tais como sais de chumbo, de comprimentos de onda maiores, que não serão considerados.

1.3 - Principais aplicações

Seria muito longo descrever todas as aplicações para os diodos lasers, e serão apresentadas apenas as mais importantes. O setor de telecomunicações sofreu uma revolução com o uso do laser a semicondutor e das fibras ópticas. Os diodos laser são aproveitados em função de seu tamanho reduzido, de seu custo relativamente baixo e de sua capacidade de empregar sinais elétricos na modulação direta do feixe de luz. Por causa das características de dispersão e atenuação das fibras ópticas para telecomunicações, são usados diodos lasers com comprimento de onda na faixa de 1300nm e 1550nm. Isto corresponde a frequências na faixa de 2×10^{14} Hz. Uma portadora de alta frequência permite que um grande número de canais sejam transmitidos simultaneamente. Uma única fibra monomodo, operando a uma taxa de 4 gigabits/s é capaz de transmitir, teoricamente, até 50.000 conversações telefônicas de 64 kilobits/s [1].

Esta alta capacidade de transmissão viabilizou a operação do primeiro cabo óptico submarino transatlântico (TAT-8) em 1988. Opera com fibra monomodo e diodo laser na região de 1300nm, numa distância total de 7500km, com repetidores a cada 60km aproximadamente. Nesse mesmo ano foi colocado em funcionamento um sistema de cabo óptico submarino, sem repetidores, de

104km de extensão, operando com oito fibras monomodo e diodos lasers de 1550nm, transmitindo a uma taxa de 417Mbps [1].

Outro campo onde o diodo laser ganhou destaque na última década foi o armazenamento e recuperação de sinal óptico digitalizado, os conhecidos discos ópticos. Atualmente a tecnologia dos discos ópticos está voltada para a indústria de computadores. Apesar de ainda ser um sistema oneroso, os CD-ROM e os WORM (*Write Once Read Many*) estão ganhando popularidade devido a enorme capacidade de armazenamento de informações. Infelizmente, nestes sistemas os dados não podem ser modificados ou apagados do disco. Os primeiros sistemas de discos ópticos apagáveis estão começando a entrar no mercado. A longo prazo torna-se-ão os dispositivos com maior capacidade de armazenamento de dados dos computadores.

As impressoras laser já são realidade, representando outro campo em que o diodo laser tem papel fundamental. Foram desenvolvidas nos EUA e no Japão no início da década de 80. A princípio, utilizaram lasers de He-Ne, substituídos por diodos lasers, em razão das vantagens já descritas. Mais velozes que as impressoras de impacto, as impressoras a laser são ainda muito mais silenciosas. As de pequeno porte e baixo custo imprimem de 8 a 30 páginas por minuto e têm um preço médio de US\$1.500,00. As de grande porte e alto custo imprimem até 120 páginas por minuto, sendo comercializadas numa faixa de 500 mil dólares [3]. O princípio de funcionamento de uma impressora laser é semelhante ao de uma fotocopiadora comum. Constitui-se em um tambor de fotocopiadora adaptado onde a impressão não é feita por caracteres, mas de toda uma página por vez. O cilindro, cuja superfície é coberta por selênio (elemento fotosensível), é carregado eletricamente de forma uniforme. O diodo laser começa, então, a agir seletivamente, descarregando regiões da superfície e formando uma imagem latente. Um espelho rotativo faz o feixe de laser varrer de ponta a ponta a superfície do cilindro. O cilindro passa, a seguir, por uma estação reveladora, atraindo por força eletrostática um pó a base de carbono, envolto numa resina plástica, denominado "toner". A imagem é fixada no papel por pressão, após o toner ser fundido por calor.

Vale a pena ressaltar que as vantagens dos diodos lasers fazem com que sejam usados preferencialmente em muitas das

aplicações tradicionais do laser He-Ne. Exceções são as que exigem a visibilidade do feixe de luz pelo olho humano, para as quais o laser de He-Ne é ainda o mais indicado. Contudo, muitos fabricantes estão desenvolvendo diodos lasers na banda de luz visível, como é o caso do diodo laser da Philips CQL80/D, comercializado a partir de 1990 e que trabalha em 680nm, com uma potência óptica de saída de 3mW [7].

Os diodos lasers são usados, ainda, para medida de velocidade e distância, para alinhamento em engenharia e construção civil, para bombeamento óptico de outros lasers de estado-sólido (Nd-YAG), varredura de códigos de barra, aplicações holográficas, diagnósticos médicos, robótica, giroscópio óptico e na medida de altas tensões utilizando cristais de niobato de lítio como um transdutor. Sem dúvida, uma das aplicações que mais vem atraindo a atenção pública é o computador óptico. O princípio de funcionamento está na utilização de feixes de laser em lugar da corrente elétrica e componentes ópticos em substituição aos transistores. Pesquisadores da Europa, EUA e Japão vêm trabalhando neste sentido nos últimos anos. Quando for viabilizado, o computador óptico deverá trabalhar com uma frequência de processamento da ordem de 100GHz [3].

1.4 - Proposta de trabalho

A transmissão de dados através de uma fibra óptica emprega uma fonte de luz coerente que pode ser um diodo emissor de luz (LED) ou um diodo laser (LD), conforme as características exigidas e/ou desejadas. Fontes de potência para alimentar LEDs são mais baratas e mais fáceis de se construir. Já as fontes para LD são complexas, pelo fato das características de saída (comprimento de onda e potência luminosa) dependerem fortemente da corrente de polarização, da temperatura e de processos de degradação do dispositivo.

Um diodo laser moderno possui uma largura espectral bastante estreita em torno dos comprimentos de onda compatíveis com as faixas de menor atenuação e/ou menor dispersão das fibras ópticas comerciais. Sua utilização exige cuidados especiais com o circuito de polarização. Os diodos lasers são muito sensíveis

a transitórios da fonte (picos de tensão e corrente no momento de ligar ou desligar), que podem inutilizá-lo. Além disto, existe uma degradação de suas características com a idade, que se reflete na redução da potência óptica de saída. O comprimento de onda de emitido é dependente da temperatura do encapsulamento e da corrente de polarização. Portanto, deve haver uma monitoração e um controle permanente destas grandezas, para se garantir a estabilidade da potência de saída, tanto no regime estático quanto sob condições dinâmicas, quando o laser for submetido a um sinal de modulação.

Com a introdução de uma modulação em amplitude torna-se necessário uma fonte que controle todas as características de corrente e temperatura, para não haver distorção nem variações nos níveis de modulação. Essa fonte deverá possuir as seguintes partes básicas:

a) *Limitador de corrente* - ajusta o nível de corrente para cada diodo em particular, além de limitar a máxima corrente através do dispositivo quando funcionando em regime permanente;

b) *Estabilizador de corrente* - mantém estável o nível de polarização durante o funcionamento normal do LD;

c) *Estabilizador de potência óptica de saída* - utiliza uma corrente obtida com a incidência de luz em um fotodiodo e usada para controlar o nível da corrente de polarização do LD, em regime permanente;

d) *Controle da modulação digital em níveis TTL* - controla os níveis de tensão de entrada, compatíveis com os sistemas a TTL;

e) *Dissipador de calor ativo* - providencia o controle da dissipação de calor por uma malha entre um sensor e um dissipador de calor ativo, normalmente empregando o efeito Peltier.

Poderá haver necessidade de outras exigências além das citadas aqui, conforme o componente a ser empregado. A maior complexidade das fontes para os diodos lasers faz com que o preço seja elevado. No mercado externo está orçada em torno de cinco mil dólares, para utilização em um diodo laser semicondutores com custo de um mil dólares aproximadamente.

Torna-se, pois, vantajoso desenvolvê-la no Brasil, para reduzir a dependência em relação a fabricantes externos. O pre-

sente trabalho pretende contribuir neste sentido, propondo o estudo de uma fonte para modular e manter a estabilidade dos níveis de saída do diodo laser, utilizando componentes obtidos no mercado interno e, conseqüentemente, menos dispendiosos.

No capítulo II apresentam-se os conceitos básicos da Física do Estado Sólido necessários para a compreensão do funcionamento do diodo laser, enfatizando os parâmetros necessários ao modelo matemático. No Capítulo III descreve-se o comportamento dinâmico do diodo laser utilizando-se seu circuito elétrico equivalente.

O capítulo IV discute o projeto da fonte com polarização e modulação controladas, apresentando o resultado das simulações obtidas em computador. A seguir, descreve-se no Capítulo V a implementação da fonte em laboratório e os resultados práticos obtidos. As diversas conclusões e sugestões para novos aperfeiçoamentos são discutidas no capítulo final.

CAPÍTULO II

CARACTERIZAÇÃO DO DIODO LASER

2.1 - Teorias para análise do Diodo Laser

Há varias formas de realizar o estudo sobre os dispositivos emissores de luz. Podem ser classificadas da seguinte forma, de acordo com Pereda [8]:

- 1) Teoria clássica: baseada nas equações de Maxwell. O material é estudado macroscopicamente e as perdas no meio óptico são iguais ao ganho (conservação da energia);
- 2) Teoria semiclássica: considera-se o meio óptico composto por sistemas atômicos, analisado a partir da equação de Schrödinger. Permite justificar a operação multimodo e a dependência entre modos, impossível de se fazer com a teoria clássica;
- 3) Teoria quântica: semelhante à teoria semiclássica, quantificando a energia do campo eletromagnético. Permite justificar fenômenos não contemplados com os tratamentos anteriores.

Portanto para um completo entendimento da operação destes dispositivos, exigem-se diversos conceitos de física do estado-sólido. A seguir serão discutidos os fundamentos mínimos para a abordagem das características do diodo laser. Para um estudo mais detalhado existem diversas publicações, que fazem uma explanação minuciosa das três teorias.

2.2 - Níveis de energia

Um cristal semiconductor possui faixas de energia correspondentes a estados que podem ser ocupadas por elétrons (faixas permitidas) e outras faixas onde não é possível a presença (faixas proibidas). As faixas permitidas e as faixas proibidas

intercalam-se, como esquematizado na Figura 2.1.

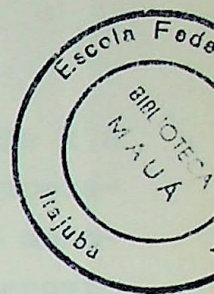
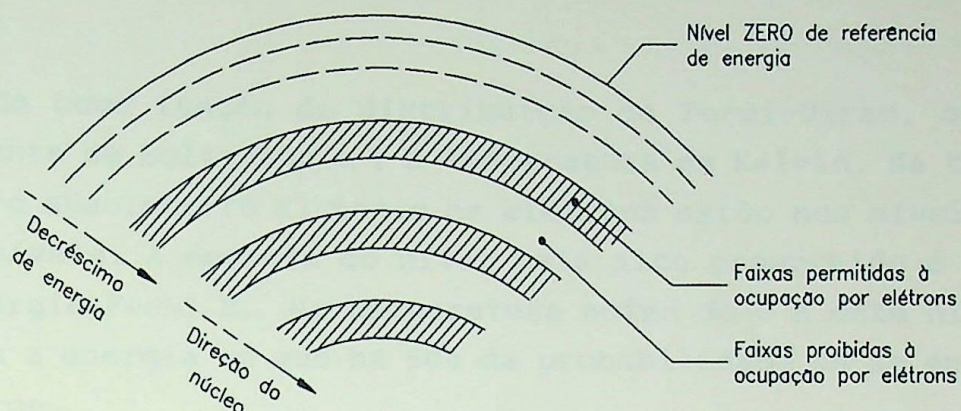


Fig. 2.1 - Diagrama de faixas de energia para elétrons na estrutura cristalina de um semicondutor.

É usual representar apenas as faixas permitidas mais externas caracterizadas como faixa ou banda de valência (E_v) e faixa ou banda de condução (E_c). A faixa ou banda de valência, é a última faixa que, na temperatura de 0 K, ainda possui elétrons. A faixa ou banda de condução, é a faixa permitida imediatamente superior (que a 0 K está completamente desocupada).

Há outra banda de energia entre a banda de valência e a de condução, denominada banda proibida. A energia do elétron é definida como positiva quando medida da banda de valência para a banda de condução. Portanto a energia da banda proibida, que é um dos importantes parâmetros de um semicondutor, é definida como [23]:

$$E_g \equiv E_c - E_v \quad (2.1)$$

A ocupação dos níveis de energia por elétrons é governada pela distribuição estatística de Boltzmann e pelo princípio da exclusão de Pauli. A descrição da probabilidade de elétrons ocuparem um dado nível de energia foi formulada por Fermi e é dada pela função de distribuição de probabilidade [23]

$$\rho(E, T) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (2.2)$$

conhecida como função de distribuição de Fermi-Dirac, onde k é a constante de Boltzmann e T a temperatura em Kelvin. Na temperatura zero absoluto (0 K) todos os elétrons estão nos níveis menores possíveis. A energia do nível mais alto preenchido é denominada energia Fermi E_F . Na temperatura acima de 0 K este nível representa a energia em que há 50% de probabilidade de se encontrar um elétron.

Sob o equilíbrio térmico um só nível de Fermi se aplica tanto à banda de valência como a banda de condução. Sob condições em que o equilíbrio é perturbado, tal como em uma junção $p-n$ em que é criada uma grande concentração de elétrons livres e lacunas móveis, os níveis são separados em dois valores E_{FC} e E_{FV} , chamados de nível de quase-Fermi da banda de condução e nível de quase-Fermi da banda de valência. O conceito de níveis de quase-Fermi em sistemas excitados é válido quando o tempo de espalhamento dentro da banda é muito menor que o tempo de equilíbrio entre as bandas. Isso só é verdade quando densidade de portadores dentro da junção $p-n$ é grande. Os níveis de quase-Fermi são dados por [4]:

$$E_{FC} = \frac{\hbar^2}{2m_c} (3\pi^2 N_c)^{2/3} \quad (2.3)$$

$$E_{FV} = \frac{\hbar^2}{2m_v} (3\pi^2 N_v)^{2/3} \quad (2.4)$$

sendo m_c a massa efetiva do elétron na banda de condução, m_v a massa efetiva do elétron na banda de valência, N_c a densidade total de elétrons na banda de condução, N_v a densidade total de elétrons na banda de valência e \hbar a constante reduzida de Planck ($\hbar/2\pi=6,57 \times 10^{-16}$ eV.s). A massa efetiva do elétron em uma determinada banda é definida como sendo a relação entre a massa do elétron nos níveis de energia desta banda dividida pela massa de repouso do elétron (m_0).

2.3 - Densidade de estados

A função densidade de estados $N(E)$ é definida como sendo a quantidade de estados que têm energias na faixa compreendida entre E e $E+dE$, por unidade de volume. Pode-se demonstrar [4] que se os elétrons da banda de condução movem-se em uma região de potencial constante a densidade de estados é dada por:

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad 2.5$$

e analogamente para a banda de valência:

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad 2.6$$

onde $N_c(E)$ é a função densidade de estados da banda de condução e $N_v(E)$ a função densidade de estados da banda de valência.

A densidade de estados ocupados n em uma banda depende da probabilidade de ocupação dos níveis de energia por elétrons ($\rho(E,T)$). Assim, para se determinar a densidade de estados ocupados na banda de condução deve-se integrar o produto $N_c(E)\rho(E,T)dE$ entre o valor E_c até a energia do mais alto nível preenchido (E_{FC}) [4] [23]:

$$n_c = \int_{E_c}^{E_{FC}} N_c(E) \rho(E, T) dE \quad (2.7)$$

Analogamente para a densidade de estados ocupados na banda de valência deve-se integrar entre E_{FV} até E_v :

$$n_v = \int_{E_{FV}}^{E_v} N_v(E) \rho(E, T) dE \quad (2.8)$$

2.4 - Banda proibida direta e indireta

O que determina se um material semiconductor pode ou não ser utilizado na construção de um laser é a formação de sua banda proibida. Só é possível obter lasers de materiais que tenham banda proibida direta.

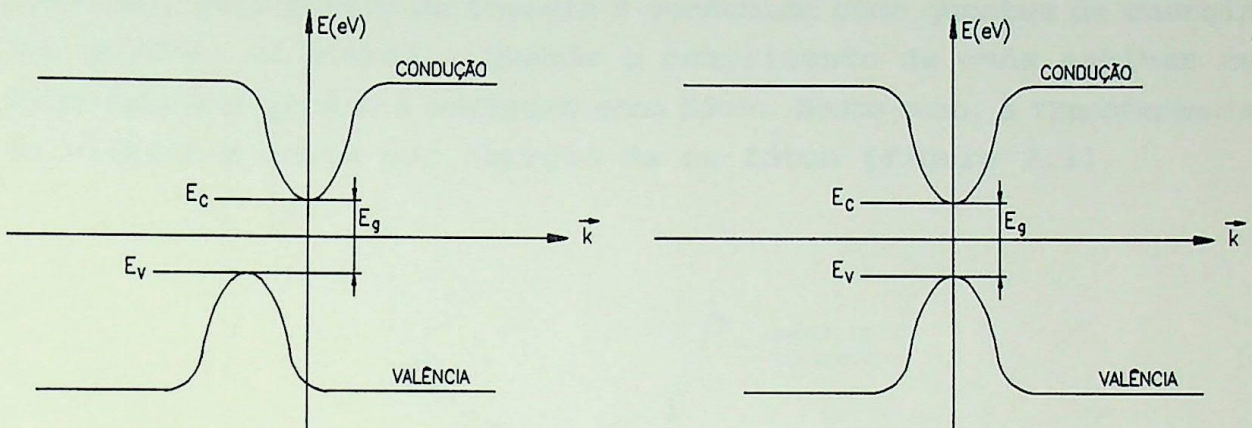


Fig. 2.2 - Níveis de energia de um cristal com (a) banda proibida indireta e (b) banda proibida direta.

No processo de recombinação um elétron da banda de condução desce para um estado vazio da banda de valência, recombinando-se com ele. A diferença de energia entre o estado inicial e o final do elétron é irradiada. Se esta energia é liberada na forma de um fóton (radiação eletromagnética ou luz) a recombinação é denominada radioativa. Se for convertida em calor (vibrações da rede cristalina) a recombinação é denominada não radioativa. O que determina se a maioria das recombinações de um semiconductor vai ser radioativa ou não é a natureza da banda proibida do material. Se o material tem banda proibida direta o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência ocorrem no mesmo valor do vetor de onda \vec{k} da equação de Schrödinger correspondente à estrutura cristalina do semiconductor. (Figura 2.2) [4]. O Silício e o Germânio têm bandas proibidas indiretas. Portanto não podem ser utilizados para a construção de fontes de luz. Diversos semicondutores do grupo III-V, ou seja GaAs, Inp, InSb, GaSb, etc, têm banda proibida direta.

2.5 - Inversão de população

Em um semiconductor em equilíbrio térmico (0 K), o nível de Fermi está situado suficientemente longe dos limites das bandas. Deste modo todos os níveis da banda de valência estão completos e os níveis da banda de condução estão vazios. Fornecendo-se energia ao cristal é possível transferir-se um elétron para a banda de condução. Esta porção de energia é conhecida como quantum de energia (ou quanta, no plural). Quando o comprimento de onda estiver na faixa óptica o quantum é conhecido como fóton. Neste caso, a transferência do elétron é feita por absorção de um fóton (Figura 2.3).

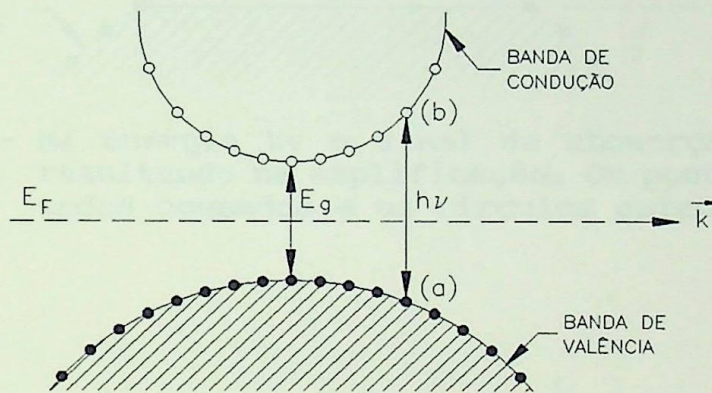


Fig. 2.3 - Absorção de um fóton em um semiconductor leva a transição de um elétron (a) da banda de valência para (b) a banda de condução.

Quando ocorrer uma grande migração para a banda de condução, levando à situação ilustrada na Figura 2.4, onde todos os estados acima do nível quase-Fermi E_{FC} estão ocupados e os estados abaixo do nível quase-Fermi E_{FV} , estão vazios, tem-se a chamada inversão de população.

A condição necessária para a ocorrência da inversão de população é [4]:

$$E_{FC} - E_{FV} > h\nu \quad (2.9)$$

onde h é a constante de Planck e ν é a frequência da radiação emitida.

Sob a condição de inversão de população a radiação pode ser amplificada em lugar de ser absorvida. O equilíbrio da inversão ocorrerá quando se preencherem todos os estados da banda de condução e todos os estados da banda de valência estiverem vazios.

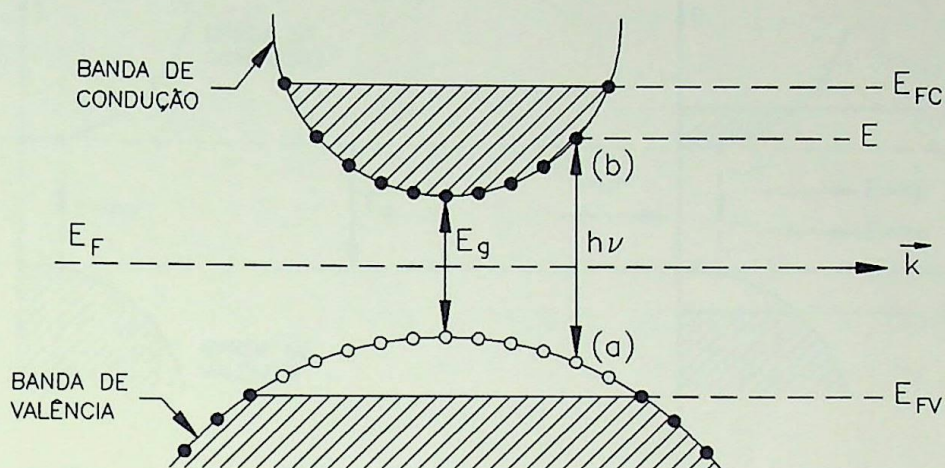


Fig. 2.4 - Na energia $h\nu$ o sinal da absorção é invertido resultando na amplificação. Os pontos denotam estados ocupados e os círculos estados vazios.

2.6 - Recombinação estimulada

Na Figura 2.5-a tem-se a situação das bandas de um semicondutor intrínseco a 0 K. Um fóton com energia $h\nu > E_g$ incidente no semicondutor tem uma grande probabilidade de ser absorvido e ter sua energia transferida para um elétron que pula da banda de valência para a banda de condução. Na figura 2.5-b tem-se o mesmo semicondutor num estado excitado ou com inversão de população. Neste caso, fótons com $E_g < h\nu < E_{FC} - E_{FV}$ não podem ser absorvidos, mas podem interagir com elétrons na banda de condução e induzi-los a recombinar com lacunas, com emissão de fótons de energia. Este tipo de fenômeno é denominado recombinação estimulada.

Da mesma forma que os fótons podem ser gerados por recombinação, também podem ser reabsorvidos pelo material. Por isso, para se produzirem dispositivos eficiente na emissão de luz, é necessário projetarem-se estruturas que produzam grande número de recombinações concentradas em espaços limitados, que guiem os

fótons para o exterior, antes de serem absorvidos. Desenvolveram-se estruturas heterogêneas para este fim, envolvendo diferentes níveis de dopagem.

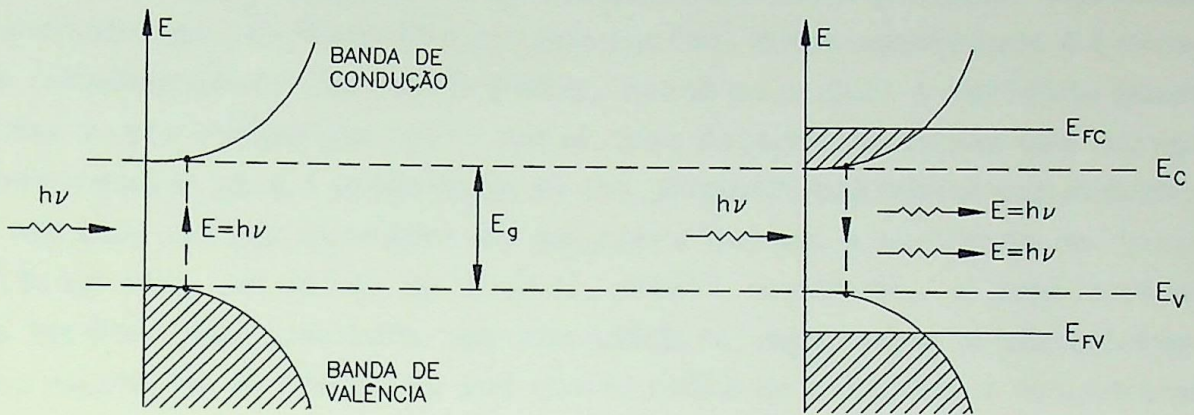


Fig. 2.5 - A (a) absorção a $T = 0K$ e (b) emissão de um fóton, com inversão de população a $T = 0K$.

2.7 - Conceitos básicos dos lasers semicondutores

Os diodos lasers são junções $p-n$ construídas com um semicondutor apropriado. Quando a junção $p-n$ é polarizada diretamente, uma corrente passa pelo dispositivo e parte da energia elétrica é convertida em irradiação coerente. A polarização direta da junção causa difusão de elétrons para o cristal tipo p e difusão de lacunas para o cristal tipo n . Este movimento de portadores é conhecido como injeção de portadores minoritários. A energia $h\nu$ dos fótons emitidos é determinada pela diferença de energia da banda proibida do semicondutor [1]. Ou seja,

$$h\nu = E_g \quad (2.10)$$

onde E_g é a energia da banda proibida do semicondutor. A conversão de energia elétrica em energia luminosa ocorre em uma região muito fina (espessura típica de $1 \mu m$), nas vizinhanças da junção $p-n$, denominada região ativa. A eficiência quântica interna η mostra

a eficácia do processo na transformação de energia elétrica em energia luminosa, internamente no dispositivo. Como a emissão interna é quase isotrópica, a eficiência quântica externa será menor do que a eficiência interna.

Um dos modelos de laser possui duas faces paralelas espelhadas, formando uma cavidade ressonante óptica. Esta construção é baseada no interferômetro de Fabry-Perot, razão pela qual a cavidade passou a ser assim conhecida [27]. Estas duas faces determinam uma direção preferencial para a propagação da luz perpendicularmente aos espelhos. A emissão de luz coerente só ocorrerá quando a corrente na junção ultrapassar um valor de limiar. Nesta condição, o espalhamento da luz não é mais isotrópico, mas direcionado na região ativa perpendicularmente aos espelhos. A fração de luz que irradia da cavidade é determinada pela transmitância dos espelhos. (Figura 2.6).

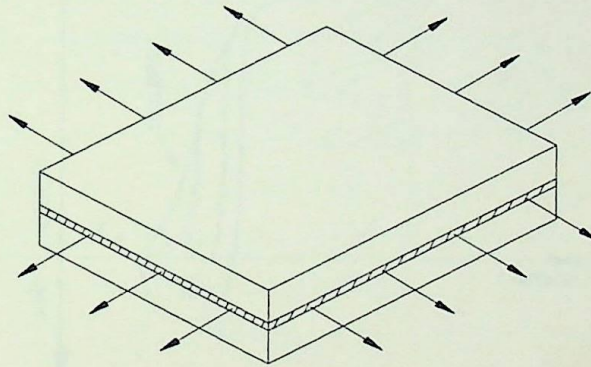


Fig. 2.6 - Esquema da cavidade de um diodo laser.

2.8 - Ganho óptico

Um diodo laser polarizado diretamente passa a emitir luz pelo efeito da recombinação estimulada, onde se consegue uma amplificação da luz, ao invés de absorção. Esta propriedade é conhecida como ganho óptico. Os lasers semicondutores têm ganho óptico quando a energia dos fótons estiver na faixa [12]:

$$E_g < h\nu < E_{FC} - E_{FV} \quad (2.11)$$

Quanto maior a injeção de portadores minoritários na junção maiores serão a inversão de população e o ganho óptico disponível. A relação entre a densidade de corrente J injetada e o ganho óptico máximo G_{op} disponível é dada por [12]:

$$G_{op \max} = k_o (J\eta/d - J_o) \quad (2.12)$$

onde η é a eficiência quântica interna, d a espessura da região ativa, k_o uma constante de proporcionalidade e J_o uma constante que representa a densidade de corrente a partir da qual começa o ganho óptico. Isto é indicado na Figura 2.7, para algumas intensidades de inversão de população, de acordo com Ripper [12].

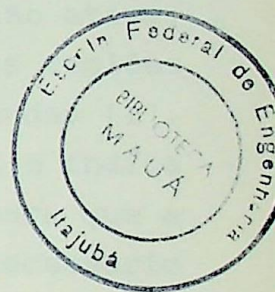
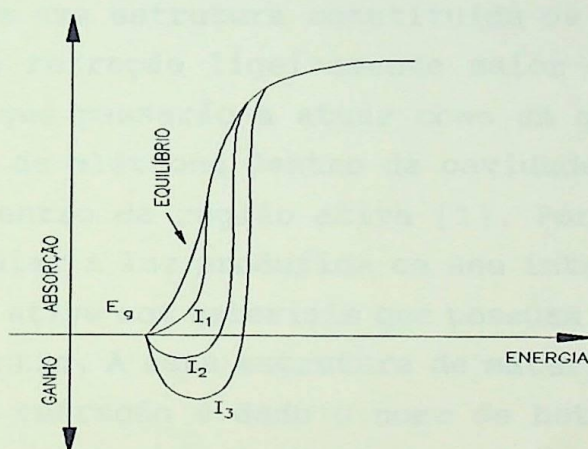


Fig. 2.7 - Regiões de ganho ópticos e absorção de um diodo laser semicondutor para diversas intensidades de inversão de população.

2.9 - Estruturas de diodos lasers

Quando um diodo laser possui uma junção feita com o mesmo material, variando-se apenas o nível e o tipo de dopagem de um ponto para outro da estrutura, tem-se uma homojunção (Figura 2.8). Neste tipo de junção grande parte dos fótons gerados são reabsorvidos pelo material, pois não existe uma guiagem para fora da cavidade. As perdas ópticas são grandes, reduzindo-se drasticamente a eficiência quântica interna.

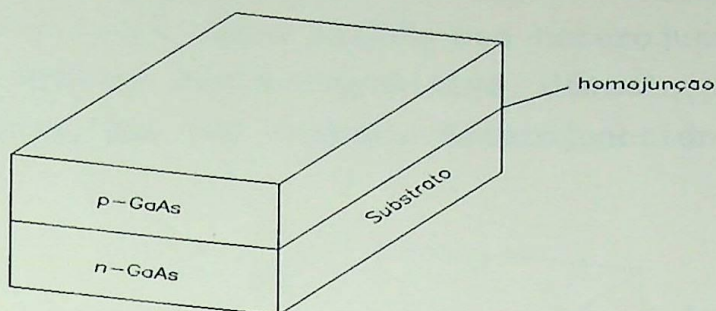


Fig. 2.8 - Homojunção de semicondutores.

A fim de se diminuírem estas perdas é interessante confinar os fótons gerados em uma região que os guie para a superfície de emissão. Forma-se uma estrutura constituída de uma região ativa, com um índice de refração ligeiramente maior do que as regiões circunvizinhas, que passarão a atuar como um guia de ondas [1]. Porém, a injeção de elétrons dentro da cavidade diminui o índice de refração no centro da região ativa [1]. Portanto, para que a cavidade possa guiar a luz produzida em seu interior é necessário envolver a região ativa com materiais que possuam índice de refração menor que o do centro. A esta estrutura de materiais com diferença entre índices de refração é dado o nome de heterojunção (Figura 2.9).

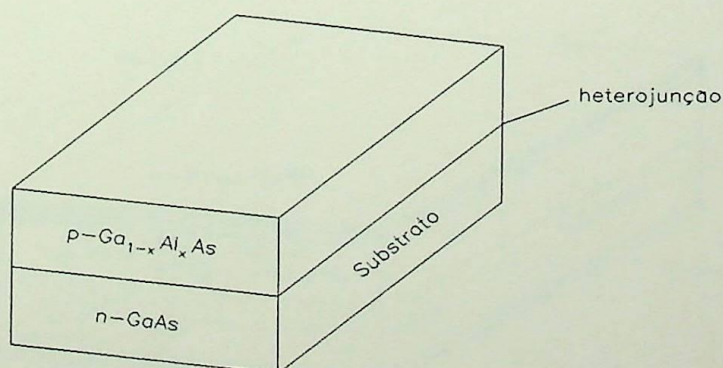


Fig. 2.9 - Detalhe de uma heterojunção.

Quando as heterojunções forem utilizadas para confinar

a luz e portadores em uma região ativa, é necessário circundar pelo menos dois lados dessa região com heterojunções. A Figura 2.10 mostra o esquema deste dispositivo, denominado de estrutura de dupla heterojunção (DH - Double Heterojunction).

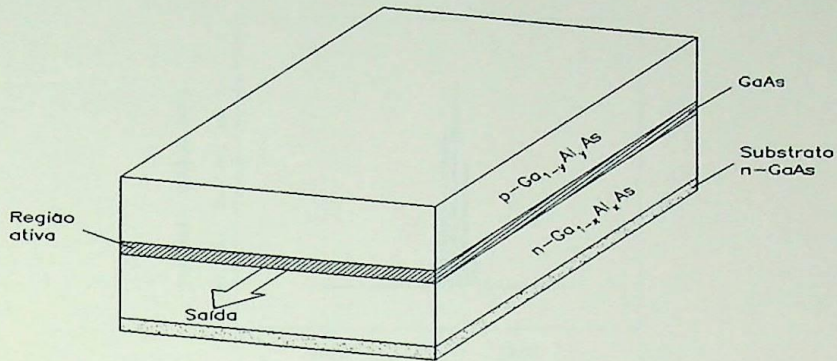


Fig. 2.10 - Dubla heteroestrutura (DH).

Para se construir uma heteroestrutura que confine luz em todas as direções transversais, dando à região ativa uma forma tubular bem delimitada, é preciso circundar a região ativa por todos os lados, como mostra a Figura 2.11. Utilizam-se materiais com índice de refração menor para a formação do guia óptico, e largura da banda proibida maior, para se conseguir o confinamento dos portadores. A essa estrutura dá-se o nome de heteroestrutura de camada enterrada (BH - Buried Heterostructure).

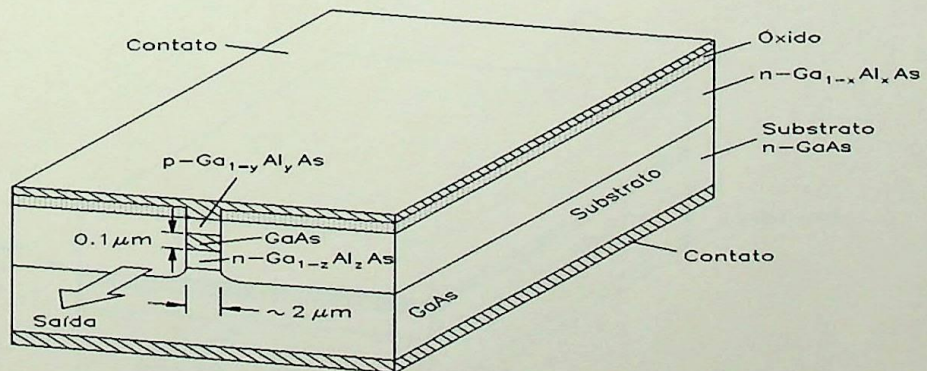


Fig. 2.11 - Heteroestrutura enterrada (BH).

Como já foi dito, a emissão laser é consequência da oscilação

da luz dentro da cavidade ressonante. Diversos modos são permitidos dentro desta cavidade, o que acarreta uma perda da potência luminosa de saída em modos adjacentes ao modo principal, como pode ser visto na Figura 2.12. Os diodos lasers que possuem esta característica são denominados multimodos.

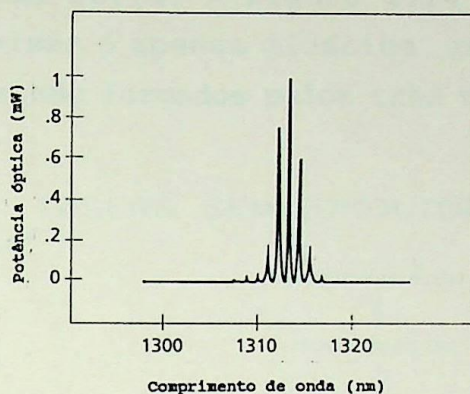


Fig. 2.12 - Espectro de emissão típico de um laser semiconductor multimodo.

A fim de diminuir a largura espectral da potência óptica de saída é criada uma camada corrugada logo abaixo da região ativa. Isto faz com que todos os modos que não estejam em fase com o período da corrugação sejam espalhados, assim, somente o modo em fase com a corrugação será transmitido através do espelho, como mostra a Figura 2.13. Este tipo de laser é conhecido como DFB (*Distribute Feedback*), laser de realimentação distribuída.

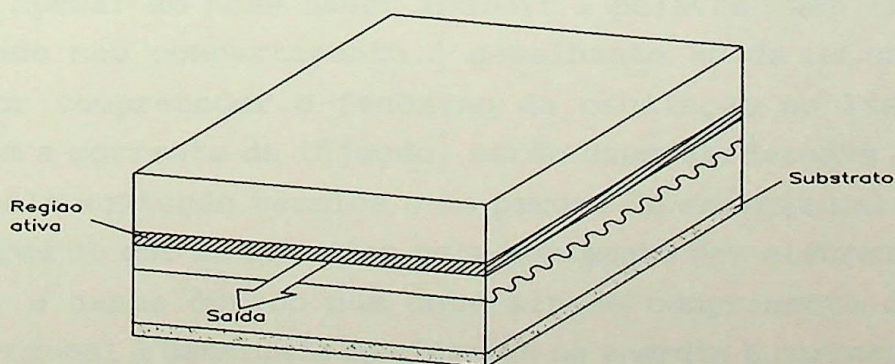


Fig. 2.13 - Estrutura de um diodo laser com realimentação distribuída (DFB).

Estas são apenas algumas das estruturas utilizadas em diodos lasers. Existem diversas outras estruturas, mais complexas, para atenderem as exigências especificadas [4] [1] [13]. De acordo com Martins [32] estas estruturas podem se divididas em três grupos básicos: pelo tipo de guiamento óptico, pelo tipo de confinamento e pelo tipo de camada ativa. A Figura 2.14 resume esta divisão. No entanto, esta divisão é apenas didática, pois no geral os diodos lasers semicondutores são formados pelos três tipos de classificação.

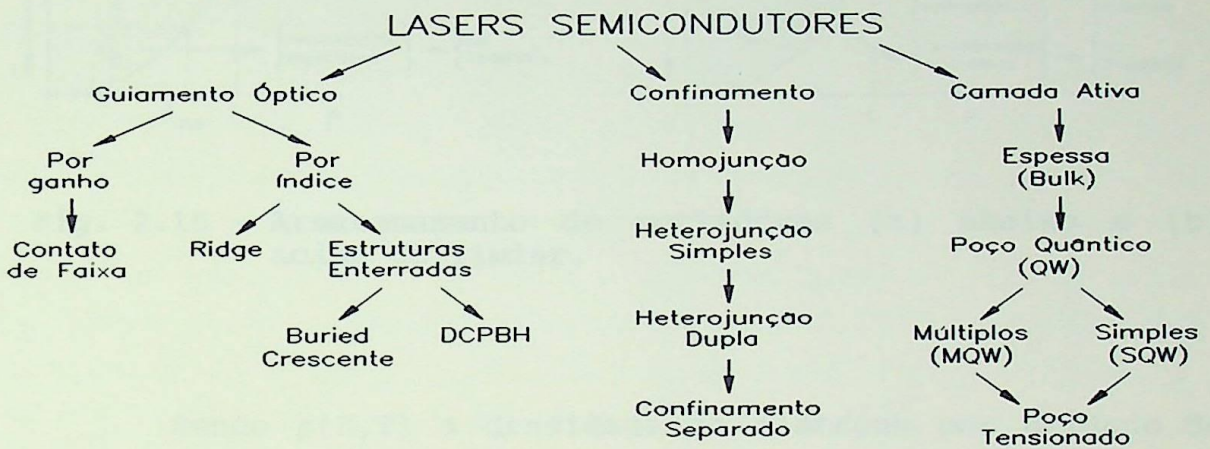


Fig. 2.14 - Tipos de estruturas de diodos lasers de acordo com Martins [32].

2.10 - Corrente de Limiar

Apesar do nome Laser incluir a palavra "amplificação", na realidade seu comportamento é semelhante ao de um oscilador. Para melhor compreender o fenômeno da oscilação no laser e sua relação com a corrente de injeção, serão desconsideradas as perdas causadas pela agitação térmica e as perdas de energia das lacunas, muito menores do que as causadas pelo movimento dos elétrons. Nestas condições, o ganho óptico num determinado comprimento de onda λ fica proporcional a densidade de elétrons na energia E correspondente,

$$E - E_c = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.13)$$

onde c é a velocidade da luz. A densidade de estados ocupados adquire a forma da Figura 2.15-a

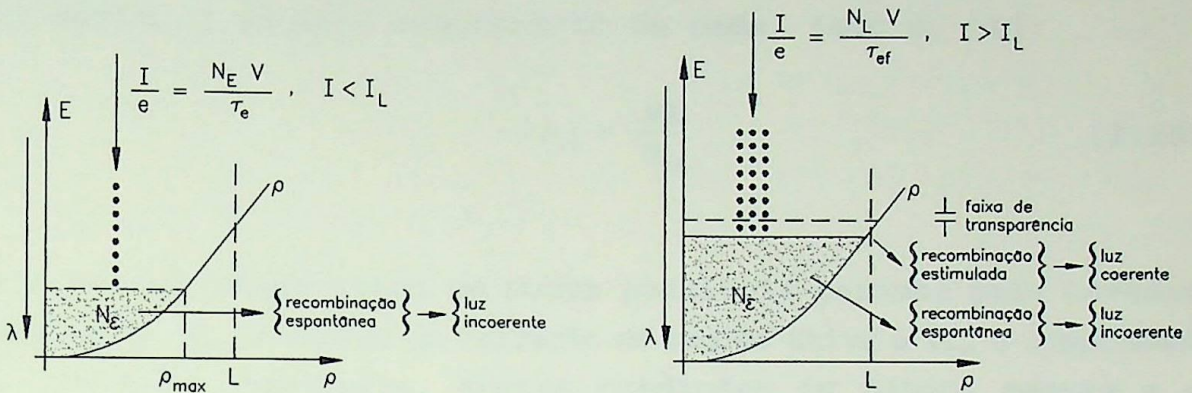


Fig. 2.15 - Armazenamento de portadores (a) abaixo e (b) acima do limiar.

Sendo $\rho(E,T)$ a densidade de elétrons por unidade de energia por unidade de volume, o efeito de emissão estimulada ocorrerá quando o valor máximo de $\rho(E,T)$ gerar um ganho óptico, no comprimento de onda correspondente ao seu nível de energia. Este ganho deve ser suficiente para contrabalançar as perdas ópticas num percurso de ida e volta na região ativa entre os dois espelhos (Figura 2.15-b). Esta condição é conhecida como transparência. Abaixo do limiar, a densidade de elétrons N_E na região ativa é dada pela condição de equilíbrio entre a taxa de injeção e de perda de elétrons [1]:

$$\frac{I}{q} = \frac{N_E A_{ra} d}{\tau_{ef}} \quad , \quad I < I_L \quad (2.14)$$

onde I é a corrente injetada, I_L a corrente de limiar, q a carga do elétron 1.6×10^{-19} C, N_E a densidade de elétrons na camada ativa, A_{ra} a área da camada ativa. Sendo τ_{ef} o tempo de vida médio dos portadores, definido como o tempo entre a criação de uma lacuna e a recombinação com um elétron.

Com o crescimento da corrente injetada I , aumenta o valor de N_E , com consequentes incrementos de E_F e de $\rho_{max} = \rho(E,T)$, como

mostra a Figura 2.15. Quando ρ_{\max} atingir o valor de transparência, há ganho óptico em uma pequena faixa de energia definindo um comprimento de onda dominante. Neste modelo simplificado, a oscilação ocorrerá nos valores em que a separação entre as superfícies espelhadas for múltiplo de meio comprimento de onda. Isto é, [1]:

$$2 l_{ra} = \frac{M\lambda}{n_{ra}} \quad (2.15)$$

onde M é um número total de modos possíveis gerados pela cavidade ressonante, n_{ra} o índice de refração da região ativa e l_{ra} o comprimento da cavidade ressonante. Nestas condições os fótons passam a se multiplicar em avalanche pelo mecanismo da recombinação estimulada. A corrente injetada mínima necessária para gerar transparência em alguns comprimentos de onda é chamada de corrente de limiar (I_L). Abaixo desta corrente as recombinações não-radioativas predominam, e a luz gerada é devida principalmente a emissão espontânea.

Acima do valor de limiar, o excesso de corrente ($I - I_L$) tende a ser consumido quase totalmente pelas recombinações estimuladas. A taxa de variação aumenta até atingir uma saturação em virtude da multiplicação em avalanche de fótons. Por esta razão, o crescimento da potência óptica emitida em função da corrente injetada acentua-se muito mais acima do valor de limiar. (Figura 2.16)

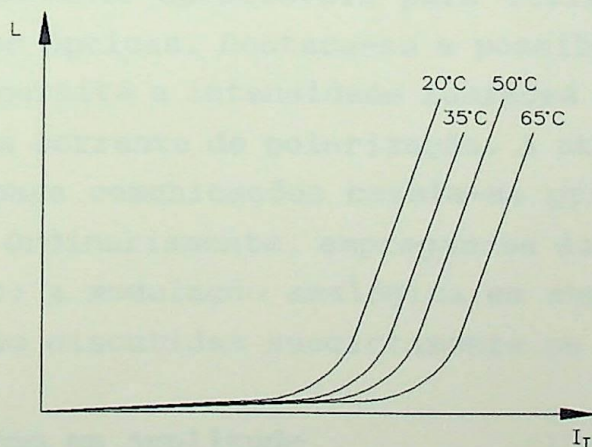


Fig. 2.16 - Característica estática típica de um diodo laser e sua variação com a temperatura.

Altas taxas de recombinações estimuladas mantêm a densidade de portadores no nível da transparência ou saturação, garantindo um ganho óptico no nível de equilíbrio com as perdas ópticas. Este modelo não descreve a influência das perdas por agitações térmicas. Na situação real quanto maior for a temperatura maior deverá ser a corrente injetada para gerar a condição de transparência, ou seja, maior a corrente de limiar. Pelo comportamento apresentado, deduz-se que a corrente de limiar é um dos parâmetros mais importantes de um diodo laser, sendo desejável que sua densidade seja a mais baixa possível, para reduzir a perda por aquecimento. Isto é possível reduzindo-se a espessura da camada ativa na construção do dispositivo.

2.11 - Temperatura de Operação

O comportamento da fonte luminosa tem uma forte dependência da temperatura. Aumentos de temperatura provocam uma diminuição da potência emitida pelo laser, além de provocar a redução da sua vida útil. Isto implica na utilização de dissipadores ativos ou passivos de forma que se possa controlar a temperatura de operação.

2.12 - Modulação

Os diodos lasers semicondutores possuem características que os tornam bastante apreciáveis para utilização como fontes para comunicações ópticas. Destaca-se a possibilidade de modulação direta, que permite a intensidade luminosa do laser responder a uma variação da corrente de polarização. A utilização de lasers semicondutores para comunicações baseia-se principalmente nesta característica. Ordinariamente, empregam-se dois processos básicos de modulação: a modulação analógica em amplitude, modulação por pulsos. Serão discutidas suscintamente os dois métodos

2.12.1 - Modulação em amplitude

A potência luminosa de saída é proporcional a intensidade da corrente de polarização em uma ampla faixa acima do valor de limiar. Ou seja, a relação entre a variação da corrente e a

potência luminosa é bastante linear. A resposta em frequência de diodos lasers pode ser calculada aproximadamente por uma função de transferência de segunda ordem, devido ao fato da inclinação da curva de resposta em frequência tender assintoticamente para -40 dB/década [14]. Expressa-se pela seguinte função:

$$\left| \frac{P(\omega)}{I(\omega)} \right| = \left| \frac{A_T}{1 + 2j\xi\omega T_T - (\omega T_T)^2} \right| \quad (2.16)$$

onde $P(\omega)$ é a potência óptica de saída no domínio da frequência, $I(\omega)$ a corrente de injeção no domínio da frequência, A_T uma constante de proporcionalidade, ω a frequência angular do sinal de modulação, T_T o período dado por $1/\omega_0$ e ξ é um fator de amortecimento, que determinará o valor de $P(\omega)$ em $\omega=1/T_T$.

A Figura 2.17 mostra a variação da potência luminosa em função da frequência de modulação. A potência está normalizada em relação ao valor emitido com a corrente de limiar. A Equação (2.16) permite observar que ocorre uma distorção do sinal de informação em altas frequências. Conseqüentemente, o processamento de sinais de banda larga requer uma compensação para a distorção de amplitude e de fase.

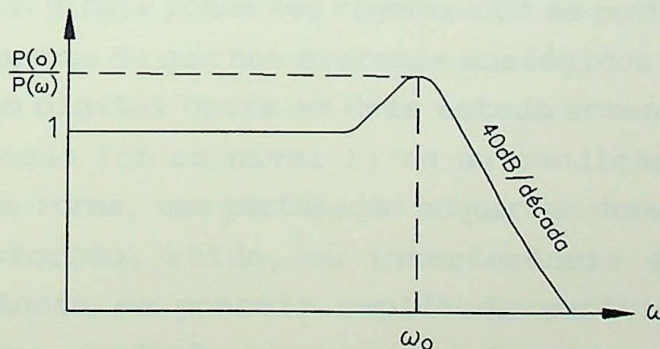


Fig. 2.17 - Resposta em frequência do diodo laser de GaAs.

Identifica-se frequência de corte ω_0 acima da qual a profundidade de modulação começa a cair rapidamente. Nestas fre-

qüências, as bandas laterais do sinal modulado estão fora da largura de faixa da cavidade Fabry-Perot do laser. Como resultado, há decréscimo da emissão estimulada, não havendo ganho suficiente para manter o efeito laser. Sistemas que necessitem de uma largura espectral grande não têm um bom desempenho prático. Por outro lado, em um sistema com largura de faixa de informação bastante estreita, a corrente necessária para se conseguir uma boa profundidade de modulação pode ser reduzida.

Outro fator que limita substancialmente a profundidade de modulação é a variação do índice de refração dentro da região ativa do laser, em função da corrente de polarização. Devem ser tomados cuidados extras com a dissipação de calor no dispositivo. A dependência da potência luminosa de saída com a temperatura do dispositivo é um forte motivo para que se tenha um controle externo desta grandeza.

2.12.2 - Modulação por pulsos

Com a instalação dos primeiros sistemas de modulação de pulso codificados (PCM) e da técnica de multiplexagem por divisão de tempo (TDM), os circuitos de transmissão modificaram-se rapidamente, passando a empregar as técnicas digitais. Todas as formas de telecomunicações, para aplicações militares e civis, estão tendendo para o emprego dos sistemas digitais, graças às vantagens por eles oferecidas. A primeira é que os sinais podem ser regenerados em pontos intermediários muito mais facilmente do que nos sistemas analógicos. A justificativa é que um circuito digital opera em dois estado somente, permanecendo ou no estado ligado (*on* ou nível 1) ou na condição desligado (*off* ou nível 0). Desta forma, uma perturbação adquirida durante a transmissão na forma de distorção, ruído, ou interferência eletromagnética, só terá importância se possuir amplitude suficiente para mudar o circuito de uma condição para outra. Os sinais analógicos, ao contrário, possuem uma infinidade de formatos e níveis diferentes. Mesmo uma perturbação de pequena amplitude pode modificar a forma de onda originalmente transmitida. Quando isto acontecer, não será possível a sua recuperação com a fidelidade desejada.

Além desta propriedade fundamental, os circuitos digitais são mais confiáveis e podem ser produzidos a um custo infe-

rior aos sistemas analógicos. A montagem dos circuitos digitais é mais flexível, permitindo ampliações de forma mais rápida e econômica. A transmissão de vários sinais digitais utilizando multiplexagem por divisão de tempo é mais simples do que a combinação de vários sinais analógicos usando multiplexagem por divisão de frequência. A transmissão de diferentes tipos de sinais digitais, tais como dados, telegrafia, telefonia, televisão, recebem idêntico tratamento, o que não seria possível com sinais analógicos. Desta maneira, a modulação por pulsos é o método mais importante, pois admite muitas variações que otimizam a eficiência de transmissão. As principais vantagens e inconvenientes de cada uma são discutidas a seguir [28] [29] [30] .

2.12.2.1 - Modulação de pulsos através da corrente de excitação

Esta é a técnicas mais simples de modulação por código de pulsos, onde a aplicação de um pulso de corrente de polarização resulta na saída de um pulso de luz. A principal limitação deste método está no fato de que um aumento da temperatura afeta drasticamente a potência óptica de saída. Pode levar o nível de saída a um ponto de indeterminação, sem se identificar os níveis 0 e 1. Para se reduzir o efeito da temperatura o pulso de corrente deve ter um ciclo de trabalho que permita a máxima transferência de potência e o menor aquecimento possível.

O ciclo de trabalho da luz é menor que o ciclo de trabalho da corrente, devido a dois fatores. O primeiro é a existência de um atraso entre o início do pulso de corrente e o início do pulso de luz. O segundo é o fato de que o laser pode apagar-se instantaneamente por causa do aquecimento pelo uso de um pulso de corrente de longa duração [15]. Para-se contornar este problema pode-se adotar um código de pulsos que transmita mais bits correspondentes ao nível 0 do que bits do nível 1.

Outra providência é impedir que o laser seja polarizado na região abaixo da corrente de limiar ao se transmitir o código 0. Se isto acontecer uma parte da potência será gasta na emissão não-radioativa, aumentando o aquecimento do dispositivo. Isto pode ser evitado fazendo-se com que os pulsos de corrente sejam sobrepostos a uma corrente de polarização um pouco acima do valor de limiar.

Este procedimento permite que o laser trabalhe com uma taxa de transmissão maior, com um menor aquecimento, sendo necessário um pulso de corrente de menor amplitude para a mesma potência luminosa de saída.

2.12.2.2 - Modulação por largura de pulso

O atraso entre o início do sinal de corrente e o início do sinal de luz, pode ser utilizado para produzir modulação por largura de pulso (PWM). A dependência que existe entre o atraso do pulso de luz e a do pulso de corrente é tal que um aumento da amplitude reduz o atraso e vice-versa. Esta dependência, porém, é não linear. A conversão de amplitude em largura requer o uso de um modulador em amplitude, que origina distorções. Para compensar a não-linearidade utilizam-se filtros na entrada do modulador. Devido a utilização deste modulador o método também está sujeito a todas as limitações impostas a modulação em amplitude.

Outras variações deste tipo de modulação e outras técnicas tais como chaveamento do fator Q , modulação em frequência, modulação em fase, são explanadas em Paoli [14]. Yariv [4] e a equipe de CSELT [13] apresentam o tratamento matemático para alguns processos de modulação e demodulação direta. É possível ainda, obter a modulação da potência óptica de saída do diodo laser utilizando um dispositivo externo acoplado ao dispositivo emissor, tal como um interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) discreto ou integrado ao laser [31].

2.13 - Simulação

Para sistemas de comunicações ópticas com altas velocidades de transmissão e níveis de potência que permitam enlaces de grandes distâncias, torna-se obrigatório a utilização de diodos lasers como fonte de luz. A potência de luz emitida pelos diodos lasers depende da temperatura. Assim, é imprescindível um controle preciso da corrente de polarização para que o sistema opere com uma boa eficiência. O estudo das características do diodo laser através de um modelo matemático de sua cavidade é o primeiro passo para a compreensão deste controle.

2.13.1 - Comportamento dinâmico dos lasers de injeção

O comportamento dinâmico de um laser de injeção é resultado da interação entre o campo eletromagnético dentro da cavidade ressonante e a concentração de elétrons injetados na região ativa. A emissão estimulada ocorre quando a densidade de elétrons injetada excede a densidade de elétrons de limiar, a partir da qual começa a inversão de população. Somente após o equilíbrio da inversão é que ocorrerá a emissão estimulada. O tempo de resposta da cavidade a um sinal de corrente é limitado pelo tempo de recombinação entre elétrons e lacunas. As equações que descrevem o fenômeno são conhecidas como equações de taxa e na forma mais simples podem ser expressas por [13]:

$$\begin{cases} \frac{dS}{dt} = Sg - \frac{S}{\tau_p} + \alpha \frac{N_E}{\tau_e} \\ \frac{dN_E}{dt} = \frac{J}{qd} - Sg - \frac{N_E}{\tau_e} \end{cases} \quad (2.17)$$

onde as grandezas têm os seguintes significados:

- S - densidade de fótons na camada ativa
- N_E - densidade de elétrons na camada ativa
- g - taxa de emissão estimulada
- τ_e - tempo médio de vida do elétron na cavidade
- τ_p - tempo médio de vida do fóton na cavidade
- α - fator de emissão espontânea
- J - densidade de corrente

O tempo médio de vida de fóton (τ_p) é definido como, o intervalo entre a geração e o desaparecimento de um fóton em uma cavidade laser. O valor médio do tempo entre a criação e o desaparecimento de um par elétron-lacuna é denominado tempo de vida média do elétron τ_e . Só haverá emissão estimulada quando a densidade de elétrons injetada N_E for maior que a densidade de elétrons de limiar N_L . Desta forma, taxa de emissão estimulada g fará com que o ganho óptico da cavidade seja maior do que as perdas na trajetória da luz. A taxa de emissão estimulada g é um pa-

râmetro da função de ganho óptico e descreve a relação entre a densidade de elétrons e a quantidade de emissões estimuladas dentro da cavidade laser. Uma primeira abordagem para taxa de emissão estimulada g pode ser determinada por [13]:

$$g = \frac{1}{\tau_P} \frac{N_E}{N_L} \quad (2.18)$$

O fator $\alpha N_E / \tau_e$ da Equação 2.17 denota a contribuição da emissão espontânea dentro dos modos de emissão estimulada. Pode ser calculado em termos aproximados por [13]:

$$\alpha = \frac{m}{M} \quad (2.19)$$

onde m é o número de modos emitidos pela cavidade ressonante e M é o número total de modos possíveis. O valor de M é obtido supondo uma cavidade laser do tipo Fabry-Perot. Os modos concentram-se em torno do valor do comprimento de onda λ do modo fundamental e estão relacionados ao comprimento da cavidade de acordo com a Equação 2.15.

Observando-se as Equações (2.17) e (2.18), nota-se a existência de termos cruzados entre N_E e S , dificultando o tratamento matemático das equações de taxa. Não se pode, por isso, encontrar-se uma solução analítica que satisfaça (2.17) e (2.18) simultaneamente. No entanto, há dois outros métodos possíveis de se analisar estas equações. O primeiro é através de uma aproximação para pequenos sinais de corrente e o outro é através da simulação do modelo. O primeiro método permite fazer-se uma estimativa para o valor da frequência natural de ressonância e do fator de amortecimento, em função da relação entre corrente de limiar e a corrente de bombeamento. Este método não permite visualizar a intensidade máxima do transitório inicial na potência óptica de saída ("overshoot"), nem estimar o tempo de retardo entre a resposta da cavidade e a aplicação de um sinal de corrente.

O segundo método não apresenta estas dificuldades, porém tem-se a necessidade de se conhecerem os parâmetros internos do diodo laser, tais como volume da cavidade, índice de refração

do meio dentro da cavidade, o dopante utilizado na região ativa etc. Por se tratar de dados não convencionais, normalmente não são fornecidos nas folhas de dados do fabricantes. A simulação como método de estudo, todavia, permite observar-se o comportamento dinâmico do diodo laser para diversas formas de sinais de corrente de injeção e para diferentes modelos de cavidade. Os valores dos dados não fornecidos pelo fabricante podem ser obtidos em outras publicações que tratam de lasers semicondutores. Dimensões típicas de uma cavidade laser do tipo GaAs/GaAlAs são encontradas em Yariv [4], e são apresentadas na Tabela 2.1. Para este tipo de diodo laser tem-se ainda as seguintes características da Tabela 2.2 [1].

Tabela 2.1 - Dimensões típicas da cavidade de um diodo laser.

Largura	$W = 300\mu\text{m}$
Comprimento	$l_{ra} = 1\mu\text{m}$
Espessura	$d = 0,2\mu\text{m}$
Volume	$V = 6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3$

Tabela 2.2 - Características de um diodo laser GaAs/GaAlAs.

Índice de refração do cristal (n_{ra})	3,6
Tempo médio de vida de um elétron na cavidade (τ_e)	1ns
Tempo médio de vida de um fóton na cavidade (τ_p)	1ps

Estes dados podem ser atribuídos ao diodo laser AGOL-13ULJ-LT-1A (Apêndice 1), cujas demais propriedades são dadas na Tabela 2.3:

Tabela 2.3 - Características elétricas típicas de um diodo laser moderno.

Corrente de injeção de limiar (I_L)	32mA
Comprimento de onda (λ)	1300nm
Número de modos emitido pela cavidade ressonante (m)	7

A densidade de elétrons de limiar (N_L) está relacionada ao valor da corrente por [4]:

$$N_L = \frac{I_L \tau_e}{qV} \quad (2.20)$$

A simulação do sistema de Equações (2.17) pode ser feita através do simulador de Equações diferenciais SIMNON 3.1 [19], empregando-se as Equações (2.18), (2.19), (2.15) e (2.20) e os parâmetros da Tabelas 2.1, 2.2 e 2.3. No Apêndice 2 é apresentado o programa para a simulação deste modelo. A resposta a um degrau de corrente de amplitude $2I_L$ resulta no comportamento dinâmico descrito na Figura 2.18. Pode-se observar que o atraso em relação ao degrau de corrente é de aproximadamente 0,7ns e que o "overshoot" para a densidade de fótons é de $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

O atraso é relacionado ao tempo médio de recombinação entre um elétron e uma lacuna, pela Equação [12]:

$$t_a = \tau_{ef} \frac{I}{I_L} \quad (2.21)$$

onde τ_{ef} é o tempo médio de recombinação entre um elétron e uma lacuna. O valor típico de τ_{ef} é de 1ns [12] e como primeira tentativa aplicou-se um degrau de corrente tal que $I/I_L=2$. Resultou em um valor de t_a da ordem de 0,5ns, que está próximo do valor 0,7ns obtido na Figura 2.18.

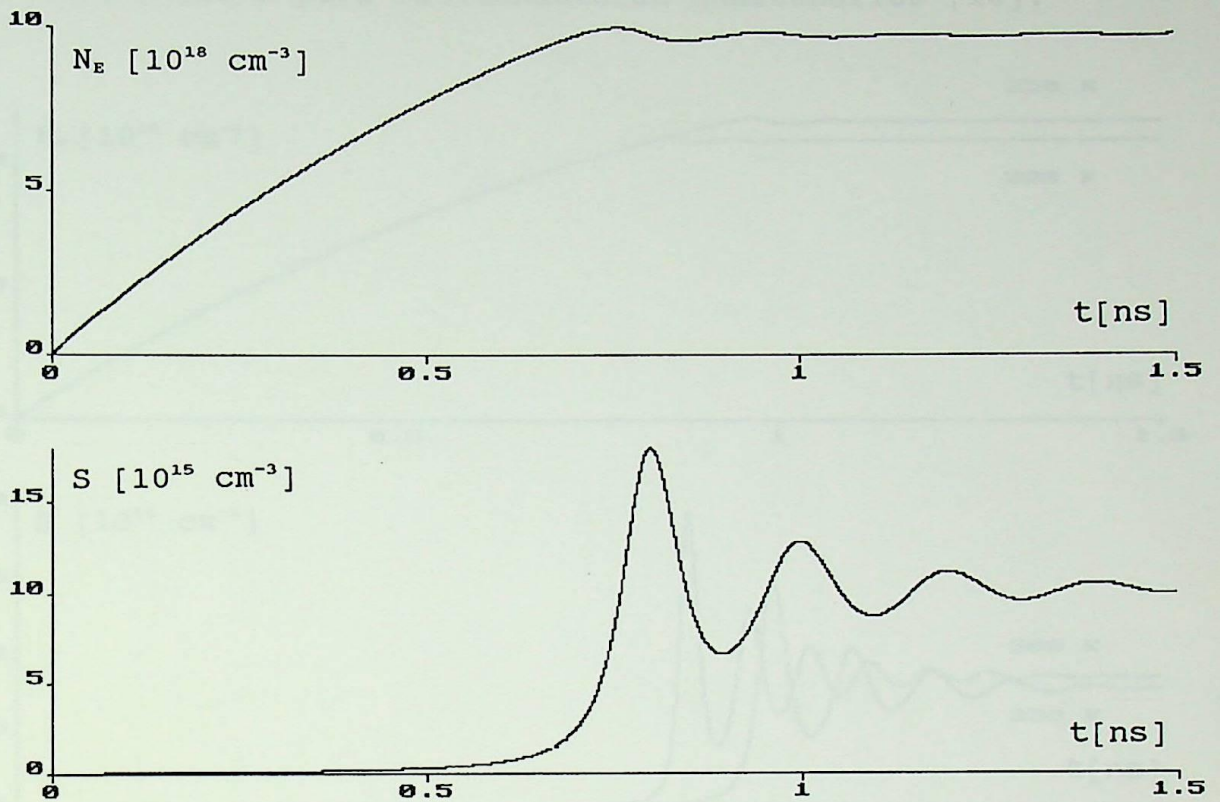


Fig. 2.18 - Comportamento do sistema das Equações (2.17) em resposta a um degrau de corrente de amplitude $2I_L$, com taxa de emissão estimulada dada por (2.18).

Outro modelo que corresponde a uma situação mais real deve mostrar a dependência da taxa de emissão estimulada com a temperatura. Esta dependência pode ser expressa como [17]:

$$g = C \frac{(N_E - N_L)}{T^3} \quad (2.22)$$

onde C é a constante térmica que identifica a taxa de crescimento da densidade de elétrons na cavidade com a temperatura de trabalho. Tem um valor típico da ordem de $C = 20 \times 10^{-6} [\text{m}^3 \text{K}^3 \text{s}^{-1}]$ [17].

O comportamento dinâmico das Equações (2.19), (2.15), (2.21) e (2.22) para os valores das Tabelas 2.1, 2.2 e 2.3 e para uma corrente de injeção de $2I_L$ com uma temperatura de trabalho de 300 K resulta na Figura 2.19. Para esta simulação pode-se notar que o amortecimento aumentou consideravelmente e que a frequência

(GaAlAs) e 100 K para semicondutores quartenários [18].

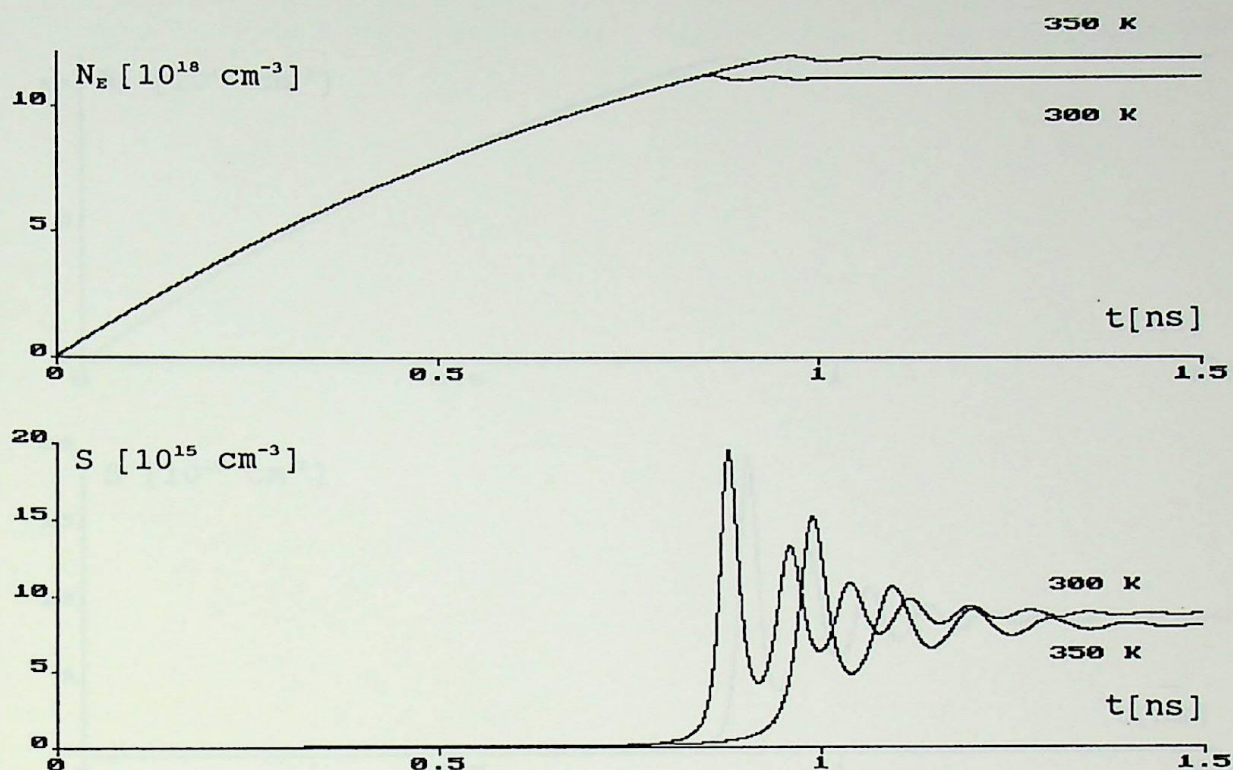


Fig. 2.20 - Família de curvas para uma variação de temperatura.

O modelo matemático apresentado é bastante simples. Representa com uma boa aproximação o comportamento dinâmico do laser semiconductor, apresentando resultados que condizem com os dados práticos relatados por Adams e Thomas [17] e na literatura especializada [1] [12] [12]. Este modelo é suficiente para descrever uma modulação por código de pulso (PCM), uma modulação analógica ou uma modulação digital em amplitude (AM). Mas não prevê uma saturação nem mecanismos que possam descrever o controle de fase e frequência ou as perdas na cavidade. No caso de uma modulação por código de pulso (PCM) o modelo é satisfatório, porque é necessário controlarem-se apenas os níveis alto e baixo, de forma que não se confundam. Ou seja, devem permanecer sempre com os mesmos níveis de potência de saída luminosa, qualquer que seja a temperatura. No entanto, a compensação térmica restringe-se a uma faixa de temperatura bastante estreita.

No próximo capítulo mostrar-se-á um modelo matemático

de oscilação de relaxação também aumentou.

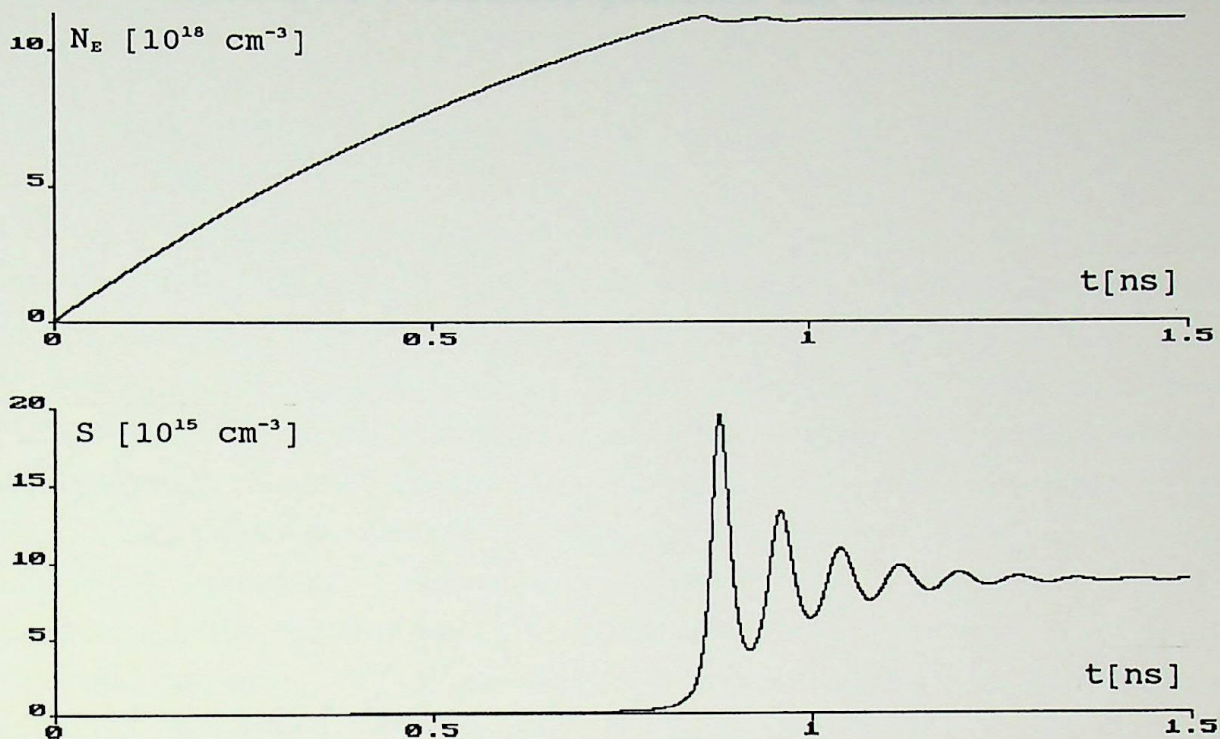


Fig. 2.19 - Comportamento dinâmico das Equações (2.17) com taxa de emissão estimulada dada pela Equação (2.22).

A Figura 2.20 mostra uma família de curvas para as temperaturas de 300 K e 350 K. O comportamento das curvas corresponde ao fato de que um aquecimento provoca uma diminuição da potência de saída, comprovado pela redução da densidade de fótons. O atraso também aumenta com o aumento da temperatura, como pode ser visto no deslocamento das curvas para a direita.

O modelo ainda não contempla a influência da temperatura sobre a corrente de limiar, pois a densidade de elétrons de limiar ainda continua inalterada, dada por:

$$I_L = I_{L0} e^{kT/T_0} \quad (2.23)$$

onde T_0 é uma temperatura de referência e I_{L0} a corrente de limiar em $T=0$. Os valores usuais são 60 K para semicondutores ternários

que tem como principais parâmetros a corrente de entrada e a potência óptica de saída, que permitirá fazer-se um paralelo entre a teoria e os resultados práticos com maior facilidade.

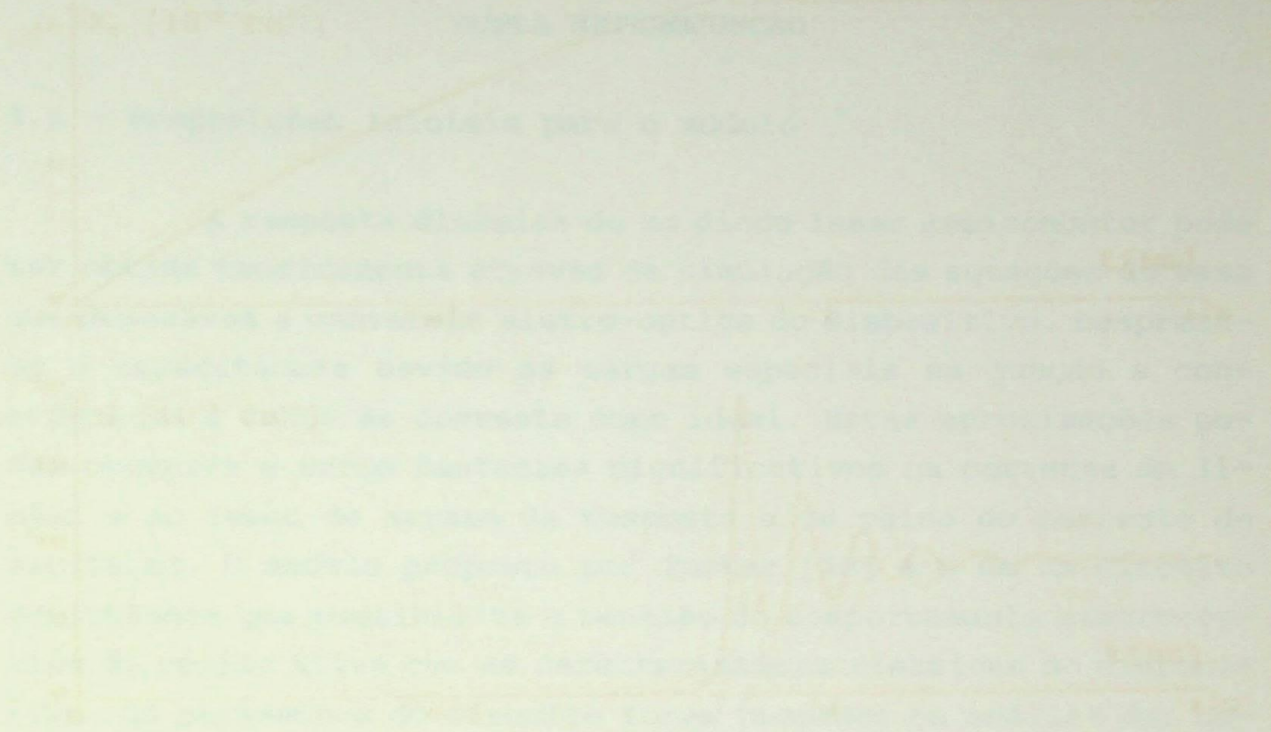


Fig. 2.10 - Características operacionais de um transistor de silício em função da corrente de entrada e da potência óptica de saída.

A figura 2.10 mostra as características operacionais de um transistor de silício em função da corrente de entrada e da potência óptica de saída. O gráfico apresenta uma curva linear que indica uma relação direta entre a corrente de entrada e a potência óptica de saída.

Essa característica é fundamental para a análise e projeto de circuitos que utilizam transistores de silício em aplicações de optoeletrônica.

Os dados experimentais foram obtidos a partir de medições realizadas em um equipamento de laboratório, sob condições controladas de temperatura e tensão de alimentação.

CAPÍTULO III

CIRCUITO EQUIVALENTE DE UM DIODO LASER DE DUPLA HETEROJUNÇÃO

3.1 - Proposições iniciais para o modelo

A resposta dinâmica de um diodo laser semiconductor pode ser obtida teoricamente através da simulação das equações de taxa que descrevem a conversão eletro-óptica do dispositivo. Despreza-se a capacitância devido as cargas espaciais na junção e considera-se a fonte de corrente como ideal. Estas aproximações podem conduzir a erros bastantes significativos na corrente de limiar e no tempo de atraso da resposta a um pulso de corrente de excitação. O modelo proposto por Tucker [20] é o de um circuito equivalente que possibilita a reunião do comportamento eletro-óptico da região ativa com as características elétricas do dispositivo. Os parâmetros do circuito foram baseados na análise das características elétricas propostas por Joyce e Dixon [22]. O resultado é válido para correntes acima e abaixo do valor de limiar, e permite a adição de circuitos externos para controle de modulação e de corrente de polarização.

3.2 - Definições dos parâmetros mais importantes

3.2.1 - Densidade de portadores

O dispositivo a ser analisado é um diodo laser de dupla heterojunção, consistindo de uma camada ativa de GaAs tipo *p* entre duas camadas de tipo *p* e *n* (Figura 2.11). A densidade de elétrons média na região ativa é dada por:

$$N_E = N_o + n_E \quad (3.1)$$

sendo N_E a densidade de elétrons na camada ativa, N_o a densidade de elétrons na condição de equilíbrio, abaixo do limiar e n_E a densidade de elétrons em excesso na camada ativa. Analogamente, a densidade de lacunas média na camada ativa é dada por:

$$P_E = P_o + p_E \quad (3.2)$$

onde P_E é a densidade de lacunas na camada ativa, P_o a densidade de lacunas na condição de equilíbrio, abaixo do limiar, e p_E a densidade de lacunas em excesso na camada ativa [21].

3.2.2 - Estrutura da banda de energia

A Figura 3.1 mostra um diagrama em condições ideais das bandas de energia em uma junção p-n.

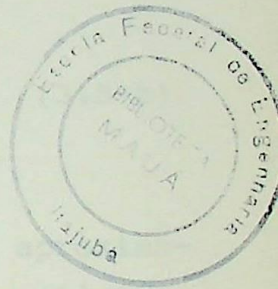
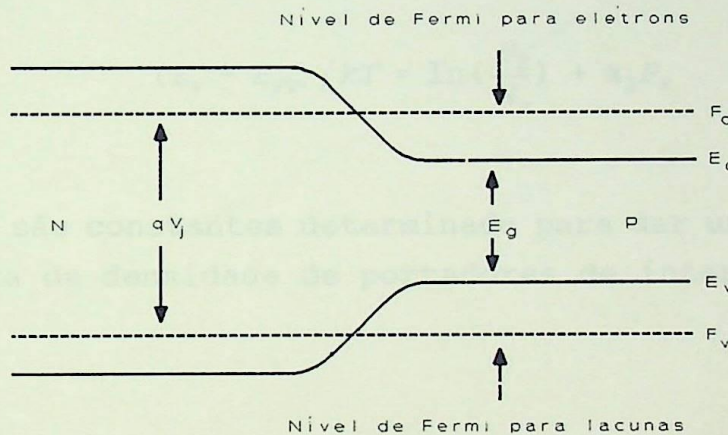


Fig. 3.1 - Diagrama de energia de uma heterojunção p-n.

A tensão V_J aplicada na junção n-p é fixada a partir dos valores da energia distribuída na junção por [21]:

$$q V_J = (E_{FC} - E_C) + (E_V - E_{FV}) + E_g \quad (3.3)$$

As densidades dos elétrons e de lacunas na camada ativa podem ser obtidas através da Equação (2.5), e tornam-se:

$$N_E = N_C \mathcal{F}_{1/2} (E_{FC} - E_C) / kT \quad (3.4-a)$$

$$P_E = N_V \mathcal{F}_{1/2} \left((E_V - E_{FV}) / kT \right) \quad (3.4-b)$$

onde $\mathcal{F}_{1/2}$ é a integral de Fermi-Dirac. Joyce [22] demonstrou que esta integral pode ser aproximada por uma série de potência com três termos. Tucker [21] tomou esta série igual a dois, obtendo uma densidade de estados linear. Assim, de (3.2) e (3.3) é possível isolar o valor da diferença de energia do argumento da integral $\mathcal{F}_{1/2}$, resultando em [21]:

$$(E_{FC} - E_c) / kT = \ln \left(\frac{N_E}{N_c} \right) + \alpha_1 N_E \quad (3.5-a)$$

$$(E_V - E_{FV}) / kT = \ln \left(\frac{P_E}{N_V} \right) + \alpha_2 P_E \quad (3.5-b)$$

onde α_1 e α_2 são constantes determinadas para dar uma boa aproximação na faixa de densidade de portadores de interesse prático.

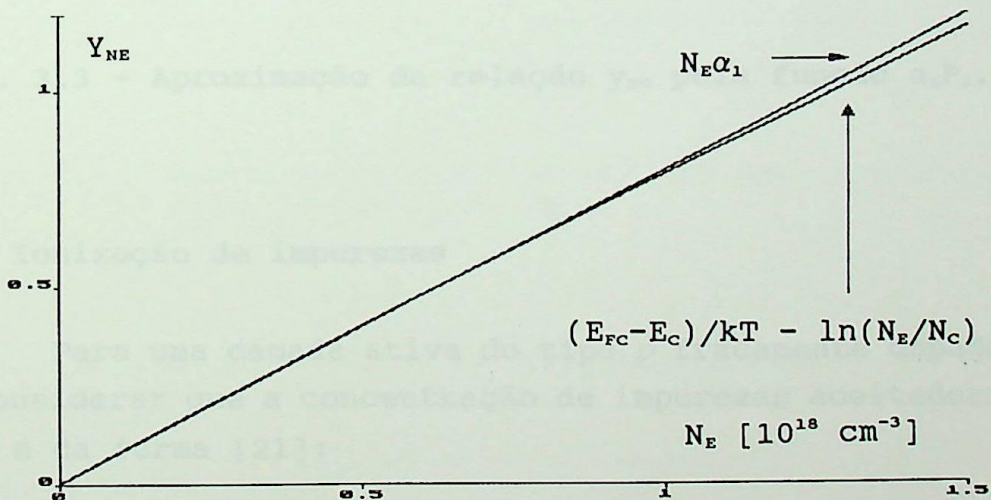


Fig. 3.2 - Aproximação da relação y_{NE} pela função $\alpha_1 N_E$.

A Figura 3.2 mostra o gráfico $y_{NE} = (E_{FC} - E_c) / kT - \ln(N_E / N_c)$ para a faixa $0 \leq N_E \leq 1,5 \times 10^{18}$, onde, pode-se aproximar com boa preci-

são, a reta $\alpha_1 N_E$ com $\alpha_1 = 7,96 \times 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$. Analogamente a Figura 3.3 mostra o gráfico $y_{PE} = (E_V - E_{FV})/kT - \ln(P_E/N_V)$ traçado para a faixa de $0 \leq P_E \leq 1.5 \times 10^{18}$. Onde aproximou-se a reta $\alpha_2 P_E$ com $\alpha_2 = 4,3 \times 10^{-20} \text{ cm}^{-3}$. Os valores α_1 e α_2 podem ser determinados para diferentes tipos de materiais empregados na região ativa e para diferentes faixas de densidade de portadores, ou seja para diferentes valores de N_C e N_V . Neste caso adotou-se os valores $N_C = 8,32 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $N_V = 4,35 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ proposto por Joyce e Dixon [22].

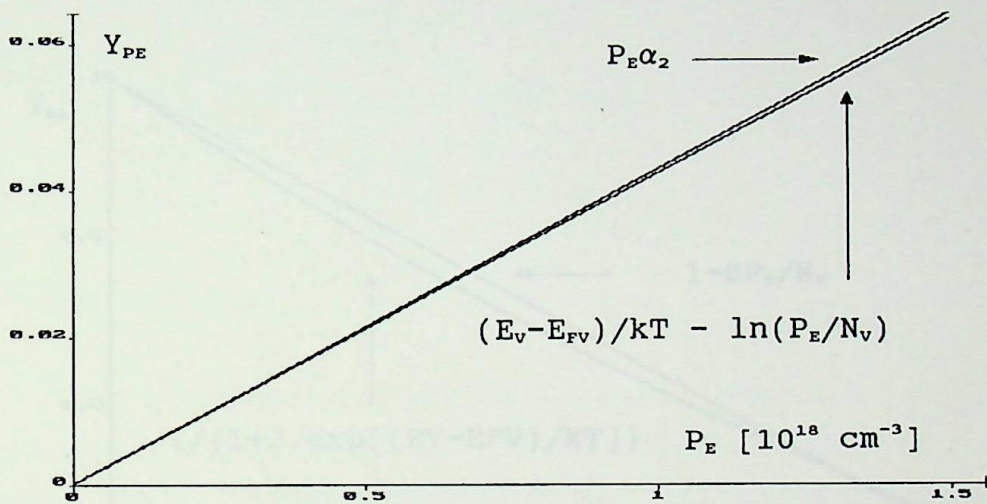


Fig. 3.3 - Aproximação da relação y_{PE} pela função $\alpha_2 P_E$.

3.2.3 - Ionização de impurezas

Para uma camada ativa do tipo p fracamente dopada, pode-se considerar que a concentração de impurezas aceitadoras ionizadas é da forma [21]:

$$N_A^- = N_A / \{1 + 2 \exp[(E_V - E_{FV})/kT]\} \quad (3.6)$$

onde N_A^- é a concentração de impurezas aceitadoras ionizadas e N_A a concentração de impurezas aceitadoras. Substituindo (3.5-a) em (3.6) obtém-se a seguinte aproximação para a fração de impurezas

ionizadas:

$$N_A/N_A^- = 1 - \beta \frac{P_E}{N_V} \quad (3.7)$$

onde β é uma constante [21]. Esta equação está representada na Figura 3.4. A curva $y_{NA} = N_A/N_A^-$ foi traçada para a faixa de densidade de lacunas $0 \leq P_E \leq 1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, na qual se aproximou a Equação (3.7) com $\beta = 1,6$.

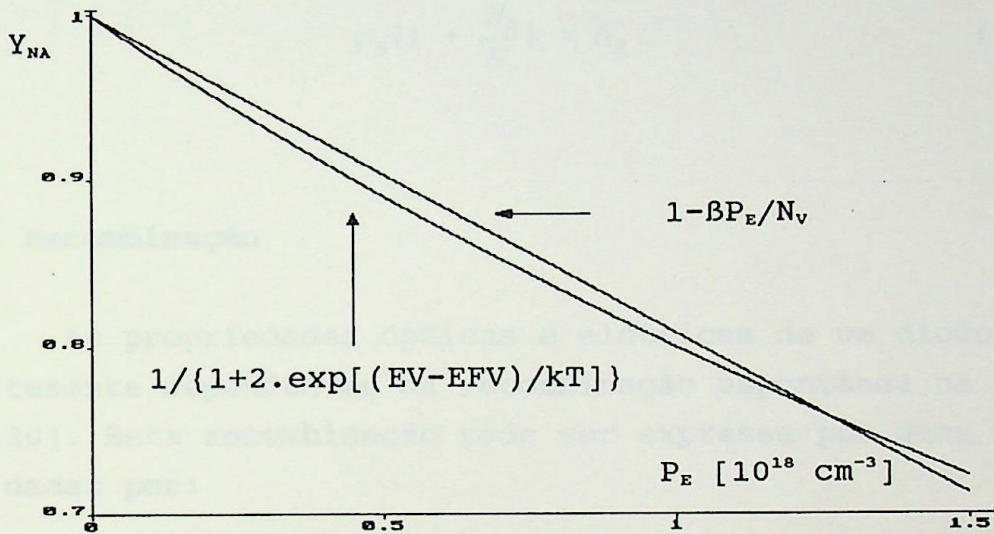


Fig. 3.4 - Aproximação da fração de impurezas ionizadas N_A^-/N_A pela função $1 - (\beta P_E / N_V)$.

A condição necessária para neutralizar a camada ativa é satisfeita por:

$$P_E = P_o + N_A^- \quad (3.8)$$

Substituindo (3.7) em (3.8) obtém-se:

$$P_E \left(1 + \frac{N_A}{N_V}\right) = N_E + N_A \quad (3.9)$$

Na condição de equilíbrio (3.9) torna-se:

$$P_o \left(1 + \frac{N_A}{N_V}\right) = N_o + N_A \quad (3.10)$$

Analogamente a densidade de portadores em excesso será:

$$p_E \left(1 + \frac{N_A}{N_V}\right) = n_E \quad (3.11)$$

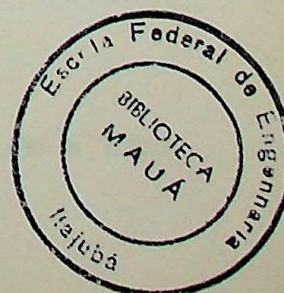
3.2.4 - Recombinação

As propriedades ópticas e elétricas de um diodo laser são fortemente dependentes da recombinação espontânea na camada ativa [20]. Esta recombinação pode ser expressa por duas componentes dadas por:

$$r_t = r_n + r_e \quad (3.12)$$

sendo r_t a taxa de recombinação total dos portadores em excesso por unidade de volume, r_e a taxa de recombinação radioativa dos portadores em excesso por unidade de volume e r_n a taxa de recombinação não radioativa dos portadores em excesso por unidade de volume.

A primeira componente r_n representa a taxa de recombinação não radioativa nos limites da camada. Apesar desta componente não contribuir diretamente nas características ópticas do dispositivo ela pode ter um efeito significativo nas propriedades elétricas [20]. É expressa por:



$$r_n = \frac{n_E}{\tau_n} \quad (3.13)$$

onde τ_n é o tempo de vida dos portadores que originaram a recombinação não radioativa. A segunda componente r_e é a taxa de recombinação radioativa, expressa por:

$$r_e = \frac{n_E}{\tau_s} + B_1 \left(\frac{n_E}{\tau_{ns}} \right)^2 \quad (3.14)$$

sendo B_1 e B constantes [20], relacionadas por:

$$B_1 = B / \left(1 + \beta \frac{N_A}{N_V} \right) \quad (3.15)$$

e

$$\tau_{ns} = \left(\frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_n} \right)^{-1} \quad (3.16)$$

$$\tau_s = \left[B \left\{ P_o + \frac{N_o}{1 + (N_A/N_V)} \right\} \right] \quad (3.17)$$

onde τ_s é o tempo de vida da recombinação espontânea em baixos níveis de injeção e τ_{ns} o tempo de vida de recombinação dos portadores em excesso.

Para níveis de injeção abaixo do valor limiar a componente n_E/τ_s é dominante, mas para níveis de injeção acima do limiar r_e é praticamente igual a $B_1(n_E/\tau_{ns})$. Com a substituição de (3.13) e (3.14) em (3.12) tem-se:

$$r_t = \frac{n_E}{\tau_{ns}} + B_1 \left(\frac{n_E}{\tau_{ns}} \right)^2 \quad (3.18)$$

Assim, a corrente total através do diodo devido a taxa

r_t será dada por:

$$I_t = qV r_t \quad (3.19)$$

onde I_T é a corrente total através do diodo laser e V é a volume da cavidade do laser. Substituindo (3.18) em (3.19) tem-se:

$$I_T = I_1 + b(I_1)^2 \quad (3.20)$$

sendo

$$I_1 = \frac{qVn_E}{\tau_{ns}} \quad (3.21)$$

e b uma constante calculada a partir de:

$$b = \frac{B_1 (\tau_{ns})^2}{qV} \quad (3.22)$$

Do mesmo modo, substituindo-se (3.15), (3.16) e (3.17) em (3.14) tem-se:

$$I_e = aI_1 + b(I_1)^2 \quad (3.23)$$

onde I_e é a corrente devido à recombinação espontânea radiotativa e a é uma constante dada por:

$$a = \frac{\tau_{ns}}{\tau_s} \quad (3.24)$$

3.2.5 - Característica corrente versus tensão

A tensão na junção pode ser expressa em termos da densidade de elétrons na camada ativa, substituindo (3.5), (3.10)

e (3.11) em (3.3), no equilíbrio, $V_J=0$, tem-se:

$$V_J = V_1 + V_2 + V_3 \quad (3.25)$$

$$V_1 = V_T \ln\left(1 + \frac{n_F}{N_0}\right) \quad (3.26)$$

$$V_2 = V_T \ln\left(1 + \frac{n}{N_0 + N_A}\right) \quad (3.27)$$

$$V_3 = V_T (\alpha_1 + \alpha_3) \quad (3.28)$$

$$\alpha_3 = \frac{\alpha_2}{\left(1 + \left(\beta \frac{N_A}{N_V}\right)\right)} \quad (3.29)$$

onde a grandeza V_T é a tensão térmica.

$$V_T = \frac{kT}{q} \quad (3.30)$$

sendo T é a temperatura absoluta em Kelvin e k é a constante de Boltzman ($k = 8,616 \times 10^{-5}$ eV/K).

A tensão na junção pode ser representada então por três elementos conectados em série (Figura 3.5) com as tensões V_1 , V_2 e V_3 . As duas primeiras representam a forma clássica da tensão na junção $p-n$ de um diodo. Substituindo (3.21) em (3.26) e (3.27) tem-se:

$$I_1 = I_{01} \left\{ e^{\left(\frac{V_1}{V_T}\right)} - 1 \right\} \quad (3.31)$$

$$I_1 = I_{02} \left\{ e^{\left(\frac{V_2}{V_T}\right)} - 1 \right\} \quad (3.32)$$

$$I_{01} = \frac{qVN_o}{\tau_{ns}} \quad (3.33)$$

$$I_{02} = \frac{qV(N_A + N_o)}{\tau_{ns}} \quad (3.34)$$

onde I_1 é a corrente que flui através dos dois diodos, I_{01} a corrente de fuga através do diodo e I_{02} a corrente de fuga através do diodo 2.

As Equações (3.31) e (3.32) são análogas a característica corrente versus tensão de um diodo:

$$I = I_s \left(e^{\frac{V}{V_j}} - 1 \right) \quad (3.35)$$

A tensão V_3 representa a queda de potencial em um elemento resistivo cujo o valor pode ser expresso por:

$$I_1 = \frac{V_3}{R_e} \quad (3.36)$$

sendo

$$R_e = \frac{(\alpha_1 + \alpha_3) N_o V_T}{I_{01}} \quad (3.37)$$

3.3 - Circuito equivalente do diodo laser

Para se obter um circuito equivalente de um diodo laser de injeção com operação monomodo, é conveniente partir de um conjunto de equações de taxa, onde a taxa de recombinação dos portadores seja da forma exposta na equação (3.18). Assim, as equações (2.17) podem ser reescritas de forma que este conjunto apresente um termo que dependa da taxa de recombinação dos portadores não radioativos

(r_n), que não afeta as características ópticas do dispositivo, mas tem efeitos significativos nas características elétricas. Assim, o novo conjunto de equações de taxa será expresso por:

$$qV \frac{dn_E}{dt} = I - I_t - gS \quad (3.38)$$

$$qV \frac{dS}{dt} = gS - \frac{qV S}{\tau_p} + \alpha I_e \quad (3.39)$$

onde I é a corrente no terminal de entrada do diodo laser S densidade de fótons na cavidade do laser, τ_p o tempo de vida médio de um fóton na cavidade do laser e α o fator de emissão espontânea.

A Equação (3.38) descreve o efeito do armazenamento de cargas e a injeção de elétrons na camada ativa. A Equação (3.39) descreve o comportamento dinâmico do armazenamento e da injeção de fótons. Estas equações representam o comportamento básico do diodo laser. Para explicar o armazenamento de cargas espaciais na junção é adicionado à Equação (3.38) o efeito de uma capacitância C_s [21]. Normalizando-se estas equações para uma densidade de fótons S_n obtém-se:

$$I = I_1 + b(I_1) + \tau_{ns} \left(\frac{dI_1}{dt} \right) + C_s \left(\frac{dV_J}{dt} \right) + C_p \left(\frac{dS_n}{dt} \right) \quad (3.40)$$

$$GSN_E + \alpha(aI_1 + b(I_1)^2) = \left(\frac{S_n}{R_p} \right) + C_p \left(\frac{dS_n}{dt} \right) \quad (3.41)$$

sendo os diversos efeitos capacitivos dados por:

$$C_s = C_o \left(1 - \frac{V_D}{V_J} \right)^{-1/2} \quad (3.42)$$

$$C_p = qVS_c \quad (3.43)$$

$$G = gC_p \quad (3.44)$$

$$R_p = \tau_p / C_p \quad (3.45)$$

$$S_n = S / S_c \quad (3.46)$$

sendo C_o a capacitância devido a cargas espaciais com tensão zero, C_s a capacitância devido a cargas espaciais, g e G a taxa de emissão estimulada, V_b a tensão na barreira, S_c a constante de normalização da densidade de fótons e S_n a densidade de fótons normalizada em relação a S_c .

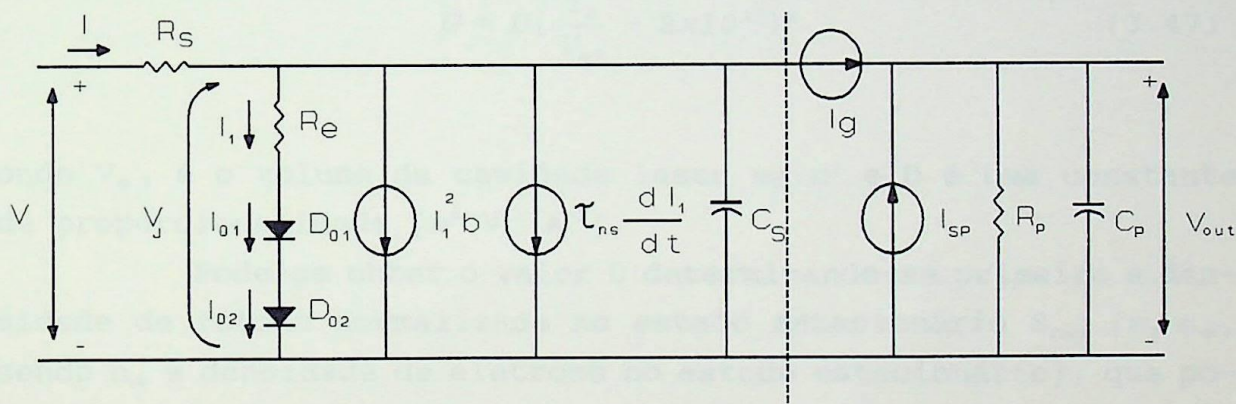


Fig. 3.5 - Modelo de um diodo laser para correntes acima do limiar onde $I_{sp} = \alpha(aI_1 + b(I_1)^2)$ e $I_g = S_n G$.

A densidade dinâmica de fótons na camada ativa é representada por um circuito equivalente semelhante ao dado pela Equação (3.41). O termo S_n / R_p é modelado por uma resistência e o termo $C_p (dS_n / dt)$ representa-se por uma capacitância em paralelo. A emissão espontânea nas Equações (3.40) e (3.41) tornam-se fontes de corrente controladas. O resultado desta análise é mostrado a esquerda da linha tracejada na Figura 3.5. Uma vez que a intensidade de luz de saída é proporcional a densidade S_n , é esta por sua vez é proporcional a tensão sobre C_p , V_{pn} , pode-se usar esta tensão como medida da intensidade de luz. Assim, os terminais a

direita da linha tracejada tornam-se proporcionais a tensão que seria obtida de um diodo detector acoplado a saída do laser. A resistência R_e em série com os dois diodos provém da degeneração dos portadores. Não está associada com as perdas ôhmicas do diodo laser, modeladas pela resistência R_s na entrada, que representa as resistências dos contatos ôhmicos e do corpo do dispositivo. O modelo da Figura 3.5 representa um diodo laser operando com correntes acima e abaixo do limiar.

3.3.1 - Taxa de emissão estimulada

A taxa de emissão estimulada G pode ser dada aproximadamente por uma função quadrática da corrente de recombinação radioativa I_e [20] segundo a relação:

$$G = D \left(\frac{I_e}{V_{a3}} - 2 \times 10^{13} \right)^2 \quad (3.47)$$

onde V_{a3} é o volume da cavidade laser em m^3 e D é uma constante de proporcionalidade [$m^6 V^{-1} A^{-1}$].

Pode-se obter o valor D determinando-se primeiro a densidade de fótons normalizada no estado estacionário S_{no} ($n_e = n_s$, sendo n_s a densidade de elétrons no estado estacionário), que pode ser obtida substituindo-se $dS_n/dt = 0$ na Equação (3.41) [20]. Resulta:

$$P_{no} = \frac{\alpha (aI_{10} + b(I_{10})^2)}{(1/R_p) - G} \quad (3.48)$$

onde I_{10} é a corrente I_1 no estado estacionário ($n_e = n_s$). A densidade de fótons S_{no} tenderá ao infinito quando $G = 1/R_p$. Substituindo-se esta aproximação em (3.47) tem-se:

$$D = \left(R_p \left(\frac{I_e}{V_{a3}} - 2 \times 10^{-13} \right)^2 \right)^{-1} \quad (3.49)$$

onde o valor I_e foi definido como:

$$I_e = aI_1 + b(I_1)^2 \quad (3.50)$$

3.4 - Parâmetros do circuito equivalente

Os parâmetros do modelo podem ser divididos em duas categorias. A primeira refere-se às características físicas e construtivas do dispositivo, tais como V e N_A . Estas características não são fornecidas pelo fabricante, obrigando a adotarem-se valores típicos encontrados em outras publicações especializadas na área. Para os exemplos simulados neste trabalho consideraram-se valores fornecidos pelas referências [20], [21] e [22]. O segundo conjunto de valores são os parâmetros efetivamente calculados. Das referências [20] e [21] têm-se os valores para os parâmetros da Tabela 3.1:

Tabela 3.1 - Valores adotados das referências [20] e [21].

Parâmetros	Valores	Unidades
N_A	4×10^{17}	cm^{-3}
R_s	2	Ω
C_o	10×10^{-12}	F
V_D	1,65	V
S_c	1×10^{15}	cm^{-3}
α	5×10^{-2}	
τ_P	1×10^{-12}	s
n_s	$1,5 \times 10^{18}$	cm^{-3}

O parâmetro S_c não é uma característica construtiva do dispositivo, mas sim um valor usado para normalizar as Equações (3.38) e (3.39). Seu valor representa a ordem de grandeza da densidade de fótons na cavidade. Como o diodo laser AGDL-13UJ-LT-1A tem corrente de limiar de 32mA o volume estimado para sua cavida-

de é de $6 \times 10^{-11} \text{cm}^{-3}$, como visto no Capítulo II. Assim, da referência [22] obtêm-se os valores da Tabela 3.2:

Tabela 3.2 - Valores adotados da referência [22].

Parâmetros	Valores	Unidades
N_v	$8,32 \times 10^{18}$	cm^{-3}
N_c	$4,35 \times 10^{17}$	cm^{-3}
B	$1,4 \times 10^{-10}$	cm/s

Admitindo que a densidade de limiar seja igual a densidade de saturação $n_L = n_s$ e substituindo (3.15), (3.21) e (3.22) em (3.20), tem-se:

$$I_L = \frac{qVn_s}{\tau_{ns}} + \frac{B_1 qV(n_s)^2}{1 + \beta N_A/N_v} \quad (3.51)$$

Obtém-se que $\tau_{ns} = 4,93 \times 10^{-10} \text{s}$ e a partir das Equações (3.21) e (3.22) tem-se $I_1 = 29,2 \text{mA}$ e $b = 3,29 \text{A}^{-1}$. Para uma temperatura ambiente de 300K a tensão térmica dada por (3.30) será $V_T = 25,9 \text{mV}$. Substituindo-se (3.33) em (3.37) encontra-se a expressão para R_e :

$$R_e = \frac{(\alpha_1 + \alpha_3) V_T \tau_{ns}}{qV} \quad (3.52)$$

e o valor numérico $R_e = 1,12 \Omega$. Da Figura 3.5 observa-se que:

$$V_D = R_s I_L + R_e I_L + V_J \quad (3.53)$$

Substituindo-se (3.25), (3.26), (3.27), (3.28) e (3.29) em (3.53) para a condição de $I = I_L$ vem:

$$V_D = R_s I_L + R_e I_L + V_T \ln\left(1 + \frac{n_s}{N_o + N_A}\right) + V_T \ln\left(1 + \frac{n_s}{N_o}\right) + V_T (\alpha_1 + \alpha_2) n_s \quad (3.54)$$



Para esta situação obtém-se a seguinte Equação:

$$\ln \left(1 + \frac{1,5 \times 10^{18}}{N_o} \right) + \ln \left(1 + \frac{1,5 \times 10^{18}}{N_o + 4 \times 10^{17}} \right) = 59,98 \quad (3.55)$$

Obtendo-se $N_o = 5,67 \times 10^{-6} \text{cm}^{-3}$ e substituindo-se este valor em (3.17), (3.33) e (3.34) tem-se $\tau_s = 9,23 \text{ns}$, $I_{o1} = 0,25 \times 10^{-25} \text{A}$ e $I_{o2} = 7,79 \text{mA}$. Da Equação (3.24) obtém-se $a = 0,0256$ e das Equações (3.43) e (3.45) tira-se $C_p = 9,6 \times 10^{-15} \text{F}$ e $R_p = 104,7 \Omega$. A constante D da função G pode ser obtida das Equações (3.52) e (3.53), resultando em $D = 6,22 \times 10^{-30} \text{m}^6 \text{V}^{-1} \text{A}^{-1}$. A Tabela 3.3 resume estes valores.

Tabela 3.3 - Valores calculados para $C_o = 10 \text{pF}$.

Parâmetros	Valores	Unidades
a	26×10^{-3}	
b	3,29	A^{-1}
C_o	10	pF
C_p	$9,6 \times 10^{-3}$	pF
D	$6,22 \times 10^{-30}$	$\text{m}^6 \text{V}^{-1} \text{A}^{-1}$
I_L	32	mA
I_{o1}	$1,25 \times 10^{-25}$	A
I_{o2}	7,79	mA
R_e	1,12	Ω
R_p	104,17	Ω
R_s	2	Ω
V_D	1,65	V
α	5×10^{-1}	
τ_{ns}	0,493	ns

3.5 - Simulação

Com auxílio do programa aplicativo PSPICE (Simulador de circuitos elétricos) pode-se implementar o modelo do circuito equivalente para o diodo laser (Apêndice 3). A Figura 3.6 mostra

a resposta do modelo para os valores da Tabela 3.3 para um degrau de corrente de excitação de 40mA.

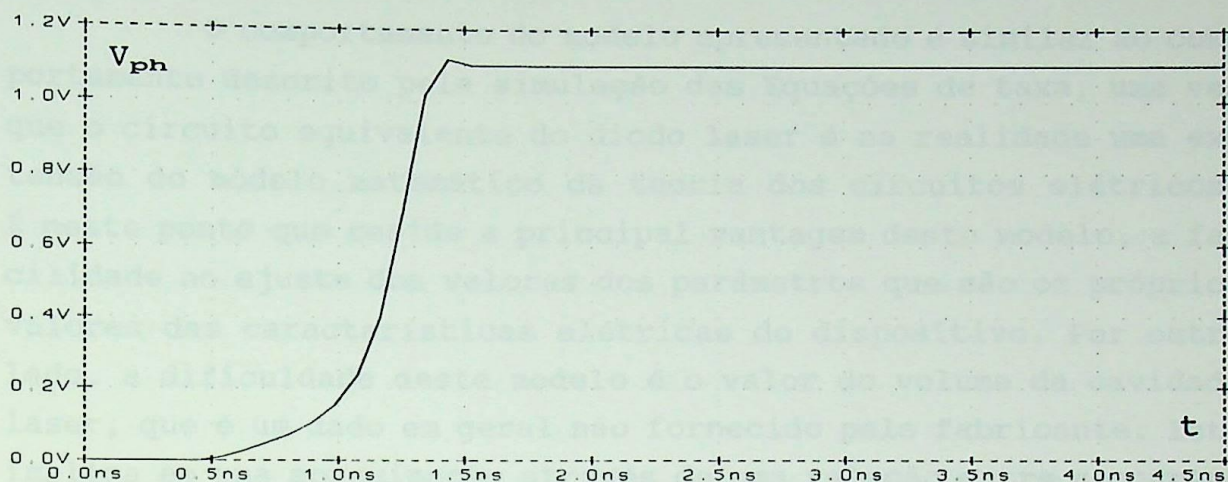


Fig. 3.6 - Resposta para um degrau de corrente de excitação de 40mA e $C_o=10pF$.

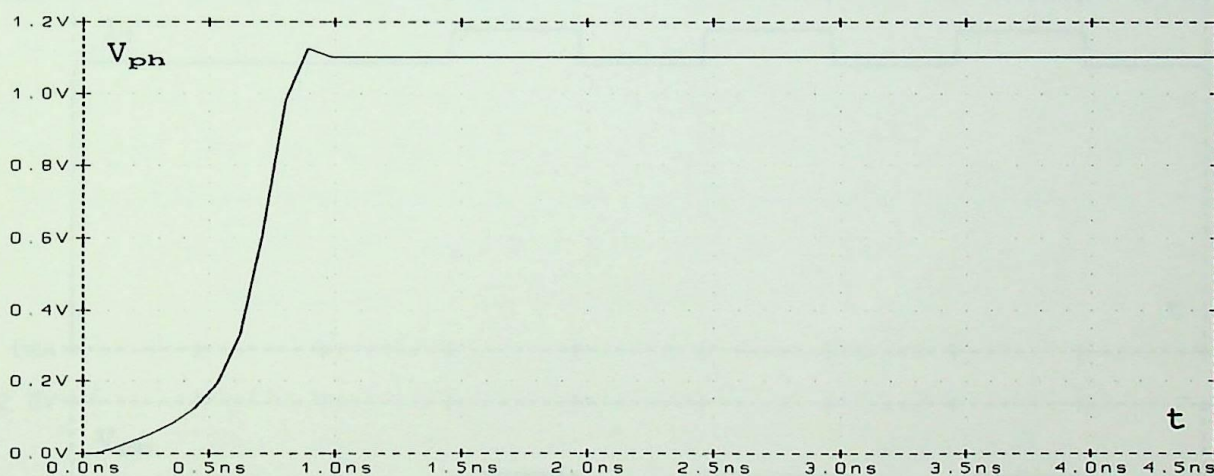


Fig. 3.7 - Resposta a um degrau de corrente de excitação de 40mA e $C_o=1pF$.

Pode-se observar na Figura 3.6 que o tempo de resposta a excitação é de 1,5ns. Este tempo pode ser melhorado reduzindo-se o valor de C_o de 10pF para 1pF, o que resulta em um atraso de 0,8ns. Isto pode ser observado na Figura 3.7, que mostra a resposta do modelo para os valores da Tabela 3.3, usando-se $C_o=1pF$.

Nestas condições, pode-se verificar o comportamento do modelo a uma excitação periódica, como na Figura 3.8. Onde um trem de pulsos de amplitude igual a 5mA e período igual a 1ns foi

adicionado a uma corrente de pré-polarização de 40mA. O trem de pulsos é atrasado de 1,5ns para permitir que a saída luminosa do diodo laser estabilize.

O comportamento do modelo apresentado é similar ao comportamento descrito pela simulação das Equações de taxa, uma vez que o circuito equivalente do diodo laser é na realidade uma extensão do modelo matemático da teoria dos circuitos elétricos. É neste ponto que reside a principal vantagem deste modelo, a facilidade no ajuste dos valores dos parâmetros que são os próprios valores das características elétricas do dispositivo. Por outro lado, a dificuldade deste modelo é o valor do volume da cavidade laser, que é um dado em geral não fornecido pelo fabricante. Isto implica em uma aproximação através de uma relação entre a corrente de limiar e o volume da cavidade, como sugerido por Giozza [1] et all.

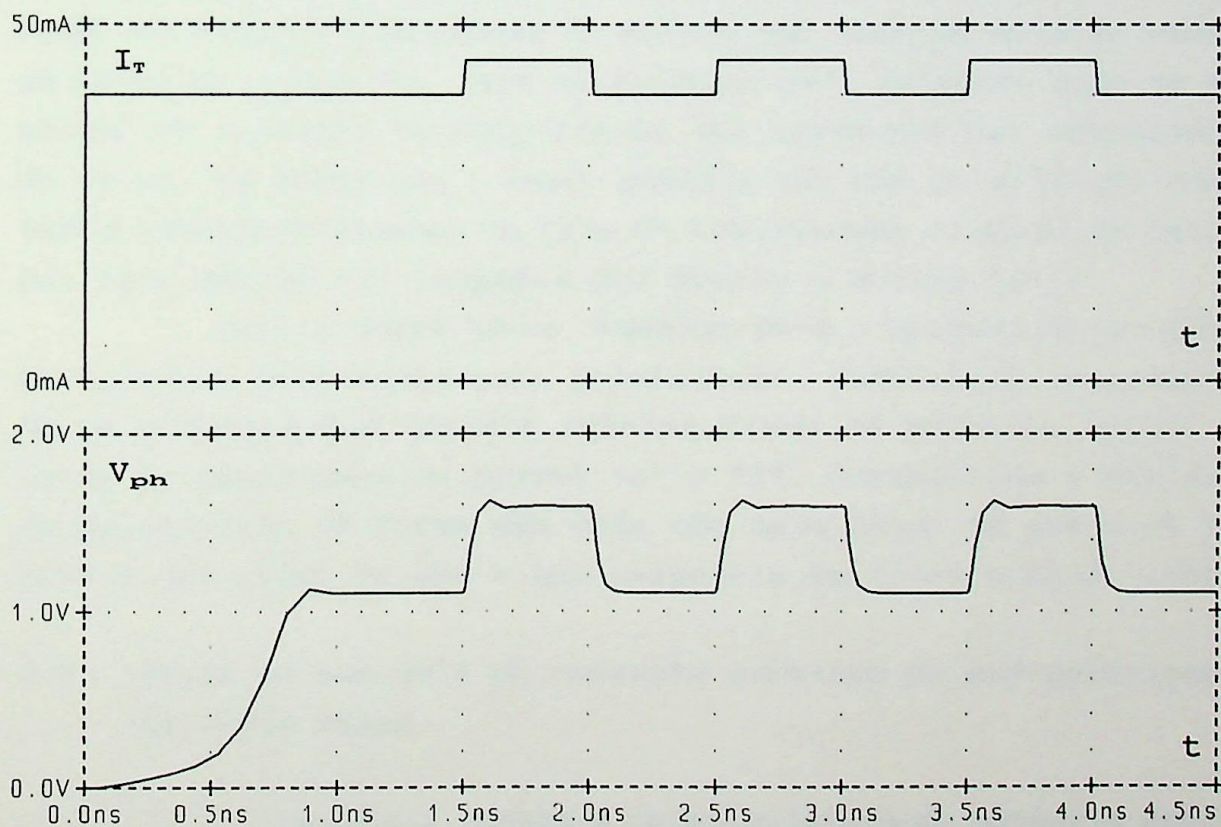


Fig. 3.8 - Resposta a um trem de pulsos.

CAPÍTULO IV

POLARIZAÇÃO COMPENSADA PARA DIODO LASER

4.1 - Introdução

Para garantir que diodos lasers de injeção possam ser modulados digitalmente com altas taxas de modulação é interessante que sejam polarizados perto da corrente de limiar. A este valor é sobreposta a corrente de modulação. Os circuitos comentados descritos utilizam realimentação negativa para estabilizar o valor da corrente de polarização, já que uma variação desta corrente gera uma flutuação indesejável na potência óptica de saída. Utiliza-se a potência óptica média de saída para excitar a malha de controle de polarização. Para que este método obtenha sucesso o código digital de entrada deve ter uma taxa de níveis "1" e "0" fixa. Ou seja, a quantidade de pulsos por segundo deve se manter em um valor constante. Para se alcançar este objetivo pode-se empregar um circuito de polarização que apresente uma compensação do sinal, de forma que o laser passa a ter uma polarização constante independentemente da taxa de transmissão do sinal de entrada. Este método foi proposto por Swartz e Wooley [24].

Dentro desta idéia, estudar-se-á o projeto de uma fonte de corrente balanceada para polarização. Consistirá basicamente de um circuito que garanta valores fixos de potência óptica de saída do laser para os níveis "0" e "1", controlando a corrente de polarização de forma que esta não seja menor do que a de limiar e nem maior do que a que colocaria em risco o diodo laser.

4.2 - Malha de controle da corrente contínua de pré-polarização do diodo laser

A Figura 4.1 mostra a característica da potência óptica de saída (P_{out}) em função da corrente de injeção (I_T) de um laser de heterojunção. Esta relação pode ser caracterizada por três parâmetros: a corrente de limiar I_L , a eficiência da potência óptica de saída abaixo do limiar η_1 e a eficiência da potência óptica de saída acima do limiar η_2 . Com estes parâmetros pode-se linea-

rizar a curva característica por partes através das relações

$$P_{out} = \eta_1 I_T \quad , \quad I_T \leq I_L \quad (4.1)$$

$$P_{out} = \eta_2 (I_T - I_L) + \eta_1 I_L \quad , \quad I_T \geq I_L \quad (4.2)$$

A Figura 4.1 representa a característica linearizada conforme as equações anteriores.

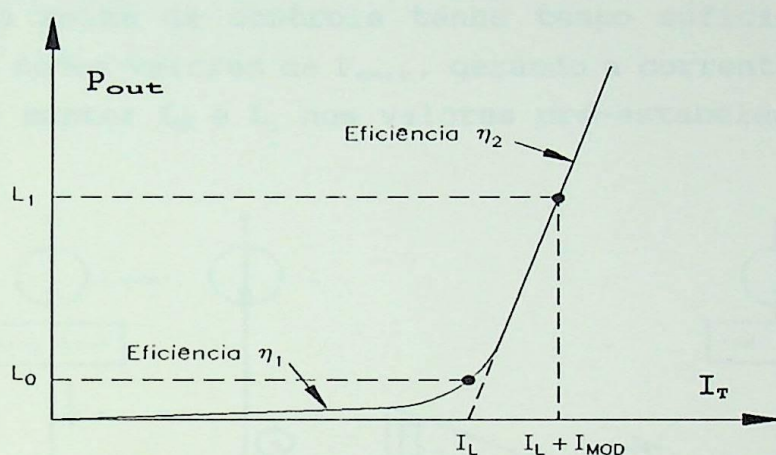


Fig. 4.1 - Potência óptica de saída versus corrente de injeção de um laser semiconductor.

A Figura 4.2 mostra o princípio de funcionamento do circuito empregando estabilização por realimentação. Neste circuito o laser é polarizado perto da corrente de limiar com uma corrente de pré-polarização I_a . Adiciona-se a corrente de modulação instantânea I_m , que comuta a saída luminosa do laser entre os níveis "0" e "1", gerando os níveis luminosos L_0 e L_1 , respectivamente. A corrente de pré-polarização é estabilizada por uma malha de realimentação negativa que inclui o diodo laser, uma corrente de referência para a pré-polarização I_b , um filtro passa-baixas constituído pelo capacitor C_a e um amplificador de corrente A. A corrente instantânea do foto-detector I_d , fornecida pelo detector interno do diodo laser Figura 1.1, é somada à I_b no nó S. A resultante destas correntes é filtrada por C_a e amplificada para gerar a corrente de pré-polarização. Devido ao fato da corrente I_m alterar a componente contínua da potência óptica de saída,

torna-se necessário adicionar uma corrente de compensação instantânea I_x , no nó S que possua um valor adequado para cancelar esta influência.

A eficiência η_2 é muito maior que a eficiência η_1 e como conseqüência da presença do capacitor C_a , o tempo de resposta da malha de realimentação é maior do que as constantes de tempo dos parâmetros do circuito de modulação. Além disso, é necessário que o tempo de resposta da malha de realimentação seja menor que o tempo de deriva do valor das constantes dos parâmetros do diodo laser, que tendem a aumentar com o aquecimento. Esta condição garante que a malha de controle tenha tempo suficiente para se adaptar aos novos valores de P_{out} , gerando a corrente I_a necessária para se manter L_0 e L_1 nos valores pré-estabelecidos.

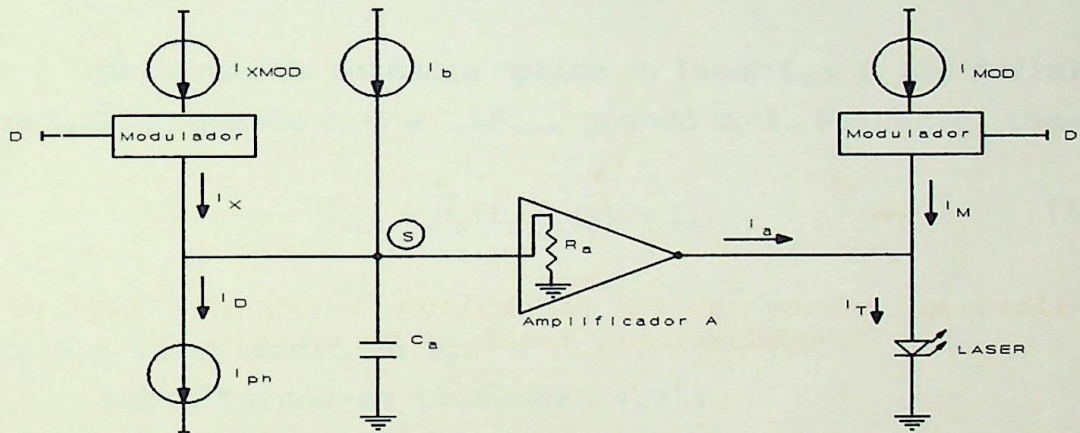


Fig. 4.2 - Esquema generalizado do controle da polarização e modulação empregando estabilização compensada.

Na Figura 4.2 observa-se que a corrente instantânea no laser I_T é dada pela soma da corrente de pré-polarização I_a com a corrente instantânea de modulação I_M

$$I_T = I_a + I_M \quad (4.3)$$

sendo definida como

$$I_M = D_S I_{MOD} \quad (4.4)$$

onde D_s é o sinal binário de entrada ($D_s=1$ ou $D_s=0$) que será aplicado no modulador. O capacitor C_a permite que somente a componente contínua da soma das correntes entre no amplificador A. Assim,

$$I_a = A(\bar{I}_b + \bar{I}_x - \bar{I}_D) \quad (4.5)$$

onde A é o ganho em malha aberta do amplificador de corrente, \bar{I}_b e \bar{I}_x são, respectivamente, os valores médios das correntes do foto-detector e da corrente de compensação. A corrente média do foto-detector é relacionada à potência óptica de saída média do laser (\bar{P}_{out}) por um fator de proporcionalidade r . Assim,

$$\bar{I}_D = r\bar{P}_{out}. \quad (4.6)$$

Os níveis de potência óptica do laser L_0 e L_1 são definidos tal que $L_0 \Delta \bar{P}_{out}$ quando $\bar{D}_s=0$ e $L_1 \Delta \bar{P}_{out}$ quando $\bar{D}_s=1$. Portanto, tem-se:

$$\bar{P}_{out} = \bar{D}_s(L_1 - L_0) + L_0. \quad (4.7)$$

onde \bar{D}_s é o valor médio de D_s .

Substituindo-se (4.6) em (4.7):

$$\bar{I}_D = r \left\{ \bar{D}_s(L_1 - L_0) + L_0 \right\}. \quad (4.8)$$

Estas equações admitem que os tempos de atraso na resposta do laser e do foto-detector sejam desprezíveis. Substituindo-se (4.8) em (4.5) e observando-se que $\bar{I}_x = \bar{D}_s I_{XMOD}$, tem-se

$$\bar{I}_a = A \left(\bar{I}_b + \bar{D}_s I_{XMOD} - r \left[\bar{D}_s(L_1 - L_0) + L_0 \right] \right). \quad (4.9)$$

Este resultado, junto com a relação entre a potência óptica do laser (P_{out}) e a corrente (I_T), como mostrado em (4.1) e (4.2), podem ser usados para determinar os níveis de potência óptica de saída L_0 e L_1 . No entanto, para proceder a esta análise

deve-se determinar o ponto onde o laser será polarizado. Ou seja, se o circuito terá a corrente de pré-polarização acima ou abaixo da corrente de limiar. Esta distinção é importante para a estabilização da potência óptica de saída do laser.

4.2.1 - Pré-polarização acima do limiar

Da Equação (4.3) e da definição de L_0 e L_1 segue-se

$$I_{T0} = I_a \quad (4.10-a)$$

$$I_{T1} = I_a + I_M \quad (4.10-b)$$

Para o laser polarizado acima do limiar ($I_{T0} \geq I_L$), obtêm-se de (4.2) que

$$L_0 = \eta_2 (I_a - I_L) + \eta_1 I_L \quad (4.11-a)$$

$$L_1 = \eta_2 (I_a + I_M - I_L) + \eta_1 I_L. \quad (4.11-b)$$

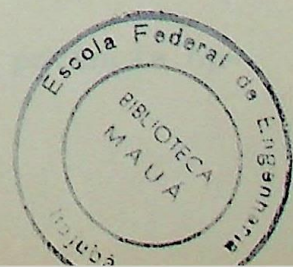
Substituindo-se (4.11) em (4.9) tem-se

$$I_a = A \left[I_b + \bar{D}_S I_{XMOD} - r \left\{ \eta_2 \bar{D}_S I_{MOD} + \eta_2 (I_a - I_L) + \eta_1 I_L \right\} \right] \quad (4.12)$$

Resolvendo-se (4.12) para se obter I_a , vem:

$$I_a = \frac{A(I_b + r(\eta_2 - \eta_1)I_L) + A\bar{D}(I_{XMOD} - r\eta_2 I_{MOD})}{(1 + A\eta_2 r)}. \quad (4.13)$$

As Equações (4.11) e (4.13) são usadas para determinar os níveis de potência óptica de saída do laser



$$L_0 = \frac{\eta_2 A I_b + (\eta_1 - \eta_2) I_L}{(1 + A\eta_2 r)} + \frac{A\eta_2 \bar{D}_s (I_{XMOD} - \eta_2 r I_{MOD})}{(1 + A\eta_2 r)} \quad (4.14-a)$$

$$L_1 = \frac{\eta_2 A I_b + (\eta_1 - \eta_2) I_L}{(1 + A\eta_2 r)} + \frac{A\eta_2 \bar{D}_s (I_{XMOD} - \eta_2 r I_{MOD})}{(1 + A\eta_2 r)} + \eta_2 I_{MOD}. \quad (4.14-b)$$

A quantidade $A\eta_2 r$ representa o ganho da malha fechada da corrente contínua de polarização. Em um projeto real o ganho da malha é muito grande ($A\eta_2 r \gg 1$). Nestas condições, considerando-se que $\eta_2 \gg \eta_1$ as expressões (4.14-a) e (4.14-b) tornam-se

$$L_0 = \frac{1}{r} \left(I_b - \frac{I_L}{A} \right) + \frac{\bar{D}_s}{r} (I_{XMOD} - \eta_2 r I_{MOD}) \quad (4.15-a)$$

$$L_1 = \frac{1}{r} \left(I_b - \frac{I_L}{A} \right) + \frac{\bar{D}_s}{r} (I_{XMOD} - \eta_2 r I_{MOD}) + \eta_2 I_{MOD}. \quad (4.15-b)$$

A corrente de compensação é incorporada ao circuito da Figura 4.2 a fim de se eliminar a dependência dos níveis L_0 e L_1 de \bar{D}_s . Isto é obtido escolhendo-se $I_{XMOD} = \eta_2 r I_{MOD}$, de modo a se eliminar o segundo termo da Equação (4.15-a) e (4.15-b). No entanto, a dependência de \bar{D}_s reaparecerá como consequência da variação de η_2 , no caso de uma mudança na temperatura ambiente ou mesmo com a modificação do valor de η_2 ao longo do tempo. Se I_{XMOD} for escolhido para manter o circuito em uma condição inicial $\eta_2 = \eta_{20}$,

$$I_{XMOD} = \eta_{20} r I_{MOD}, \quad (4.16)$$

e se $\Delta\eta_2$ representar a variação de η_2 ,

$$\Delta\eta_2 \triangleq \eta_2 - \eta_{20} \quad (4.17)$$

das Equações (4.15-a), (4.15-b) e (4.17) o nível da potência óp-

tica de saída pode ser expresso como

$$L_0 = \frac{1}{r} \left(I_B - \frac{I_L}{A} \right) - \bar{D}_S I_{MOD} (\Delta \eta_2) \quad (4.18-a)$$

$$L_1 = \frac{1}{r} \left(I_b - \frac{I_L}{A} \right) - \bar{D}_S I_{MOD} (\Delta \eta_2) + \eta_2 r I_{MOD}. \quad (4.18-b)$$

A principal função da malha de realimentação da Figura 4.2 é eliminar a dependência da saída óptica do laser de sua corrente de limiar. No entanto, permanece em (4.18) uma dependência de I_L . Esta dependência poderá ser reduzida se o laser for polarizado bem próximo a corrente de limiar ($I_{T0} \approx I_L$), de modo que quando houver deriva térmica de η_2 , $\Delta \eta_2$ será pequeno. Logo $I_{XMOD} = \eta_{20} r I_{MOD} \approx \eta_2 r I_{MOD}$, resultando de (4.10-a) e (4.13)

$$I_{T0} \approx \frac{A(I_b + r(\eta_2 - \eta_1)I_L)}{(1 + A\eta_2 r)} \approx I_L. \quad (4.19)$$

Assim,

$$\frac{I_L}{A} \approx \frac{I_b}{(1 + A\eta_1 r)}. \quad (4.20)$$

A quantidade $A\eta_1 r$ é o ganho da realimentação da malha fechada abaixo da corrente de limiar. Se este ganho for grande ($A\eta_1 r \gg 1$), então

$$\frac{I_L}{A} < I_b. \quad (4.21)$$

e portanto o termo dependente da corrente de I_L em (4.18-a) e (4.18-b) pode ser desprezado. Na condição em que o ganho da malha for grande tanto acima como abaixo do limiar ($A\eta_2 r > A\eta_1 r > 1$), os níveis de saída luminosa do laser podem ser expressos por

$$L_0 \approx \frac{I_b}{I} - \bar{D}_S I_{MOD} (\Delta \eta_2) \quad (4.22-a)$$

$$L_1 \approx \frac{I_b}{I} - \bar{D}_S I_{MOD} (\Delta \eta_2) + I_{MOD} \eta_2. \quad (4.22-b)$$

A partir desta análise chega-se às seguintes conclusões:

- (a) - os níveis L_0 e L_1 são independentes de η_1 e I_L ;
- (b) - se η_2 é constante, L_0 e L_1 são independentes do nível médio do sinal modulante \bar{D}_s ;
- (c) - se η_2 sofrer uma variação térmica em função do tempo ou da temperatura, L_0 e L_1 poderão apresentar uma dependência de \bar{D}_s ;
- (d) - para um projeto real o ganho de malha fechada deve ser suficientemente grande acima e abaixo do limiar para que a potência óptica não apresente dependência de \bar{D}_s .

4.2.2 - Pré-polarização abaixo do limiar

Quando o laser for polarizado abaixo da corrente de limiar tem-se $I_{T0}=I_a \leq I_L$ e $I_{T1}=I_a+I_M > I_L$. Assim de (4.1), (4.2) e (4.10) resulta que

$$L_0 = \eta_1 I_a \quad (4.23-a)$$

$$L_1 = \eta_2 (I_a + I_M - I_L) + \eta_1 I_L. \quad (4.23-b)$$

Substituindo (23) em (4.9) chega-se à expressão

$$I_a = A \left\{ I_b + \bar{D}_S I_{XMOD} - I \left[\eta_1 I_a + \bar{D} (\eta_2 I_{MOD} + (\eta_2 - \eta_1) (I_a - I_L)) \right] \right\}. \quad (4.24)$$

Esta equação pode ser resolvida para I_a , obtendo-se

$$I_a = \frac{A \left\{ I_b + \bar{D}_S \left[I_{XMOD} - \eta_2 r I_{MOD} + r (\eta_2 - \eta_1) I_L \right] \right\}}{1 + A \eta_1 r + \bar{D}_S A r (\eta_2 - \eta_1)}. \quad (4.25)$$

Como ocorria no caso para polarização acima do limiar, o ganho de malha fechada também deve ser grande ($A\eta_2 r > 1$ e $A\eta_1 r > 1$). Considerando-se que $\eta_2 > \eta_1$, (4.25) torna-se

$$I_a \approx \left(\frac{1}{r\eta_1 + \bar{D}_S r \eta_2} \right) \left[I_b + \bar{D}_S (I_{XMOD} - r\eta_2 (I_{MOD} - I_L)) \right]. \quad (4.26)$$

Para reduzir a dependência dos níveis de saída ópticos de \bar{D} , I_{XMOD} deve ser escolhido de forma a se eliminar a dependência de \bar{D} sobre I_a . No entanto, para uma polarização abaixo do limiar, a dependência sobre \bar{D} irá reaparecer caso qualquer um dos parâmetros do laser η_2 , η_1 ou I_L sofram uma alteração em seu valor. Se η_{10} , η_{20} e I_{L0} representarem os valores η_1 , η_2 e I_L quando I_{XMOD} é ajustado inicialmente para cancelar a dependência de \bar{D} sobre I_a , então de (4.24) o valor aproximado para I_{XMOD} será

$$I_{XMOD} \approx r\eta_{20} \left(\frac{I_b}{r\eta_{20}} + I_{MOD} - I_{T0} \right), \quad (4.27)$$

considerando-se que $\eta_{20} > \eta_{10}$ e $A\eta_2 r > 1$. Portanto, para esta escolha de I_{XMOD} o valor inicial de I_a será I_{a0} , dado por

$$I_{a0} \approx \frac{I_b}{\eta_{20} r}. \quad (4.28)$$

A expressão geral de I_a para o valor de I_{XMOD} definido em (4.27) é obtida substituindo-se (4.27) em (4.26):

$$I_a = \left(\frac{1}{\eta_{10} + \bar{D}_S \eta_{20}} \right) \left\{ I_b \left(\frac{\eta_{10} + \bar{D}_S \eta_{20}}{\eta_{10}} \right) + \bar{D}_S \left[\eta_2 I_L - \eta_{20} I_{T0} - \Delta \eta_2 \right] I_{MOD} \right\}. \quad (4.29)$$

Então, pode-se deduzir de (4.23) e (4.29) que para polarização abaixo do limiar e com ganho de malha fechada grande tanto acima como abaixo do limiar, ($\eta_1 > 1$ e $\eta_2 > 1$), os níveis de saída luminosa do laser podem ser calculados por

$$L_0 = \left(\frac{\eta_1}{\eta_1 + \bar{D}_s \eta_2} \right) \left\{ \frac{I_b}{I} \left(\frac{\eta_{10} + \bar{D}_s \eta_{20}}{\eta_{10}} \right) + \bar{D}_s [\eta_2 I_L - \eta_{20} I_{T0} - \Delta \eta_2] I_{MOD} \right\} \quad (4.30-a)$$

$$L_1 = \left(\frac{\eta_2}{\eta_1 + \bar{D}_s \eta_2} \right) \left\{ \frac{I_b}{I} \left(\frac{\eta_{10} + \bar{D}_s \eta_{20}}{\eta_{10}} \right) + I_{MOD} (\eta_1 + \bar{D}_s \eta_{20}) - \eta_1 I_L - \bar{D}_s \eta_{20} I_{T0} \right\} \quad (4.30-b)$$

Observa-se que estas equações são mais complexas comparadas as Equações (4.22-a) e (4.22-b) para polarização acima do limiar. Desta análise, para a pré-polarização abaixo do limiar, conclui-se que:

- (a) - os níveis de saída luminosa do laser não são estabilizados para variações individuais de qualquer um dos parâmetros de caracterização do laser (η_1 , η_2 e I_L);
- (b) - os níveis de saída luminosa apresentarão uma dependência do valor médio do sinal modulante \bar{D}_s , se ocorrerem mudanças em quaisquer parâmetros do laser.

4.3 - Malha de controle da corrente de modulação

Demostrou-se que se o laser for pré-polarizado acima da corrente de limiar, o circuito da Figura 4.2 garante estabilização contra variações dos parâmetros η_1 e I_L . No entanto, os níveis de saída luminosa permanecem sensíveis a η_2 e, conseqüentemente, a \bar{D}_s . Um meio para se eliminar esta sensibilidade é compensar a variação de η_2 através do controle da corrente da fonte de modulação, I_{MOD} . Considerando-se que o laser está pré-polarizado acima do limiar ($I_{T0} > I_L$), para se eliminar a sensibilidade dos níveis da potência óptica de saída para η_2 e I_L , fica evidente em (4.15) que a sensibilidade dos níveis de luminosidade de saída para η_2 e \bar{D}_s pode ser suprimida se a fonte de corrente I_{MOD} for

automaticamente ajustada para manter o produto ηI_{MOD} constante. Isto pode ser obtido a partir de um sinal proporcional a variação da diferença entre os níveis luminosos "0" e "1", aplicado a uma malha de realimentação negativa para controlar a intensidade de I_{MOD} . Após obter-se um sinal proporcional a diferença $L_1 - L_0$, I_{MOD} pode ser expresso por:

$$I_{MOD} = I_{REF} - H(L_1 - L_0) \quad (4.31)$$

onde H é o ganho de realimentação do malha formada pelo foto-detector, detectores de pico e somador I_H . I_{REF} é um valor de referência que fixa a profundidade da modulação do nível da potência luminosa de saída ($L_1 - L_0$). Este percurso fechado será chamado de malha de realimentação de H. De (4.11-b) e (4.11-a), para uma polarização acima do limiar, segue que

$$L_1 - L_0 = \eta_2 I_{MOD}. \quad (4.32)$$

Substituindo-se (32) em (4.31) e resolvendo-se para I_{MOD} obtém-se

$$I_{MOD} = \frac{I_{REF}}{1 + H\eta_2} \approx \frac{I_{REF}}{H\eta_2} \quad \text{para} \quad H\eta_2 \gg 1 \quad (4.33)$$

Nesta equação o termo $H\eta_2$ representa o ganho de malha fechada da malha de controle da corrente I_{MOD} . Substituindo (4.33) em (4.14) e considerando-se que $H\eta_2 \gg 1$ encontram-se as seguintes expressões para os níveis de saída luminosa do laser

$$L_0 = \frac{\eta_2 A I_b + (\eta_1 - \eta_2) I_L}{(1 + A r \eta_2)} + \left(\frac{A D_S \eta_2}{(1 + A r \eta_2)} \right) \left(I_{XMOD} - \frac{I I_{REF}}{H} \right) \quad (4.34-a)$$

$$L_1 = L_0 + \frac{I_{REF}}{H}. \quad (4.34-b)$$

Considerando-se, ainda, que $\eta_2 \gg \eta_1$, $r\eta_2 \gg 1$ e $r\eta_1 \gg 1$ então

(4.34-a) e (4.34-b) tornam-se

$$L_0 \approx \frac{I_b}{I} + \frac{\bar{D}_s}{I} \left(I_{XMOD} - \frac{I I_{REF}}{H} \right) \quad (4.35-a)$$

$$L_1 \approx L_0 + \frac{I_{REF}}{H} \quad (4.35-b)$$

Pode-se observar em (4.35-a) e (4.35-b) que a sensibilidade de L_0 e L_1 em relação a η_2 foi eliminada. Resta então remover a sensibilidade em relação a \bar{D} pela escolha adequada de I_{XMOD}

$$I_{XMOD} = \frac{I}{H} I_{REF}. \quad (4.36)$$

As expressões para os níveis de potência óptica de saída reduzem-se a:

$$L_0 = \frac{I_b}{I} \quad (4.37-a)$$

$$L_1 = \frac{I_b}{I} + \frac{I_{REF}}{H}. \quad (4.37-b)$$

Estes níveis são agora independentes dos parâmetros η_1 , η_2 e I_L e da componente contínua do sinal modulante, \bar{D}_s . A compensação da fonte de corrente de modulação pode ser implementada como mostrado na Figura 4.3. O circuito da Figura 4.2 foi modificado pela inclusão de dois amplificadores isoladores de corrente (*buffers*), de alta velocidade (B1 e B2), dois detectores de pico um positivo (B3) e outro negativo (B4) e de um amplificador somador (B5). A corrente I_{MOD} é determinada pela saída do somador e é proporcional a $L_1 - L_0$. A malha de realimentação H tem um tempo de resposta lento comparado a duração do pulso da corrente I_{MOD} . Porém, as flutuações que ocorrem nos níveis L_0 e L_1 devido a aquecimento ou degeneração do diodo laser são mais lentas ainda. Esta coordenação entre os tempos de resposta permite que a diferença

L_1-L_0 seja percebida pelos detectores de pico, que atuam na corrente I_{MOD} controlando a profundidade de modulação.

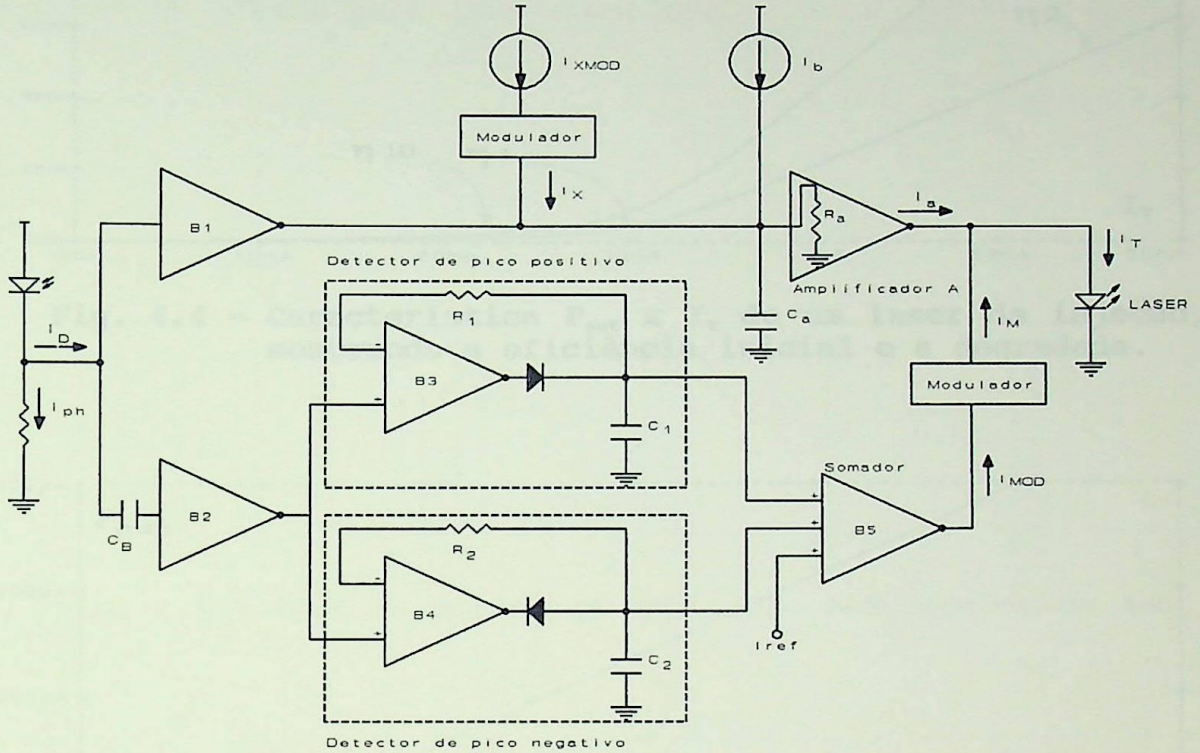


Fig. 4.3 - Diagrama do circuito de controle da polarização e modulação com uso da malha de realimentação H.

4.4 - Simulação

4.4.1 - Simulação da malha de controle de pré-polarização

A Figura 4.4 mostra a característica P_{out} versus I_T de um diodo laser. As curvas η_{10} e η_{20} denotam a eficiência do dispositivo num instante inicial da operação e as curvas η_1 e η_2 denotam a eficiência do diodo laser degradadas em relação às condições iniciais, o que ocorre, por exemplo, com um aumento da temperatura. A Figura 4.5 mostra a característica P_{out} versus I_D do foto-detector acoplado ao diodo laser, onde se considerou que a corrente foto-detectada não sofre alterações com a temperatura. Este dispositivo foi simulado em PSPICE no Capítulo II.

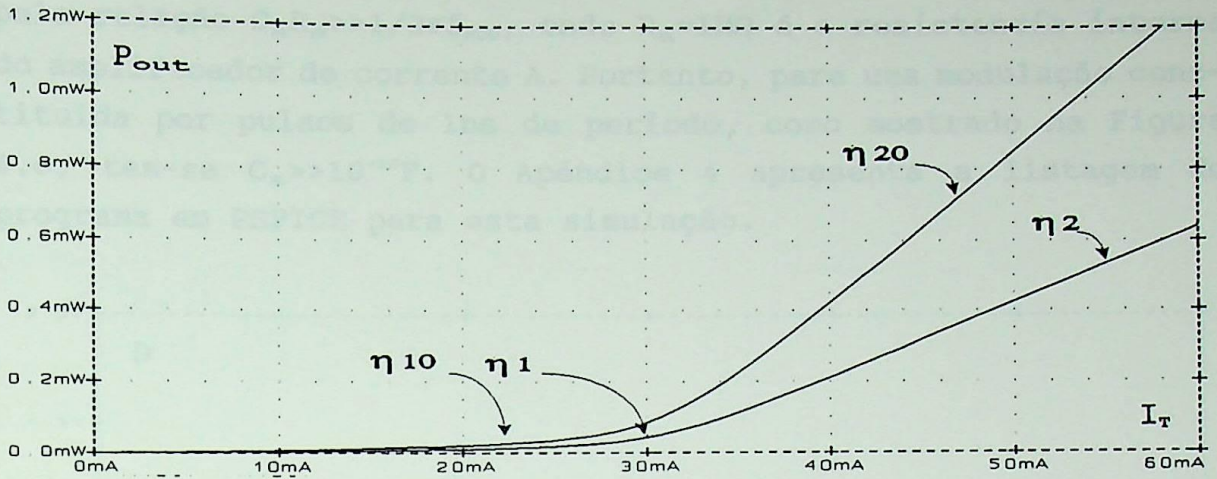


Fig. 4.4 - Característica P_{out} x I_T de um laser de injeção, mostrando a eficiência inicial e a degradada.

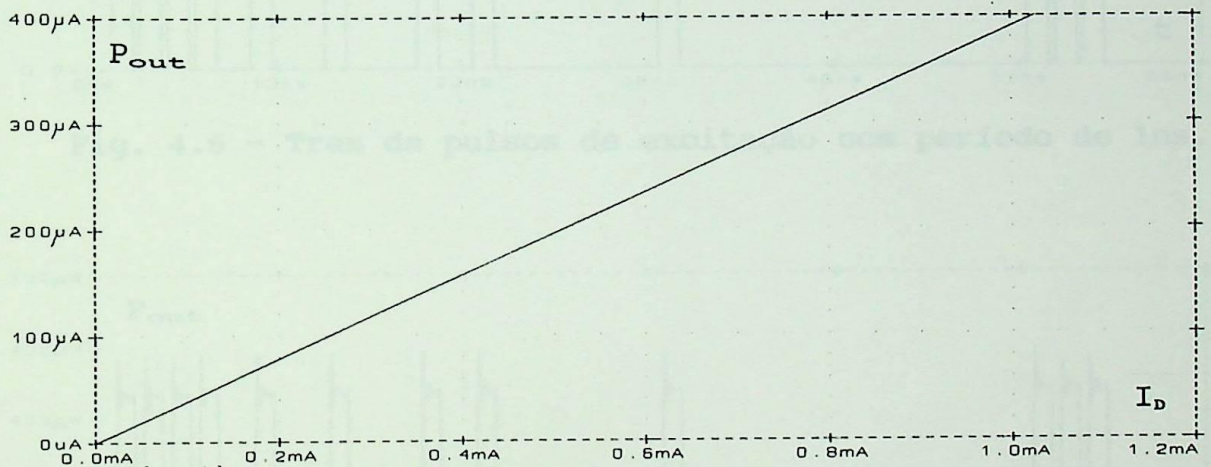


Fig. 4.5 - Característica P_{out} versus I_D .

Da Figura 4.4 é possível obter para a condição inicial $\eta_{10}=1,3\text{mW/A}$, $\eta_{20}=43\text{mW/A}$ e $I_{T0}=30\text{mA}$ e da Figura 4.5 $r=390\text{mW/A}$. Assim, para que o circuito da Figura 4.2 não apresente dependência de \bar{D}_s é necessário que $r\eta_2A > 1$, de onde deduz-se que A deve ser muito maior que 60. Assim, pode-se adotar $A=1000$. O laser deve ser pré-polarizado com uma corrente próxima do limiar. Desta forma I_a deve ter um valor próximo de 30mA. Assim, se $I_a=35\text{mA}$ o valor da corrente de polarização I_D , obtido de (4.13), será $I_D=120\mu\text{A}$, e se o valor da corrente de modulação for $I_{MOD}=5\text{mA}$ de (4.16) obtem-se a corrente $I_{XMOD}=84\mu\text{A}$.

O capacitor C_a , necessário para filtrar o nível AC provocado por uma frequência de modulação f_{MOD} , pode ser calculado

pela relação $C_a R_a \gg 1/2\pi f_{\text{MOD}}$, onde $R_a = 1\text{M}\Omega$ é a resistência interna do amplificador de corrente A. Portanto, para uma modulação constituída por pulsos de 1ns de período, como mostrado na Figura 4.6, tem-se $C_a \gg 10^{-16}\text{F}$. O Apêndice 4 apresenta a listagem do programa em PSPICE para esta simulação.

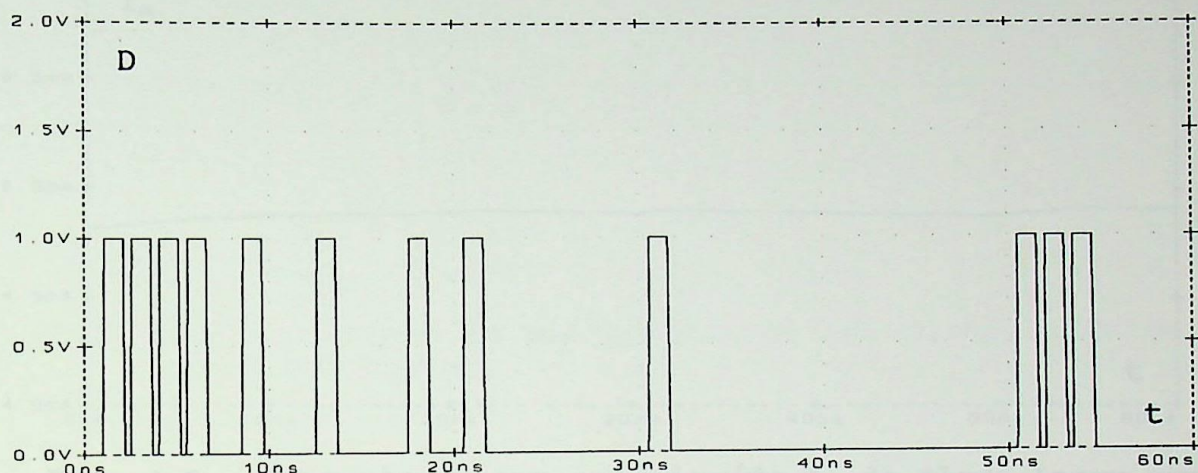


Fig. 4.6 - Trem de pulsos de excitação com período de 1ns.

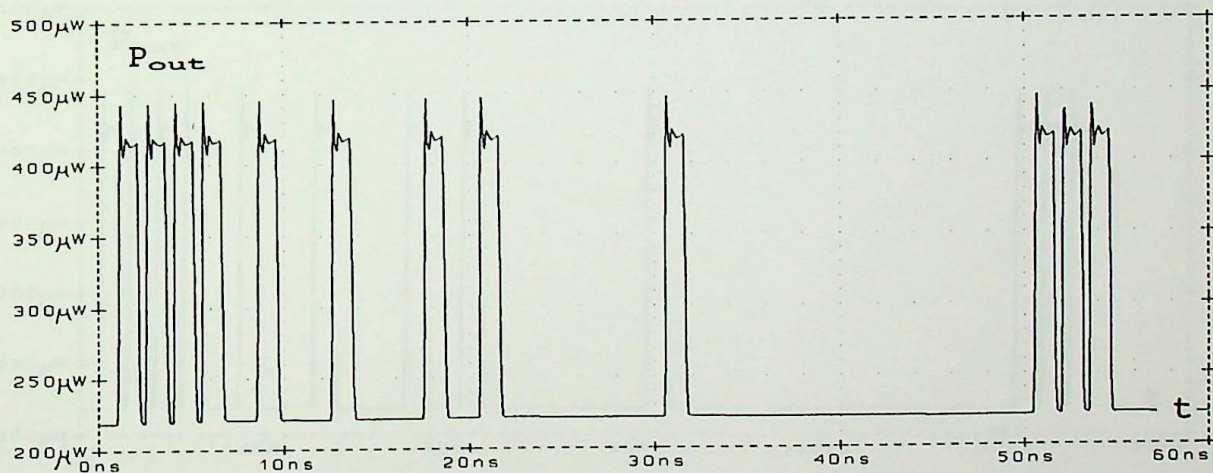


Fig. 4.7 - Resposta do diodo laser para o trem de pulsos da Figura 4.6 com $C_a = 1\text{pF}$.

Para uma simulação inicial adotou-se $C_a = 1\text{pF}$ e obteve-se as Figuras 4.7 e 4.8, que mostram a resposta do laser e a corrente de pré-polarização I_a , respectivamente. Pode-se observar na Figura 4.7 que entre 0 e 10ns a potência óptica de saída está aumentando, pois o capacitor C_a está carregando-se. Entre 50ns e 60ns ocorre outro aumento da potência óptica de saída, devido

ao fato de haver uma densidade de pulsos maior neste intervalo, como pode ser visto na Figura 4.6. Este fato, conduz a um valor médio da corrente de pré-polarização maior do que nos outros instantes (Figura 4.8).

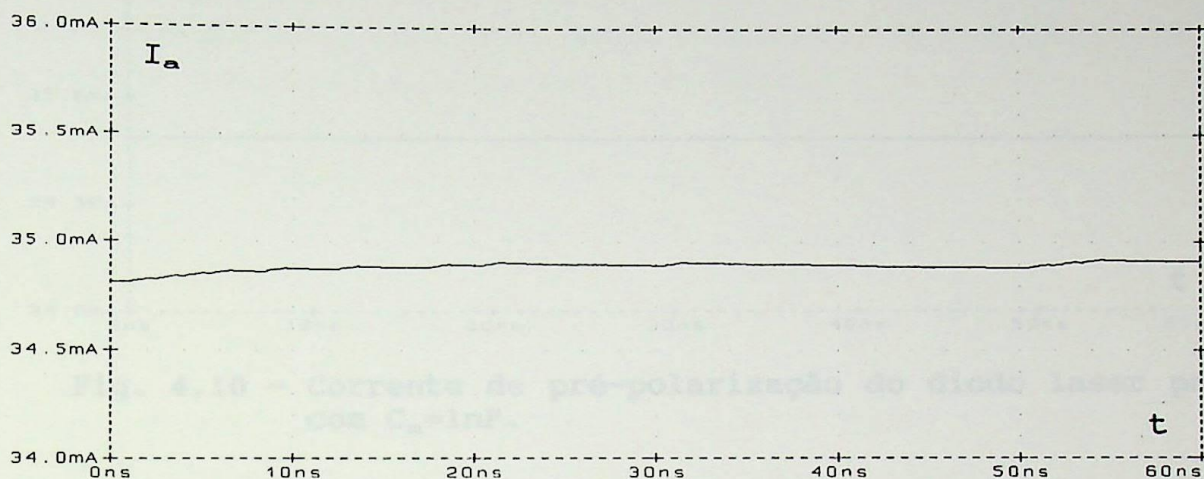


Fig. 4.8 - Corrente de pré-polarização I_a do diodo laser com $C_a=1\text{pF}$.

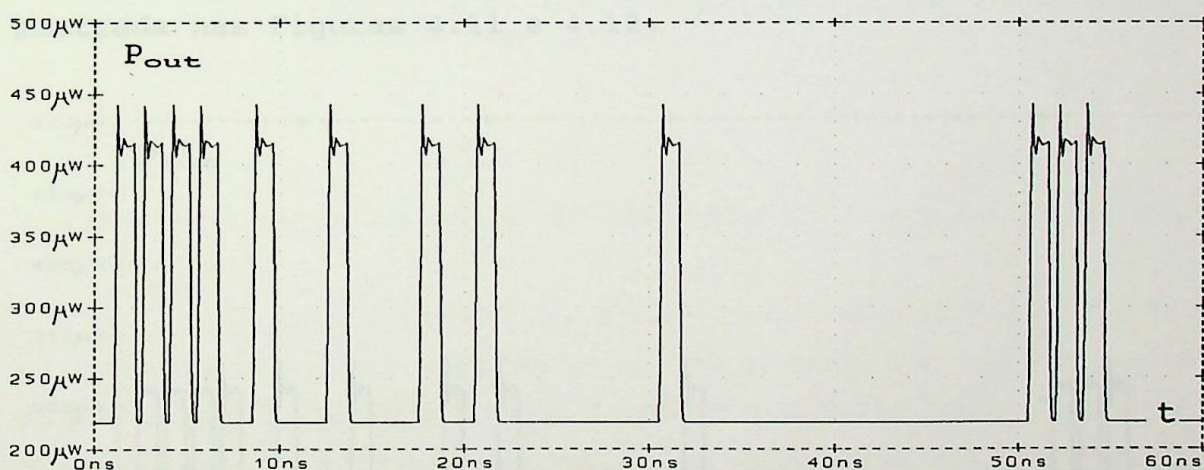


Fig. 4.9 - Resposta do diodo laser para o trem de pulsos da Figura 4.6 com $C_a=1\text{nF}$.

Estas flutuações do valor contínuo da corrente I_a podem ser minimizada aumentando-se o valor do capacitor C_a . Analizando-se o valor de I_a para uma faixa de valores de C_a de $100\text{pF} < C_a < 1\text{nF}$, pode-se verificar que o valor de 1nF é suficiente para manter I_a constante e sem influência da densidade de pulsos D_s . As Figuras 4.9 e 4.10 mostram a resposta do laser e o valor de I_a , respectivamente,

para o trem de pulsos da Figura 4.6, para a situação $C_a=1nF$.

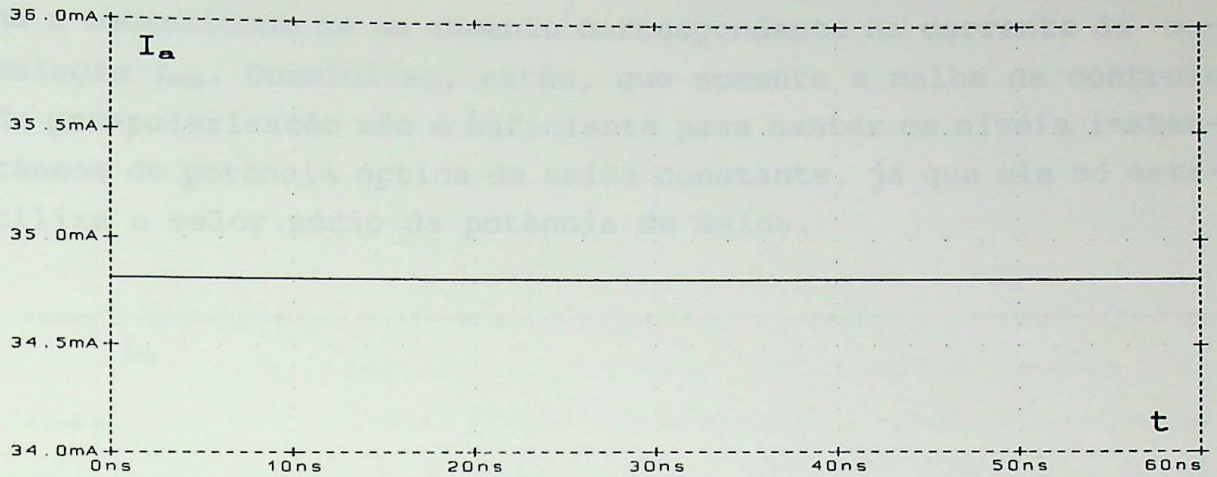


Fig. 4.10 - Corrente de pré-polarização do diodo laser para com $C_a=1nF$.

Se por um motivo qualquer o diodo laser degradar-se e passar a responder com a eficiência η_2 , como mostrado na Figura 4.4, a resposta do laser e o valor de I_a passam a ter a forma mostrada nas Figuras 4.11 e 4.12.

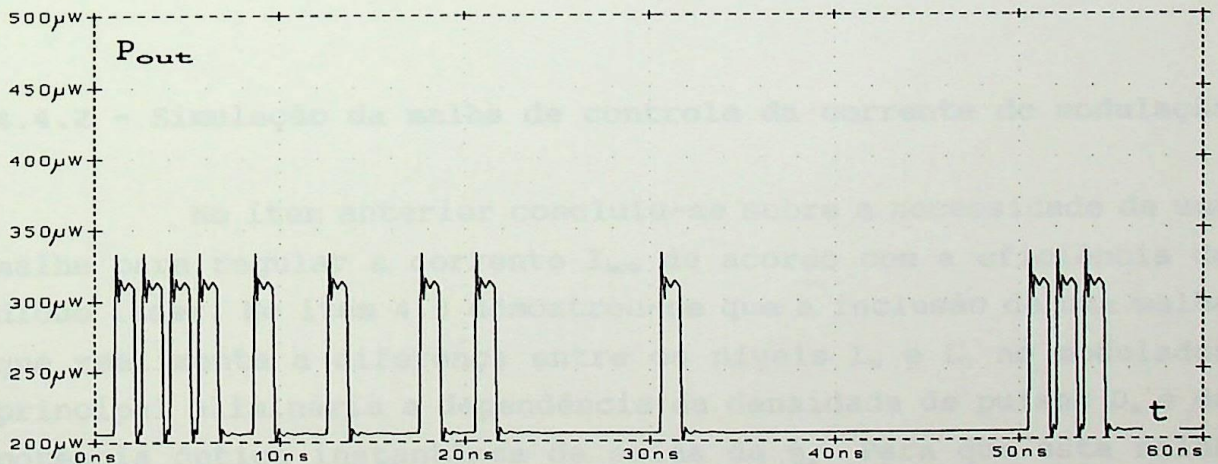


Fig. 4.11 - Resposta do diodo laser degradado com $C_a=1nF$.

Pode-se observar da Figura 4.12, que o valor de I_a passou de 34.5mA para aproximadamente 39.8mA. Deve-se ao fato de que a malha de controle de pré-polarização compensou a queda na eficiência, elevando a corrente I_a para manter a potência óptica média de saída constante. Na Figura 4.11 o valor da amplitude do

pulso óptico de saída diminuiu. A razão é que houve diminuição da eficiência do diodo laser. Para se evitar este inconveniente há a necessidade de um aumento correspondente na corrente de modulação I_{MOD} . Conclui-se, então, que somente a malha de controle de pré-polarização não é suficiente para manter os níveis instantâneos de potência óptica de saída constante, já que ela só estabiliza o valor médio da potência de saída.

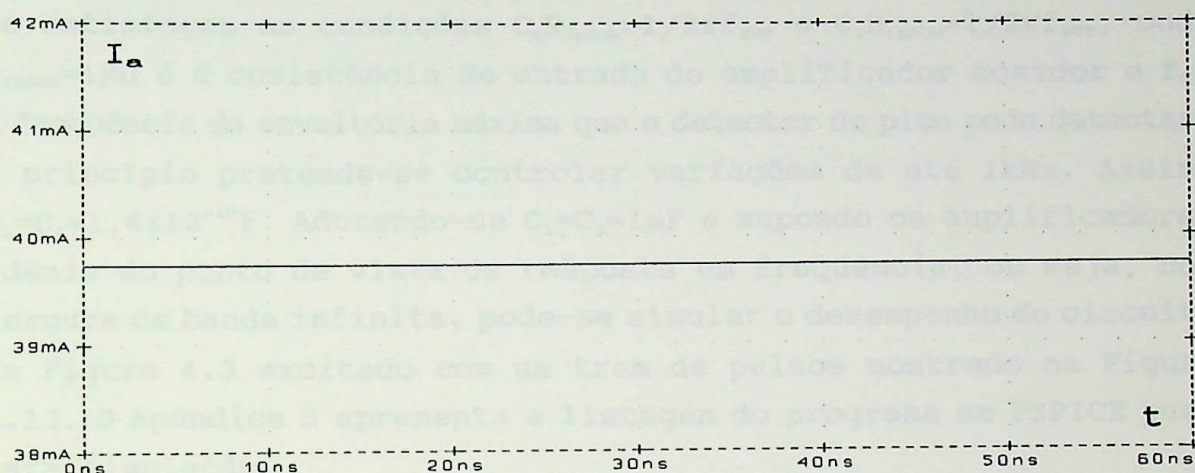


Fig. 4.12 - Corrente de pré-polarização I_a do diodo laser degradado com $C_a=1nF$.

4.4.2 - Simulação da malha de controle da corrente de modulação

No item anterior concluiu-se sobre a necessidade de uma malha para regular a corrente I_{MOD} de acordo com a eficiência do diodo laser. No item 4.3 demonstrou-se que a inclusão de uma malha que realimenta a diferença entre os níveis L_0 e L_1 no modulador principal eliminaria a dependência da densidade de pulsos D_s e da potência óptica instantânea de saída de η_2 . Para que esta malha de controle tenha esta característica é necessário que se cumpra a condição $H\eta_{20} \gg 1$, ou seja, para $\eta_{20}=43mW/A$ tem-se $H \gg 23,3$. Deve-se notar de (4.37-a) e (4.37-b) que, a potência óptica de saída L_1 é inversamente proporcional a H . Assim, H não pode ser demasiadamente grande, pois, se o for L_1 tenderá a L_0 , o que não é desejável. Adotando-se $I_{REF}=10mA$ e $L_1=400\mu W$ obtém-se (4.37-b) $H=108$. Assim, de (4.36) tem-se $I_{XMOD}=36\mu A$.

O capacitor C_b , da Figura 4.3, filtra a componente con-

tínua da corrente foto-detectada I_D , de forma que na entrada do amplificador B2 exista somente a componente alternada. Para isto é necessário que se cumpra a condição $C_B R_{1r} \leq 1/2\pi f_{MOD}$ onde R_{1r} é a resistência de entrada do amplificador B2, igual a $100k\Omega$, e f_{MOD} é a frequência de modulação, igual a $1GHz$, como mostra a Figura 4.14. Assim, tem-se que $C_B \leq 1,6 \cdot 10^{-15} F$.

Os capacitores C_1 e C_2 dos detectores de pico mantêm os valores dos níveis L_0 e L_1 detectados. Para isto é necessário que se satisfaçam as condições $C_1 R_{1NSOM} \gg 1/2\pi f_{EVT}$ e $C_2 R_{1NSOM} \gg 1/2\pi f_{EVT}$, onde $R_{1NSOM} = 1M\Omega$ é a resistência de entrada do amplificador somador e f_{EVT} a frequência da envoltória máxima que o detector de pico pode detectar. A princípio pretende-se controlar variações de até $1kHz$. Assim, $C_1 = C_2 \gg 1,6 \cdot 10^{-10} F$. Adotando-se $C_1 = C_2 = 1\mu F$ e supondo os amplificadores ideais do ponto de vista da resposta em frequência, ou seja, com largura de banda infinita, pode-se simular o desempenho do circuito da Figura 4.3 excitado com um trem de pulsos mostrado na Figura 4.13. O Apêndice 5 apresenta a listagem do programa em PSPICE para esta simulação.

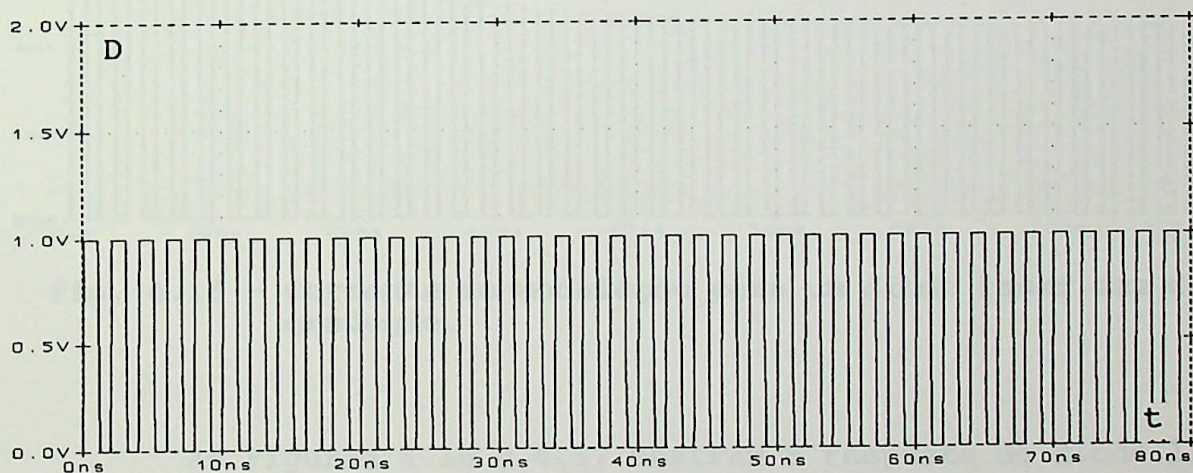


Fig. 4.13 - Trem de pulsos com largura de 1ns.

As Figuras 4.14 e 4.15 mostram a potência de saída e a corrente de modulação para o diodo laser não degradado. Pode-se observar nestas figuras que o nível de potência instantâneo óptica de saída L_1 tende a se estabilizar.

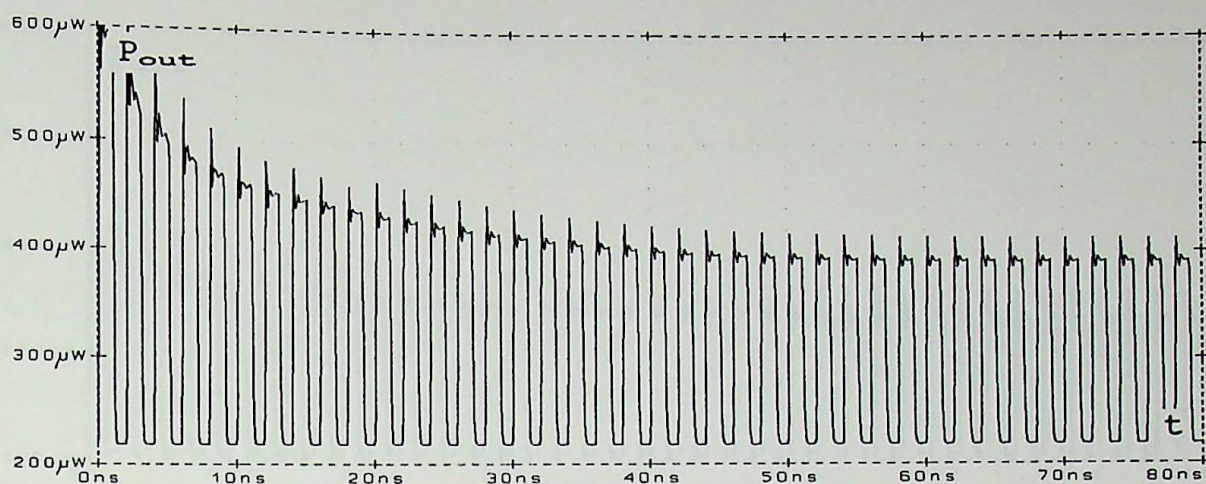


Fig. 4.14 - Resposta de um diodo laser sem degradação para uma fonte com malha de controle da corrente de modulação.

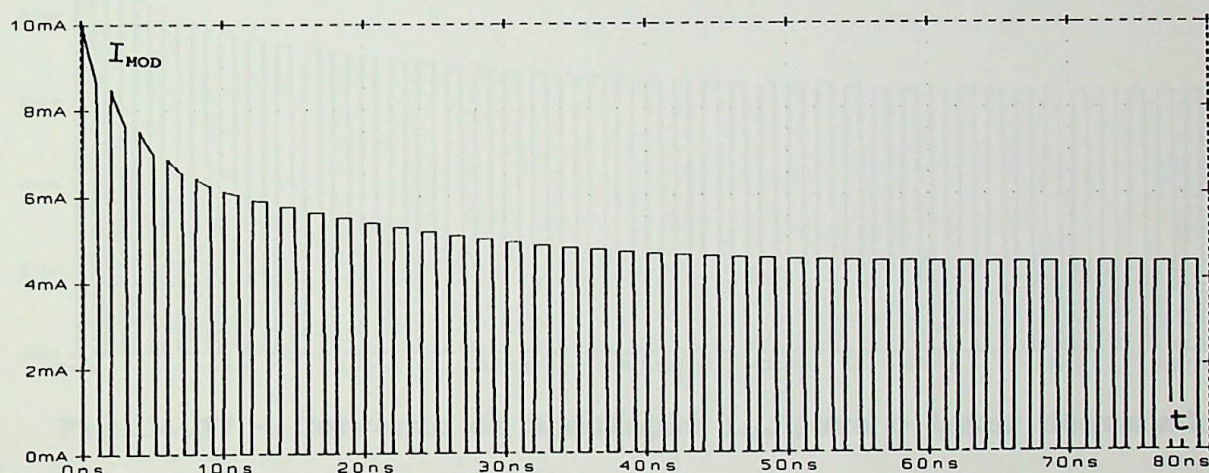


Fig. 4.15 - Corrente de modulação para um diodo laser sem degradação.

As Figuras 4.16 e 4.17 mostram a resposta do diodo laser e a corrente de modulação para o laser degradado (como mostrado na Figura 4.4), para o mesmo trem de pulsos da Figura 4.13.

Pode-se observar nas Figuras 4.14 e 4.16 que os níveis de potência instantânea óptica de saída permanecem constantes, independentemente da eficiência do diodo laser. Isto porque a corrente I_{MOD} variou de modo que os níveis L_0 e L_1 permanecessem constante (Figuras 4.15 e 4.17). O valor da potência média de saída é controlado pela corrente I_a e é semelhante ao obtido no item 4.1.

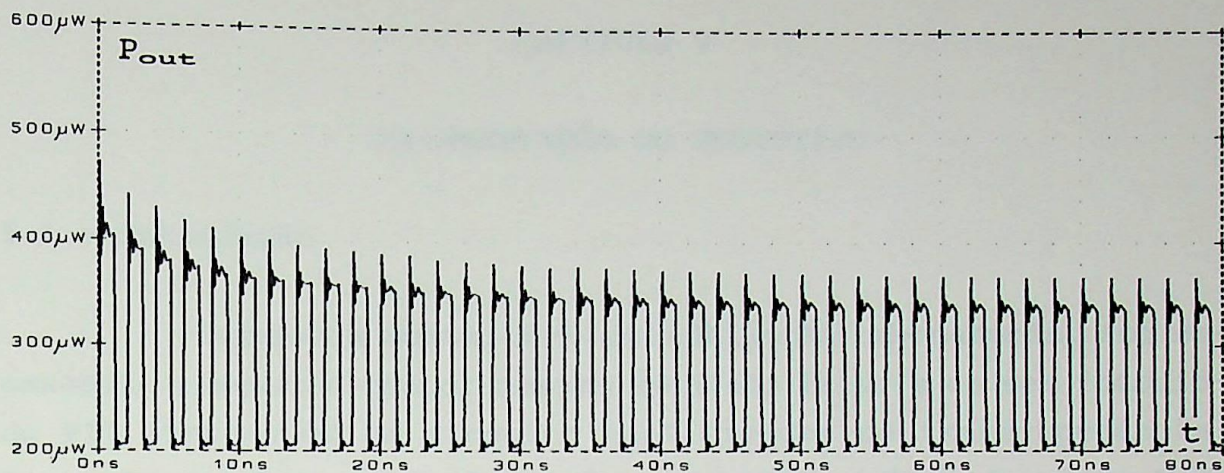


Fig. 4.16 - Resposta do diodo laser degradado.

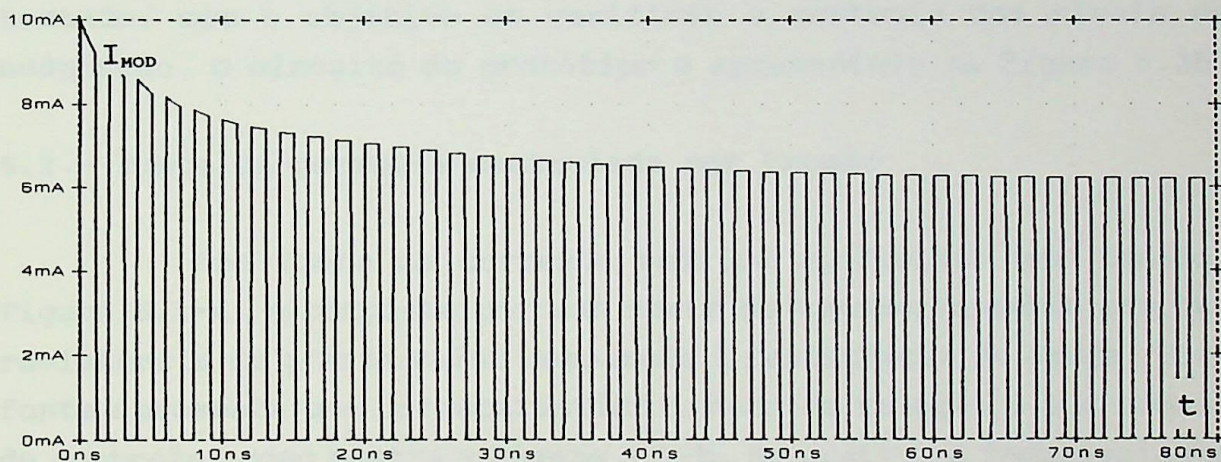


Fig. 4.17 - Corrente de modulação I_{MOD} para o laser degradado.

4.6 - Comentários

A análise da fonte de corrente controlada mostrou que com ajuste de três parâmetros é possível controlar-se a potência óptica de saída de uma maneira bastante simples. Contudo, a simulação revelou que as malhas de controle são bastantes susceptíveis às variações desses parâmetros, exigindo um ajuste dos ganhos dos amplificadores bastante severo, principalmente o ganho da malha de realimentação H. No entanto, a simplicidade do circuito, associada ao fato de que somente os moduladores necessitam responder às altas frequências, torna esta fonte muito atraente do ponto de vista do custo final.

CAPÍTULO V

IMPLEMENTAÇÃO DO PROTÓTIPO

5.1 - Introdução

Durante a montagem do protótipo de laboratório, foi necessário simular o comportamento do diodo laser e do seu fotodiodo PIN através de um circuito amplificador de transimpedância. Desta forma, foi possível ajustar a característica I versus V do amplificador de transimpedância para que ela fosse semelhante a do conjunto diodo laser-fotodetector. O protótipo foi montado e testado, com o objetivo de verificar o controle dos níveis de modulação. O circuito do protótipo é apresentado na Figura 5.25.

5.2 - Fonte de corrente controlada por tensão

Uma fonte de corrente teórica controlada por tensão, Figura 5.1-a, é composta por uma fonte de tensão em série com uma resistência de grande valor comparada à resistência da carga. Esta fonte apresenta uma característica linear em relação à sua tensão de controle, como mostra a Figura 5.1-b. Na prática é inconveniente manter em um circuito uma fonte de tensão que possua um valor elevado porque compromete o tamanho físico e a portabilidade do equipamento, além de dificultar o manuseio e a manutenção.

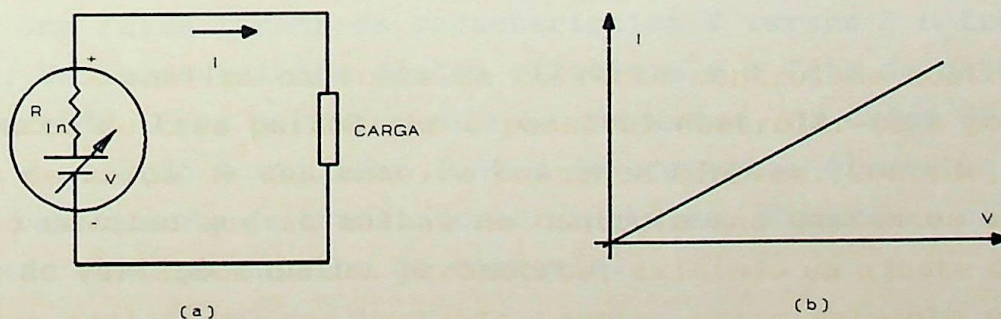


Fig. 5.1 - Fonte ideal de corrente (a) e sua característica V versus I (b).

Existem soluções que utilizam baixos níveis de tensão,

tais como 15V, empregando dispositivos semicondutores. No entanto, a característica V versus I resultante destas fontes é diferente da característica da Figura 5.1-b. Apresentam corte e saturação, ou seja, abaixo de uma tensão mínima não há controle da corrente, que permanece constante em um valor diferente de zero (corte) e acima de uma tensão máxima a corrente satura em um valor máximo, como mostra a Figura 5.2. Além disso, podem apresentar histerese quando operando em frequências elevadas.

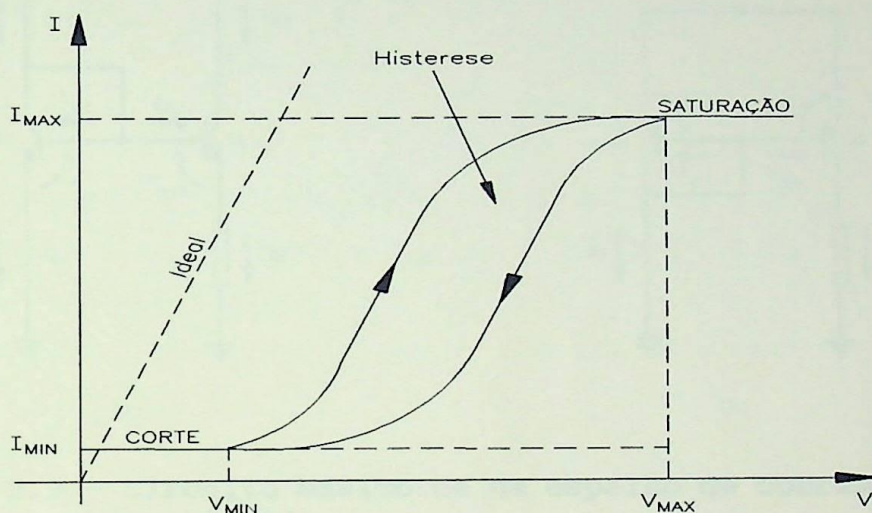


Fig. 5.2 - Característica V versus I de um fonte de corrente semicondutora controlada por tensão.

Fabricantes de componentes semicondutores [25] sugerem soluções utilizando circuitos integrados lineares com transistores de efeito de campo (FET) e transistores bipolares que apresentam uma faixa linear da característica V versus I entre 10mA e 50mA. Um inconveniente destes circuitos é o fato da carga não ser aterrada. Para baixos níveis de correntes, da ordem de $100\mu\text{A}$ a 1mA, a solução é utilizar fontes de correntes discretas, compostas basicamente de transistores bipolares, formando o circuito conhecido como um espelho de corrente.

5.2.1 - Espelho de corrente básico

Em um estágio de corrente constante, a corrente de referência em um ramo do circuito é refletida ou reproduzida em um

segundo ramo, praticamente independente dos valores absolutos dos parâmetros dos dispositivos. Devido a esta propriedade estes circuitos são conhecidos como espelhos de correntes. O circuito do espelho de corrente é composto por dois transistores *npn*, onde um transistor, Q1, é conectado como diodo e mantém a tensão V_{be} de Q2 constante, como mostra a Figura (5.3-a).

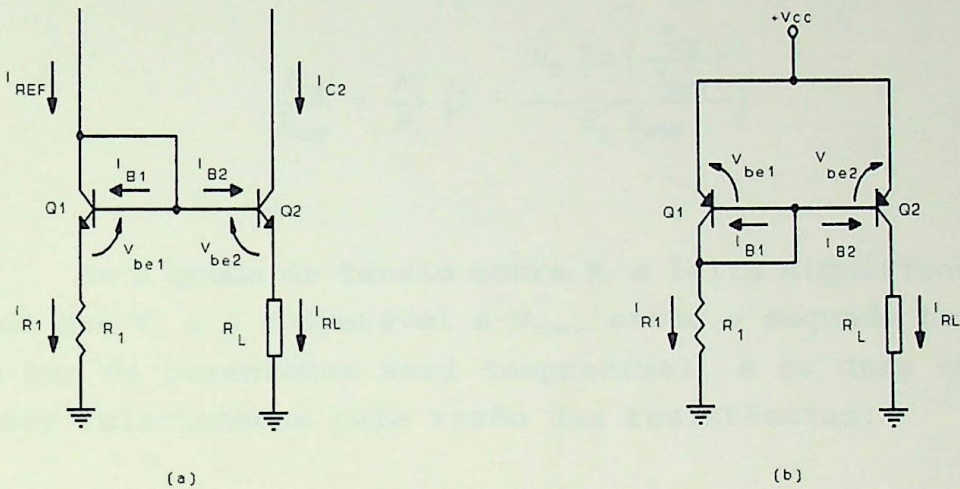


Fig. 5.3 - Circuito básico de um espelho de corrente *nnp* (a) e *pnp* (b).

Desprezando-se as correntes de base, os níveis de corrente através de cada um dos transistores estão relacionados da seguinte forma:

$$I_{REF}R_1 + V_{be1} = I_{C2}R_L + V_{be2} \quad (5.1)$$

onde a tensão V_{be} é relacionada com a corrente I_c através de:

$$V_{be} = V_T \ln\left(\frac{I_c}{I_{C0}}\right) \quad (5.2)$$

onde V_T é a tensão térmica, I_c a corrente de coletor e I_{C0} a corrente de saturação reversa.

A diferença entre a tensão V_{be} dos dois transistores, Q1 e Q2, operando com as respectivas correntes de coletor I_{REF} e

I_{C2} pode ser escrita, com o auxílio da Equação (5.2), como:

$$\Delta V_{be} = V_{be2} - V_{be1} = V_T \ln\left(\frac{I_{C2}}{I_{REF}}\right) \quad (5.3)$$

Assim, das Equações (5.1) e (5.3) pode-se expressar a razão das duas correntes por:

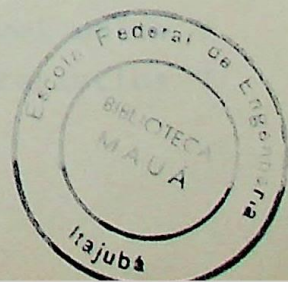
$$\frac{I_{C2}}{I_{REF}} = \frac{R_1}{R_L} \left(1 - \frac{V_T \ln\left(\frac{I_{C2}}{I_{REF}}\right)}{R_1 I_{REF}}\right) \quad (5.4)$$

Se a queda de tensão sobre R_1 é feita significativamente maior do que V_T e é comparável a V_{be} , então o segundo termo dentro do par de parenteses será desprezível, e as duas correntes podem ser relacionadas pela razão das resistências:

$$\frac{I_{C2}}{I_{REF}} = \frac{R_1}{R_2} \quad (5.5)$$

O espelho de corrente *nnp* pode ser feito com transistores *pnp*, Figura 5.3-b, com inversão tanto das correntes como das tensões de polarização. Existem outras variações de espelho de corrente, que são indicadas principalmente para utilizar em circuitos integrados. Seja qual for o espelho de corrente, deve-se observar alguns aspectos práticos para garantir o bom funcionamento da fonte de corrente:

- a) ganhos de corrente (h_{fe}) dos transistores iguais e maior do que 100, para garantir simetria entre as correntes de coletor;
- b) tensão de Early (V_A) maior que 100V, para garantir uma alta impedância de saída do espelho;
- c) $\Delta V_{be} < 1mV$, para melhorar a linearidade da característica V versus I , e diminuir o desbalanceamento das correntes de coletor.



5.2.2 - Fonte de corrente I_b

A Figura 5.4 mostra a fonte de corrente I_b que irá manter a polarização contínua do diodo laser. Os transistores Q2 e Q3 formam o espelho de corrente, a resistência R_1 resguarda a fonte de um curto-circuito com o nível terra e o potenciômetro P_1 ajusta o valor de I_b . Para que a corrente não atinja a saturação deve-se observar a seguinte relação:

$$(R_1 + P_1) I_{REF} > R_4 I_b \quad (5.6)$$

Isto implica que a tensão no ramo da carga não pode ser superior a tensão no ramo de referência. Aqui vale lembrar que para uma fonte de corrente ideal a ausência de carga (circuito aberto) implicaria em uma tensão de saída infinita. Assim, se $I_b \approx I_{REF}$, a fonte funcionará como uma fonte de corrente para $(R_1 + P_1) > R_4$ e como fonte de tensão para $(R_1 + P_1) < R_4$.

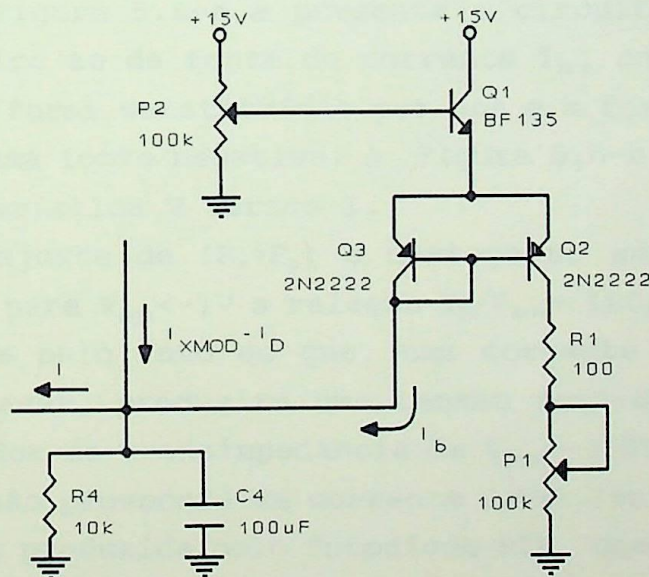


Fig. 5.4 - Fonte de corrente I_b .

O ajuste de $(R_1 + P_1)$ permite calibrar a fonte de corrente I_b de forma que se tenha a maior faixa linear possível entre V e I . Ajusta, também, a inclinação da reta da característica V

versus I . Para isto é necessário traçar a característica V versus I da fonte. Esta característica é obtida desconectando-se a base de Q1 e injetando-se uma forma de onda triangular com 10V de pico. Com este sinal na entrada é possível traçar a curva V_{in} versus I_b , utilizando como resistência de carga o resistor $R_4=10k\Omega$. Todos os outros circuitos acoplados a R_4 foram desconectados para se efetuar o ajuste. A Figura 5.5-a resume o processo de ajuste com a característica encontrada.

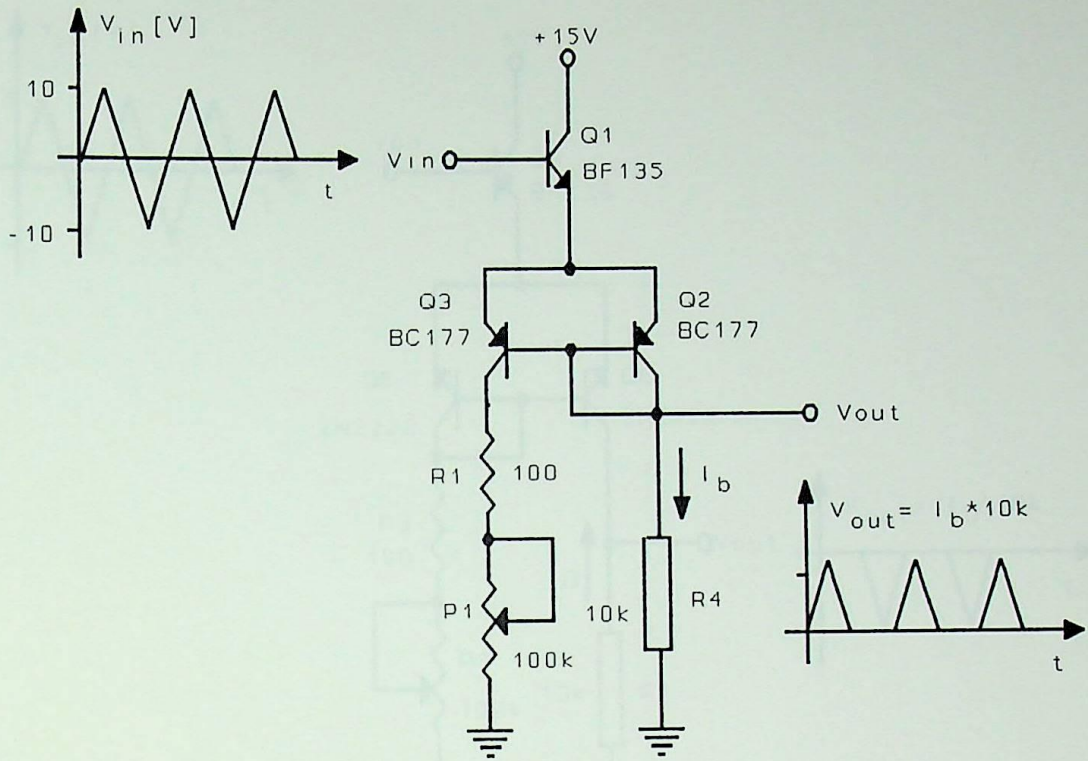
Com auxílio de um osciloscópio Tektronix 2211, obteve-se a curva V_{in} versus I_b , apresentada na Figura 5.5-b. Observa-se que para um valor mínimo de $V_{in}>1V$ a inclinação da característica tem a seguinte relação; $I_b/V_{in}=60\mu A/V$, o que satisfaz a corrente I_b calculada na simulação do Capítulo IV. O potenciômetro P_2 e o transistor Q1 (Figura 5.4) permitem que se faça o ajuste de I_b sem se alterar o valor de (R_1+P_1) , o que retiraria a fonte da região de linearidade.

5.2.3 - Fonte de corrente I_b e I_{XMOD}

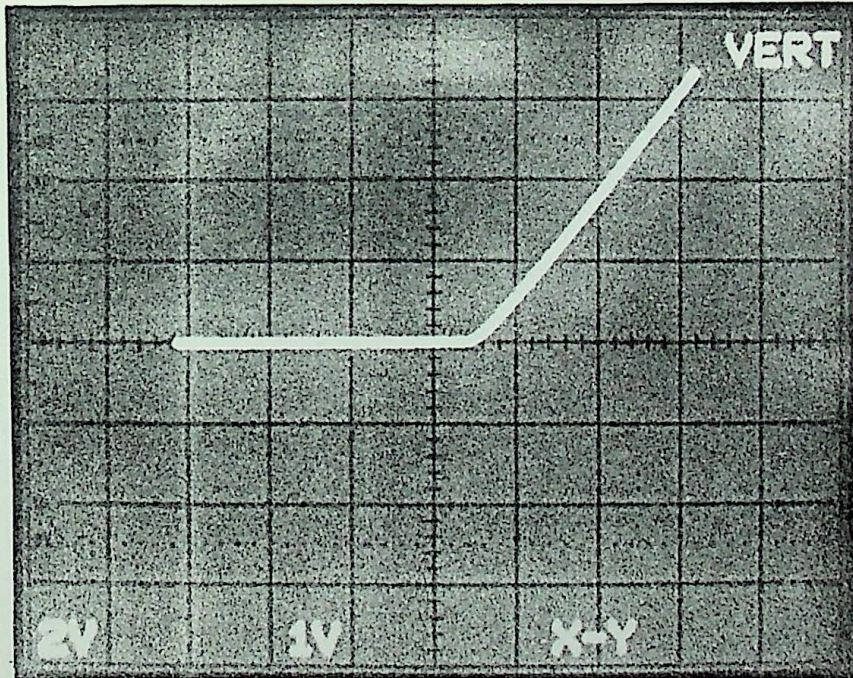
A Figura 5.6-a apresenta o circuito para a fonte I_b que é simétrico ao da fonte de corrente I_b , onde todos os transistores *pnp* foram substituídos por *nnp* e a fonte de alimentação trocada por uma fonte negativa. A Figura 5.6-b mostra o resultado da característica V versus I .

O ajuste de (R_3+P_3) é análogo ao anterior. Da Figura 5.6-b tem-se para $V_{Pn}<-1V$ a relação $I_b/V_{Pn}=100\mu A/V$. Esta relação é justificada pelo fato de que, uma corrente $I_T=35mA$, passando pelo diodo laser, produzirá uma tensão foto-detectada na saída do amplificador de transimpedância de $V_{Pn}=-3,5V$. Consequentemente, esta tensão provocará um corrente $I_b=-0,35mA$, que é exatamente a corrente produzida pelo fotodiodo PIN, como pode ser confirmado na característica do Apêndice 1. Esta relação permite, em outras palavras, que a corrente I_b seja igual a corrente que passa pelo foto-detector I_{Pn} .

A Figura 5.7-a mostra o circuito da fonte de corrente I_{XMOD} e a Figura 5.7-b a sua característica V versus I . A inclinação da reta obedece a relação dada pela Equação (4.36), que é $I_{XMOD}/V_{in}=25\mu A/V$ para $V_{in}>1V$.

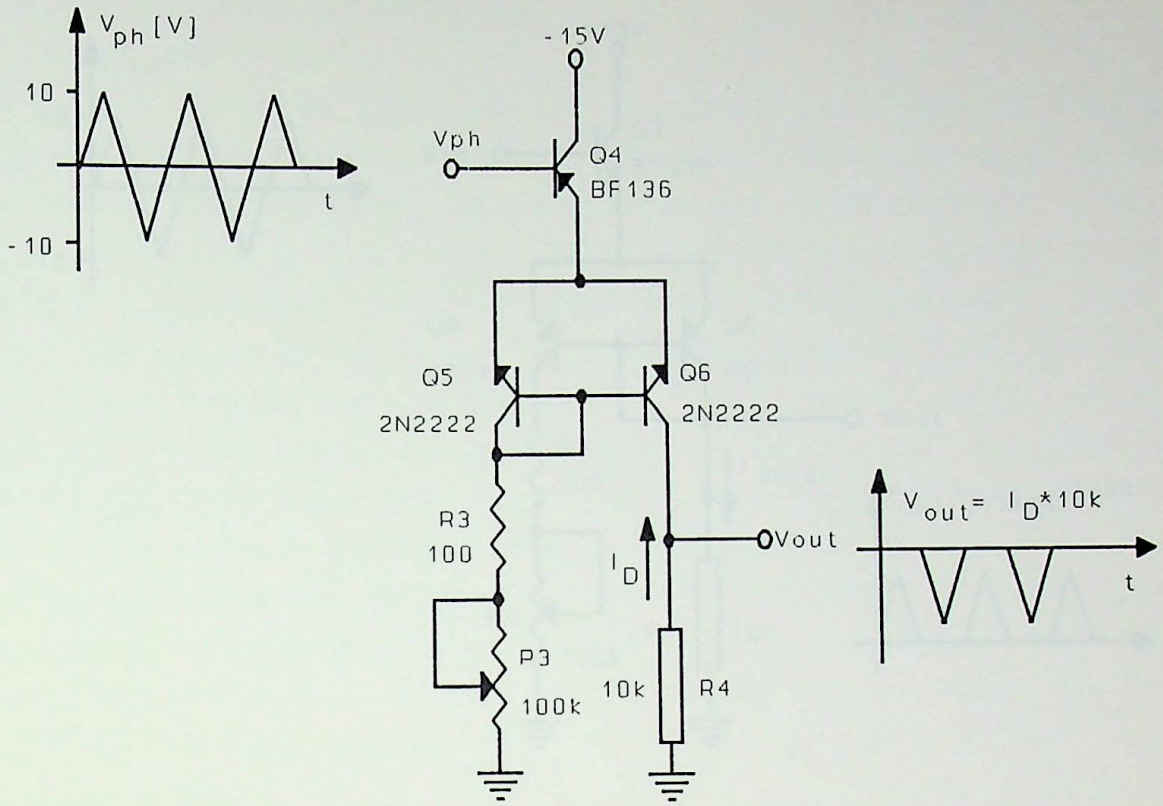


(a)

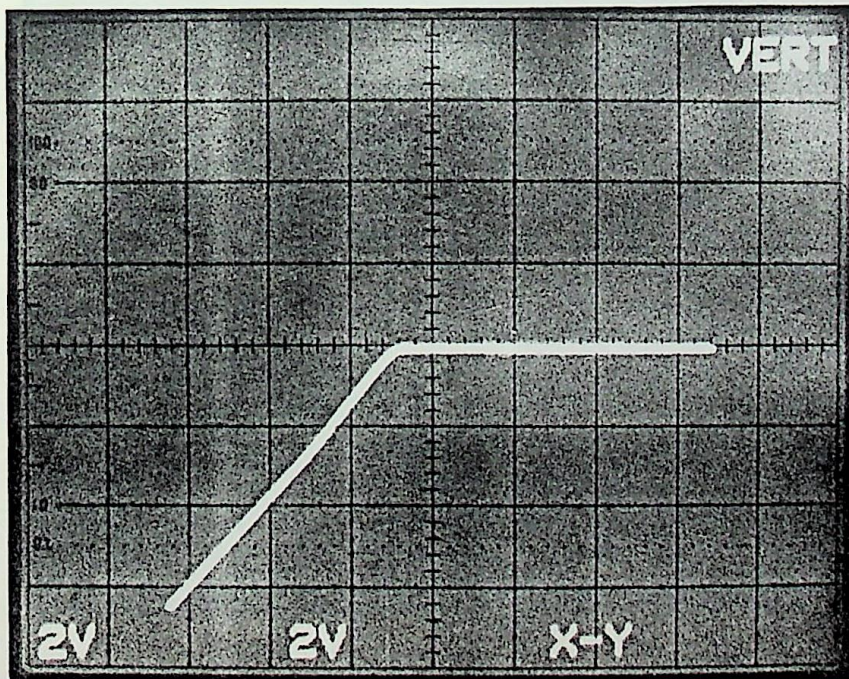


(b)

Fig. 5.5 - Esquema do circuito para ajuste da fonte I_b (a) e característica V_{in} versus I_b (b).

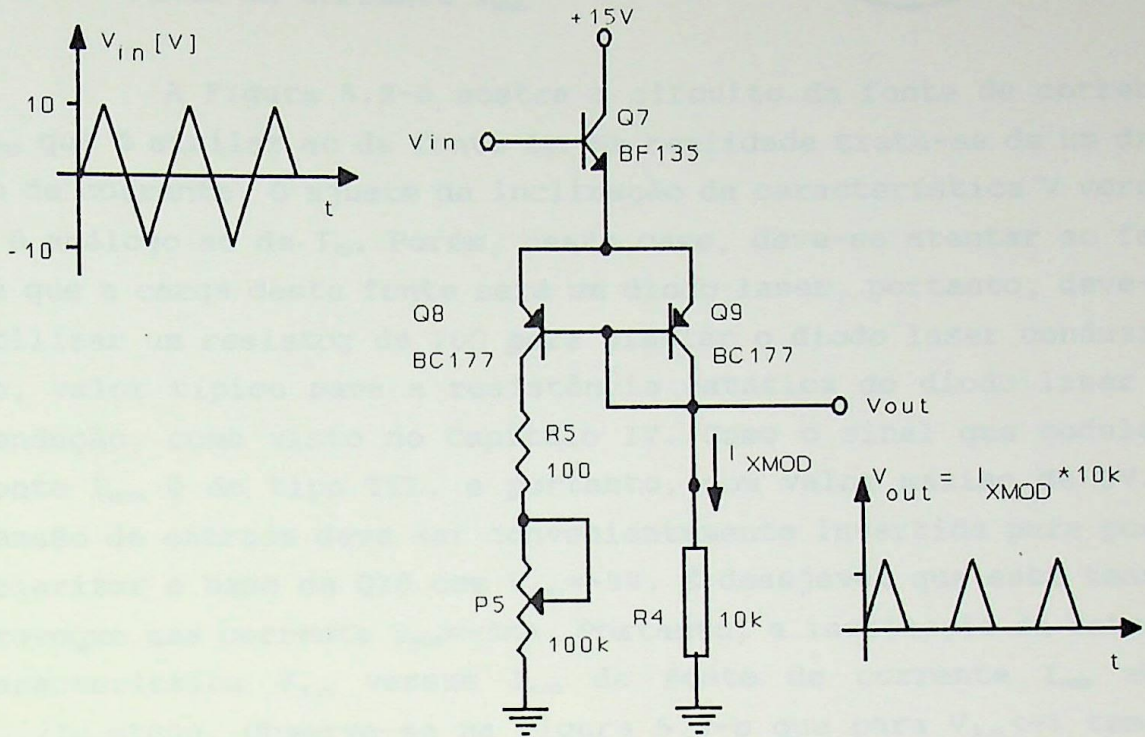


(a)

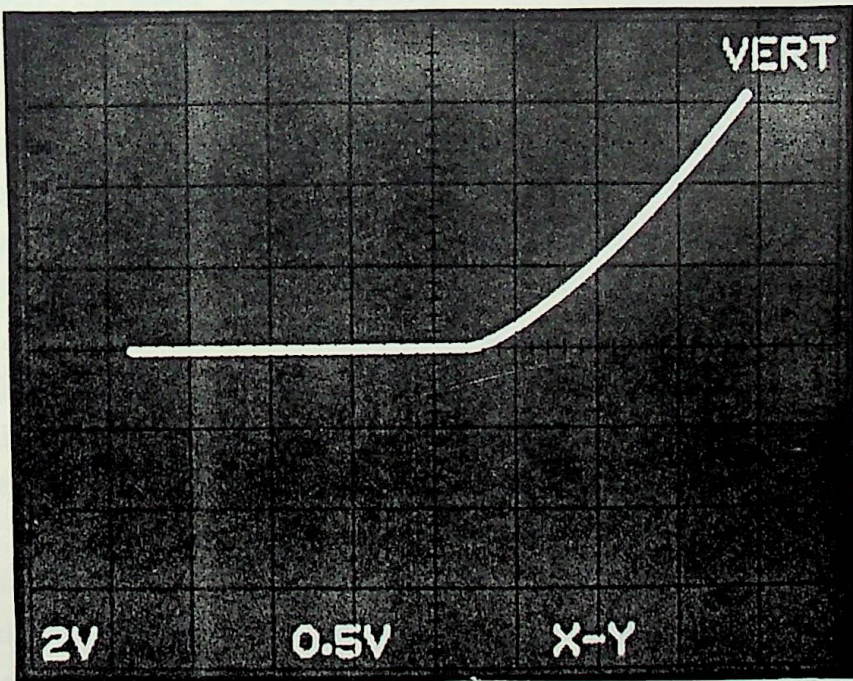


(b)

Fig. 5.6 - Esquema da fonte de I_D (a) e a respectiva característica V versus I (b).

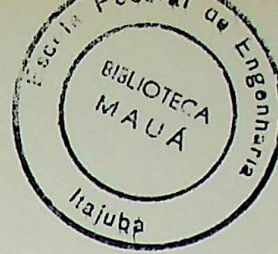


(a)



(b)

Fig. 5.7 - Esquema da fonte de I_{XMOD} (a) e a respectiva característica V versus I (b).



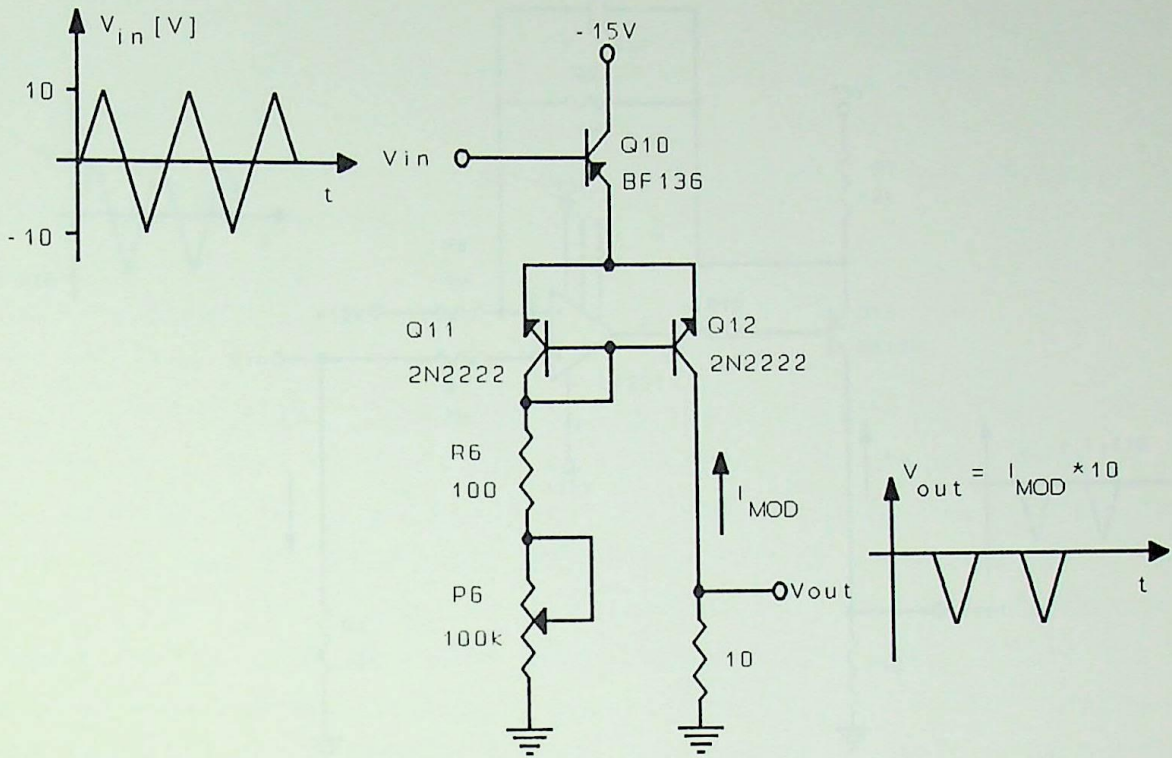
5.2.4 - Fonte de corrente I_{MOD}

A Figura 5.8-a mostra o circuito da fonte de corrente I_{MOD} que é similar ao da fonte I_D . Na realidade trata-se de um dreno de corrente. O ajuste da inclinação da característica V versus I é análogo ao de I_D . Porém, neste caso, deve-se atentar ao fato de que a carga desta fonte será um diodo laser, portanto, deve-se utilizar um resistor de 10Ω para simular o diodo laser conduzindo, valor típico para a resistência estática do diodo laser na condução, como visto no Capítulo IV. Como o sinal que modula a fonte I_{MOD} é do tipo TTL, e portanto, com valor máximo de 5V. A tensão de entrada deve ser convenientemente invertida para poder polarizar a base de Q10 com $V_{in} = -5V$. É desejável que esta tensão provoque uma corrente $I_{MOD} = -5mA$. Portanto, a inclinação da reta da característica V_{in} versus I_{MOD} da fonte de corrente I_{MOD} será $V_{in}/I_{MOD} = 1000$. Observa-se na Figura 5.8-b que para $V_{in} < -1$ tem-se $I_{MOD}/V_{in} = -1mA/V$.

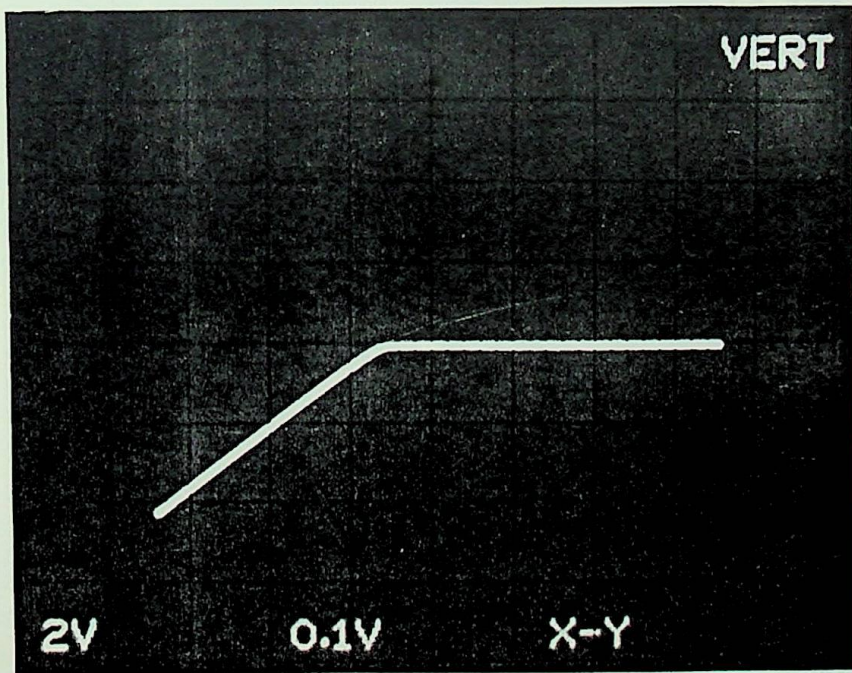
5.2.5 - Amplificador de corrente

Como visto no Capítulo IV, é essencial que o ganho do amplificador de corrente A seja $A \gg 23,3$, portanto pode-se adotar $A = 100$. O amplificador A é na realidade um dreno de corrente controlado pela queda de tensão na resistência R_4 , com uma alta impedância de entrada, como mostra a Figura 5.9-a. Como o capacitor C_4 filtra a componente alternada proveniente das fontes I_D e I_{XMOD} , este amplificador só amplifica a componente contínua. Assim, não há necessidade de preocupar-se com as componentes alternadas de altas frequências neste estágio.

O circuito reproduzido na Figura 5.9-a é uma adaptação da configuração comumente proposta em manuais [25]. Consiste na inclusão de um estágio de potência, Q13, na saída do amplificador operacional (CI1), pois a corrente I_T está na faixa $35mA < I_T < 50mA$, que é superior aos valores da corrente máxima de saída dos amplificadores operacionais usuais. O capacitor C_1 lineariza a resposta I_a versus I_T e o resistor R_1 permite a polarização adequada do transistor Q13.

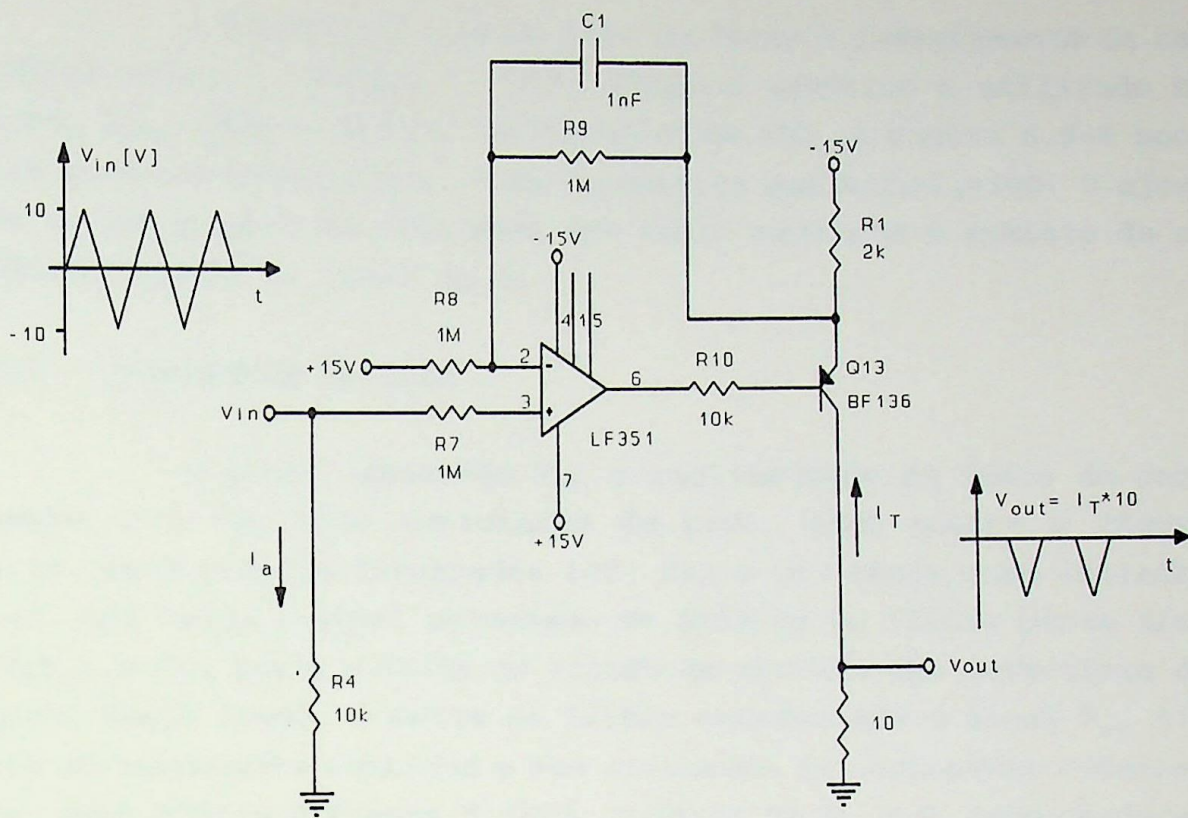


(a)

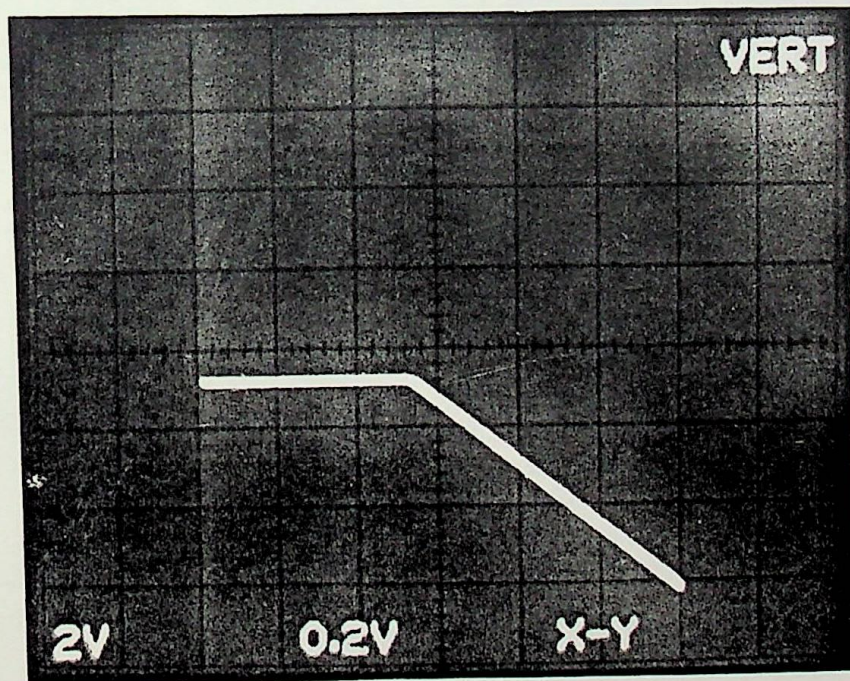


(b)

Fig. 5.8 - Esquema da fonte de I_{MOD} (a) e a respectiva característica V versus I (b).



(a)



(b)

Fig. 5.9 - Esquema do amplificador de corrente A (a) e a respectiva característica I_{in} versus I_a (b).

A técnica utilizada para se fazer o levantamento da característica I_a versus I_T desta fonte é idêntica a utilizada na fonte I_{MOD} , onde a carga é um resistor de 10Ω . A Figura 5.9-b mostra esta característica, onde se observa que $A=I_T/I_a=100$. O ajuste da inclinação da reta pode ser feito mediante o auxílio de um potenciômetro no lugar de R_p .

5.3 - Detectores de pico

O sinal detectado V_{ph} é realimentado na fonte de corrente I_D e nos dois detectores de pico, como mostra a Figura 5.10. Os circuitos integrados (CI) CI2 e CI3 atuam como isoladores. CI2 isola o sinal detectado da entrada do filtro passa alta (C_5R_{11}) e CI3 isola a saída do filtro da entrada dos detectores de pico. Desta forma, a saída do filtro apresentará o sinal V_{ph} livre da componente contínua e sem atenuação da componente alternada, como mostra a Figura 5.11-a. O valor de R_{11} e C_5 deve obedecer a relação $R_{11}C_5 \gg 1/2\pi f_{MOD}$, onde f_{MOD} é a frequência do sinal da modulante. Deve-se escolher R_{11} de modo que o valor de C_5 fique perto de um valor disponível comercialmente.

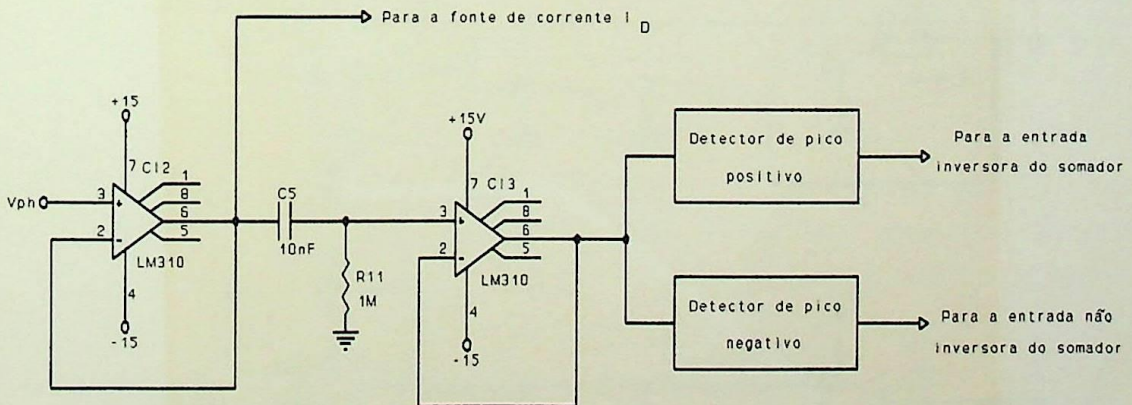


Fig. 5.10 - Diagrama do filtro passa-alta da entrada dos detectores de pico.

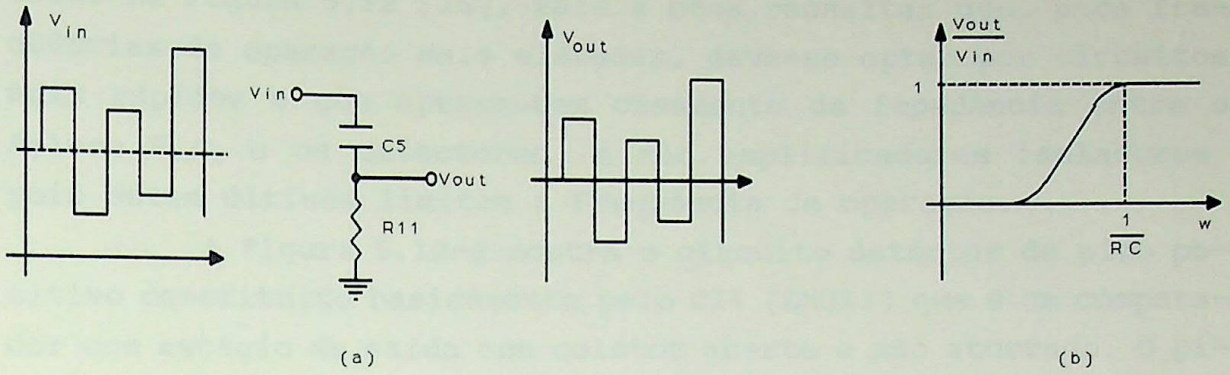


Fig. 5.11 - Resposta no tempo (a) e na freqüência (b) do filtro passa-alta

Um valor prático para R_{11} está situado entre $100k\Omega$ e $1M\Omega$, e é suficiente ter $R_{11}C_5 > 100/2\pi f_{MOD}$. Se $f_{MOD} = 10kHz$, tem-se então $C_5 = 10nF$. A literatura especializada apresenta um grande número de variações de esquemas para circuitos detectores de pico. Os critérios para a adoção de um determinado circuito foram:

- freqüência de operação;
- simplicidade;
- disponibilidade de componentes no almoxarifado.

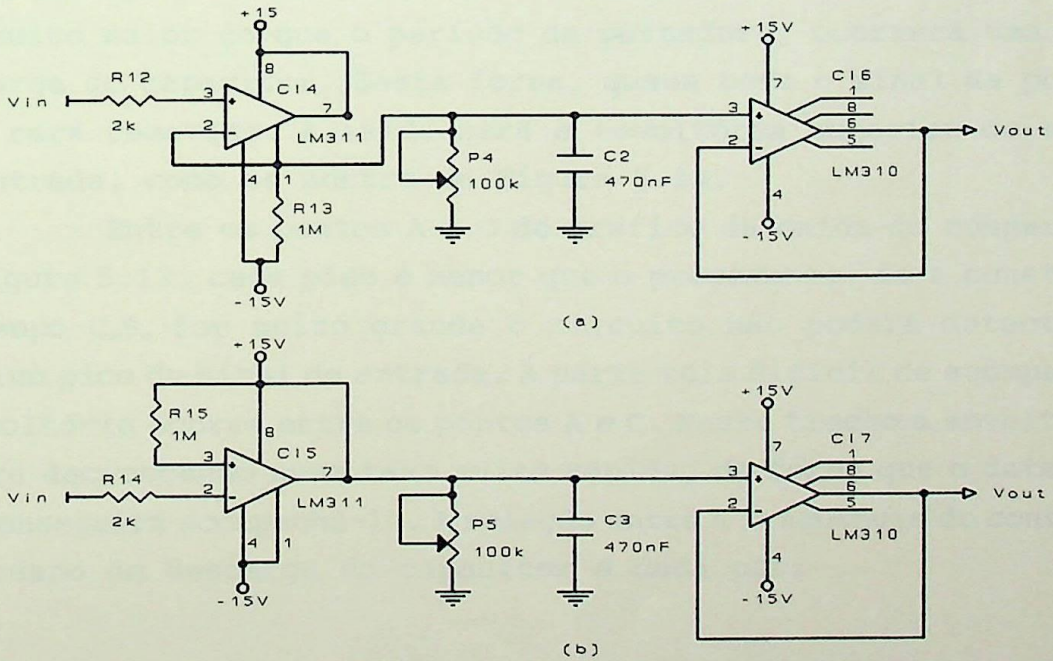


Fig. 5.12 - Detector de pico positivo (a) e negativo (b).

Estes três critérios levaram a escolha do circuito mos-

trado na Figura 5.12 [25]. Vale a pena ressaltar que, para frequências de operação mais elevadas, deve-se optar por circuitos mais rápidos e que apresentem casamento de impedância entre o filtro $R_{11}C_5$ e os detectores, e não amplificadores isoladores, pois estes últimos limitam a frequência de operação.

A Figura 5.12-a mostra o circuito detector de pico positivo constituído basicamente pelo CI4 (LM311) que é um comparador com estágio de saída com coletor aberto e não aterrado. O pino 3 (entrada não inversora) recebe a tensão de saída do filtro e compara com a tensão do pino 2 (entrada inversora). A saída deste CI é ligada como se fosse um coletor comum, pois o coletor (pino 7) está ligado ao positivo da fonte +Vcc e o ponto de terra (pino 1) ligado a -Vcc através de $R_{13}=1M\Omega$. A tensão do pino 2 é tomada sobre o resistor R_{13} (pino 1). Se a tensão no pino 3 é maior do que no pino 2, então a tensão de saída, pino 1, acompanha esta elevação aumentando a tensão no pino 2. Se a tensão no pino 3 é menor do que no pino 2, a saída vai para 0V.

Durante cada pico positivo do sinal de entrada o capacitor C_2 é carregado, mantendo a tensão na saída (pino 1). Durante o tempo que a tensão de entrada está decrescendo o capacitor C_2 descarrega através de P_4 . Se a constante de tempo dada por C_2P_4 for muito maior do que o período da portadora, ocorrerá uma leve descarga do capacitor. Desta forma, quase todo o sinal da portadora será removido. A saída será a envoltória superior do sinal de entrada, como se mostra na Figura 5.13.

Entre os pontos A e C do gráfico da saída do comparador da Figura 5.13, cada pico é menor que o precedente. Se a constante de tempo C_2P_4 for muito grande o circuito não poderá detectar o próximo pico do sinal de entrada. A parte mais difícil de acompanhar a envoltória ocorre entre os pontos A e C. Neste trecho a envoltória estará decrescendo numa taxa muito rápida, de forma que o detector não conseguirá acompanhá-lo. A relação entre a frequência do contorno e o tempo de descarga do capacitor é dada por:

$$f_{evt} = \frac{1}{2\pi C_2 P_4 \gamma} \quad (5.7)$$

onde, f_{evt} é a frequência da envoltória e γ a profundidade de mo-

dulação. Com esta equação pôde-se calcular a mais alta freqüência da envoltória que o detector poderá seguir sem atenuação. Neste projeto optou-se por um potenciômetro (P_4) para ajustar o tempo de descarga de C_2 , através da visualização, na tela do osciloscópio, da forma de onda da tensão sobre P_4 . Isto permite uma melhor precisão do sinal da envoltória detectada. O estágio seguinte ao filtro C_2P_4 é um amplificador isolador formado pelo CI6, que isola a saída do filtro do próximo estágio.

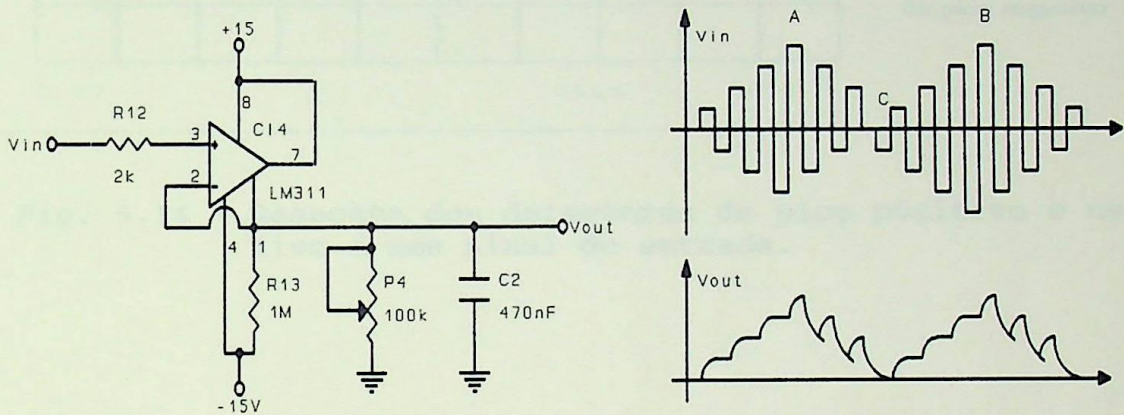


Fig. 5.13 - Circuito detector de pico positivo com detalhe das formas de ondas na entrada e saída.

A Figura 5.12-b mostra o detector de pico negativo, que é semelhante ao positivo. Neste circuito, o comparador CI5 está polarizado para comparar a tensão de entrada (pino 2) com uma tensão de referência negativa (pino 3), que é a saída do comparador (pino 7). Esta saída alimenta o estágio detector de contorno formado por C_3 e P_7 , que têm a mesma função de C_2P_4 . Os potenciômetros P_4 e P_7 permitem tornar os detectores de pico mais simétricos, corrigindo as diferenças nos valores nominais dos capacitores C_2 e C_3 . A Figura 5.14 apresenta a resposta dos detectores de pico ao sinal de entrada mostrado.

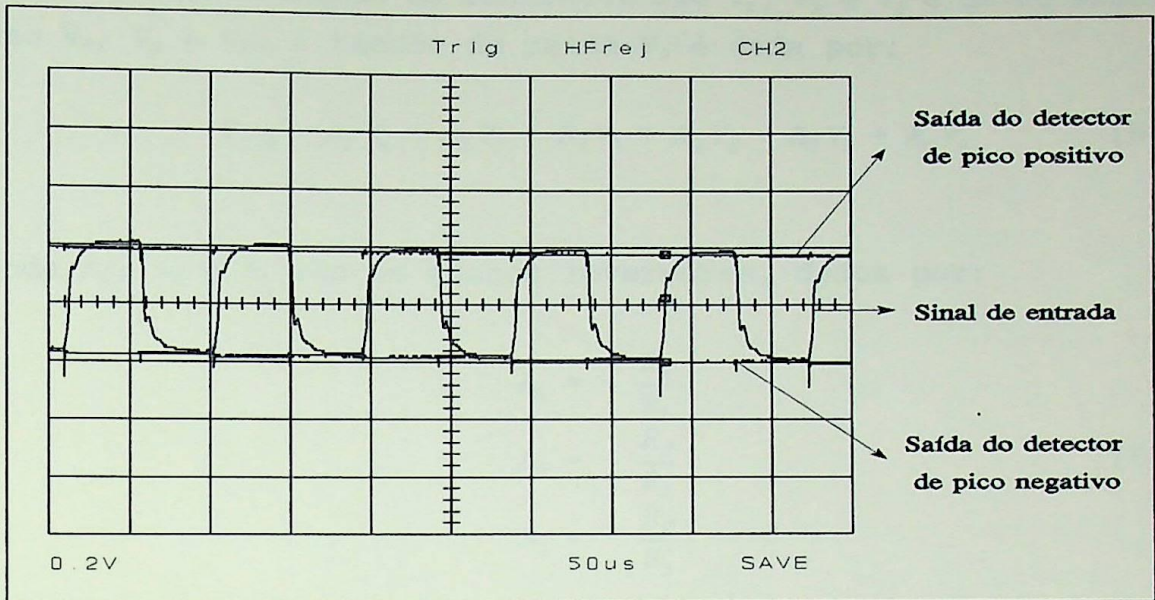


Fig. 5.14 - Resposta dos detectores de pico positivo e negativo a uma sinal de entrada.

5.4 - Somador/subtrator

A Figura 5.15 apresenta o circuito genérico de um somador/subtrator. Esta configuração permite que com apenas um amplificador operacional possa-se obter um circuito que adicione e subtraia tensões alternadas, contínuas ou ambas ao mesmo tempo.

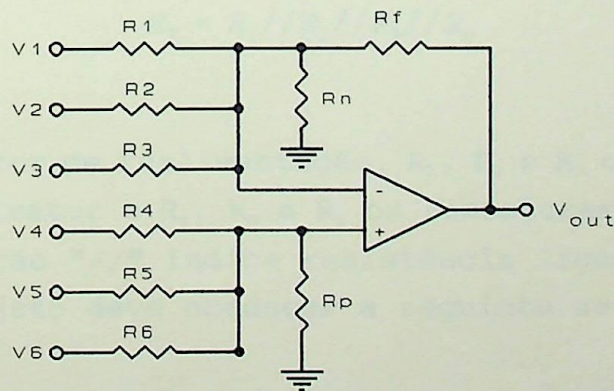


Fig. 5.15 - Circuito somador/subtrator genérico.

As entradas do subtrator são V_1 , V_2 e V_3 e as do somador são V_4 , V_5 e V_6 . A tensão de saída V_o é dada por:

$$V_{out} = A_1 V_1 + A_2 V_2 + A_3 V_3 + A_4 V_4 + A_5 V_5 + A_6 V_6 \quad (5.8)$$

onde A_1 , A_2 e A_3 são os ganhos inversores, dados por:

$$\begin{aligned} A_1 &= - \frac{R_f}{R_1} \\ A_2 &= - \frac{R_f}{R_2} \\ A_3 &= - \frac{R_f}{R_3} \end{aligned} \quad (5.9)$$

e A_4 , A_5 e A_6 são os ganhos não inversores, dados por:

$$\begin{aligned} A_4 &= \frac{R_{C4}}{R_{C4} + R_4} \left(1 + \frac{R_f}{R_X}\right) \quad \text{com } R_{C4} = R_5 // R_6 // R_P \\ A_5 &= \frac{R_{C5}}{R_{C5} + R_5} \left(1 + \frac{R_f}{R_X}\right) \quad \text{com } R_{C5} = R_4 // R_6 // R_P \\ A_6 &= \frac{R_{C6}}{R_{C6} + R_6} \left(1 + \frac{R_f}{R_X}\right) \quad \text{com } R_{C6} = R_4 // R_5 // R_X \end{aligned} \quad (5.10)$$

onde

$$R_X = R_1 // R_2 // R_3 // R_n \quad (5.11)$$

sendo R_f o resistor de realimentação, R_1 , R_2 e R_3 os resistores das entradas do subtrator e R_4 , R_5 e R_6 os resistores das entradas do somador. A notação "//" indica resistência ligadas em paralelo.

O projeto deve obedecer a seguinte seqüência:

- 1 - Determinar o valor de R_f . O valor máximo é determinado pela tensão *offset* de saída admissível, $\Delta V_o = \pm I_{1o} R_f$, onde, I_{1o} é a corrente de *offset* de entrada do amplificador operacional;

- 2 - calcular o valor dos ganhos A_1 a A_6 como se todas as entradas fossem inversoras;
- 3 - calcular $R_A = R_1 // R_2 // R_3 // R_f$;
- 4 - calcular $R_B = R_4 // R_5 // R_6$;
- 5 - se $R_A > R_B$ não usar R_p e escolher R_n tal que $R_A = R_B$, onde agora será incluído no cálculo da resistência R_A o valor de R_n ;
- 6 - se $R_B > R_A$ não usar R_n e escolher R_p tal que $R_A = R_B$, onde agora será incluído no cálculo da resistência R_B o valor de R_p .

A Figura 5.16 mostra o circuito somador/subtrator empregado, onde se escolheu $R_f = 1\text{M}\Omega$ e ganhos de tensão iguais a 1. Pode-se observar nesta figura que o resistor R_p é formado pela associação de resistores $R_{20} // R_{21}$. O potenciômetro P_8 fornece a tensão de referência, V_{REF} , Figura 4.3. Esta tensão é equivalente a $1000 \cdot I_{REF}$. Isto facilita o projeto, pois, não será necessário implementar outra fonte de corrente para gerar a corrente de referência, como foi proposto no Capítulo IV.

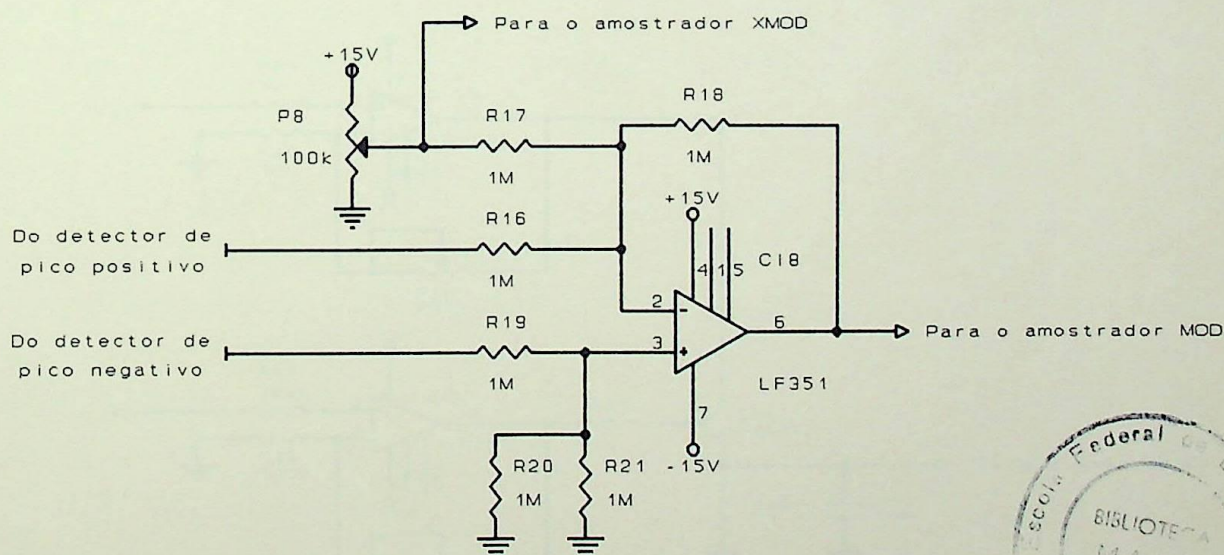
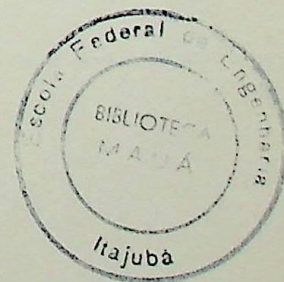


Fig. 5.16 - Circuito somador/subtrator.



5.5 - Modulador digital

A tensão que controla a fonte de corrente I_{XMOD} deve ser aplicado na base do transistor Q7 (Figura 5.7-a). Correspondente ao sinal V_{REF} , proveniente de P_8 (Figura 5.16) amostrado nos instantes em que o sinal digital D_8 a ser transmitido é igual a 1. A Figura 5.17 ilustra a idéia. Este amostrador, que a partir de agora será chamado de amostrador XMOD, é mostrado em detalhes na Figura 5.18.

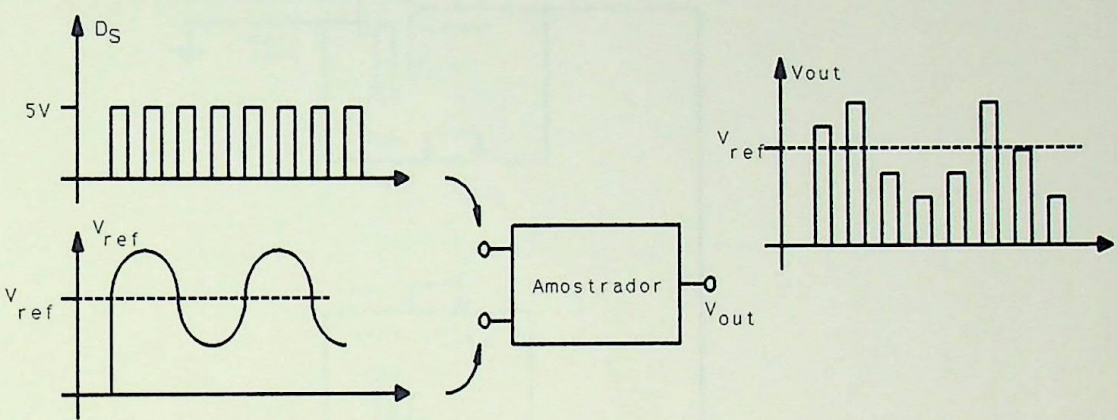


Fig. 5.17 - Diagrama do amostrador.

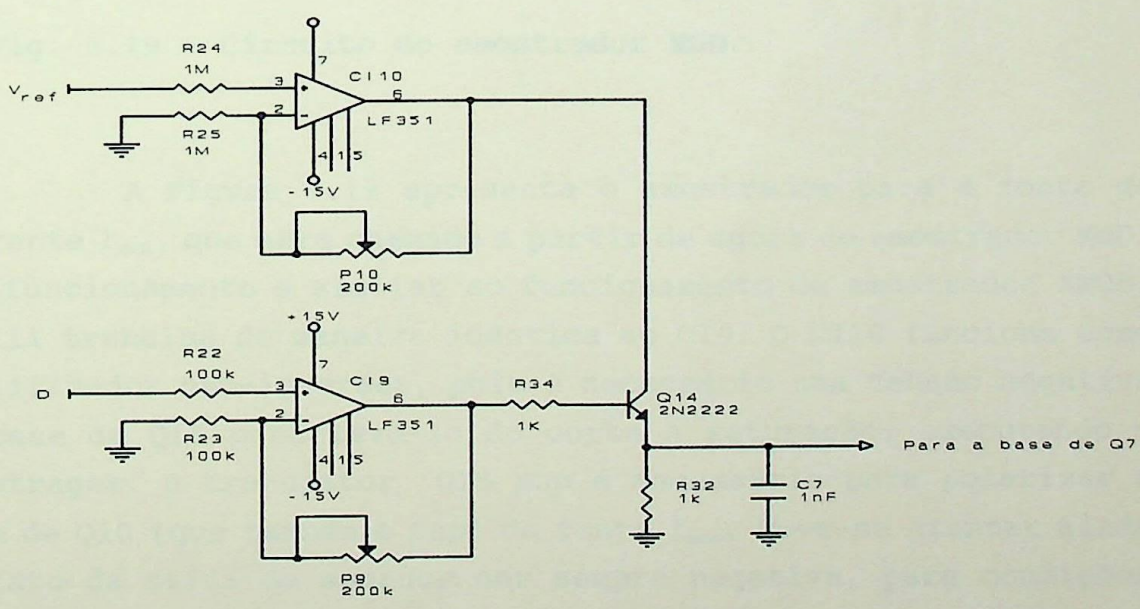


Fig. 5.18 - Circuito do amostrador XMOD.

O CI9 funciona como um amplificador não inversor que aplica o sinal D_{in} na base do transistor Q14 saturando-o. O CI10 também funciona como um amplificador não-inversor que amplifica a tensão V_{REF} , alimentando o coletor de Q14. Desta forma, quando o transistor entrar em saturação a tensão que aparecerá no emissor será V_{REF} , sem a amplificação.

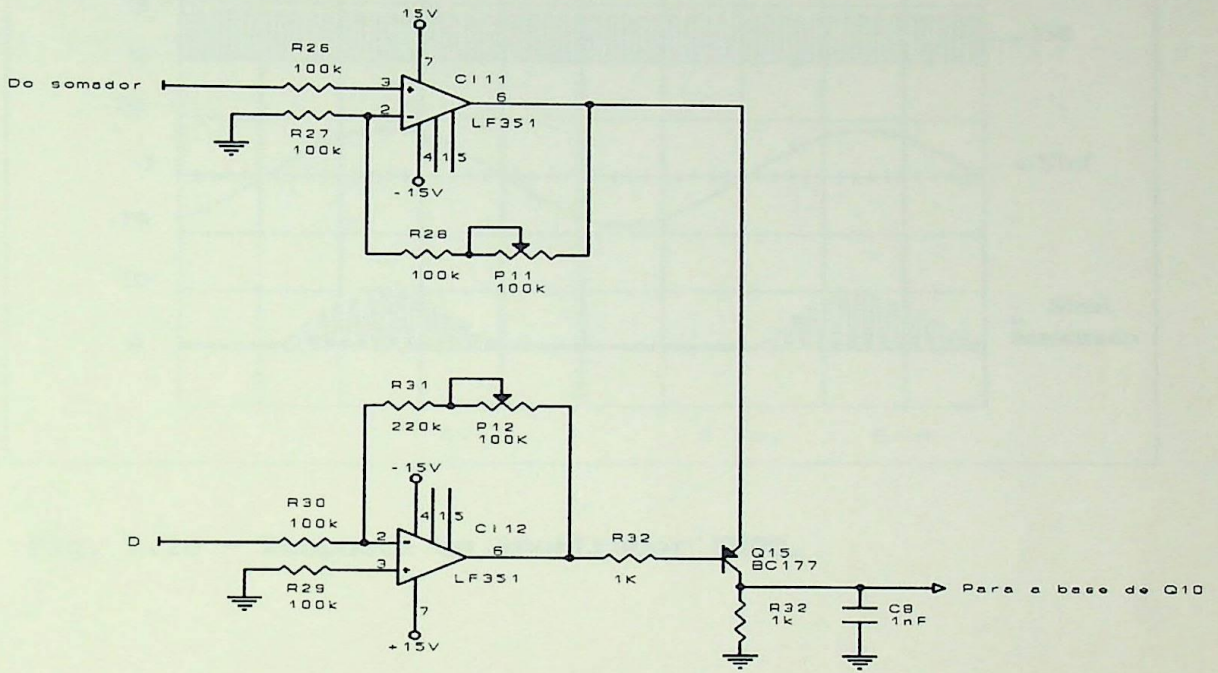


Fig. 5.19 - Circuito do amostrador MOD.

A Figura 5.19 apresenta o amostrador para a fonte de corrente I_{MOD} , que será chamado a partir de agora de amostrador MOD. Seu funcionamento é similar ao funcionamento do amostrador XMOD. O CI11 trabalha de maneira idêntica ao CI9. O CI10 funciona como amplificador não-inversor, pois é necessário uma tensão negativa na base de Q15 para levá-lo do corte à saturação, executando a amostragem. O transistor Q15 *pnp* é necessário para polarizar a base de Q10 (que também é *pnp*) da fonte I_{MOD} . Deve-se atentar ainda ao fato da saída do somador ser sempre negativa, para condições normais de funcionamento do circuito. Desta forma, o CI11 não precisa ser configurado como um amplificador inversor, pois a tensão que alimenta o coletor de Q15 já é negativa. Pelo fato de se ter a saída dos dois amostradores nos emissores de Q14 e Q15, os sinais

amostrados estão sincronizados, porém invertidos. A Figura 5.20 apresenta a saída do amostrador XMOD e a Figura 5.21 a saída para o amostrador MOD.

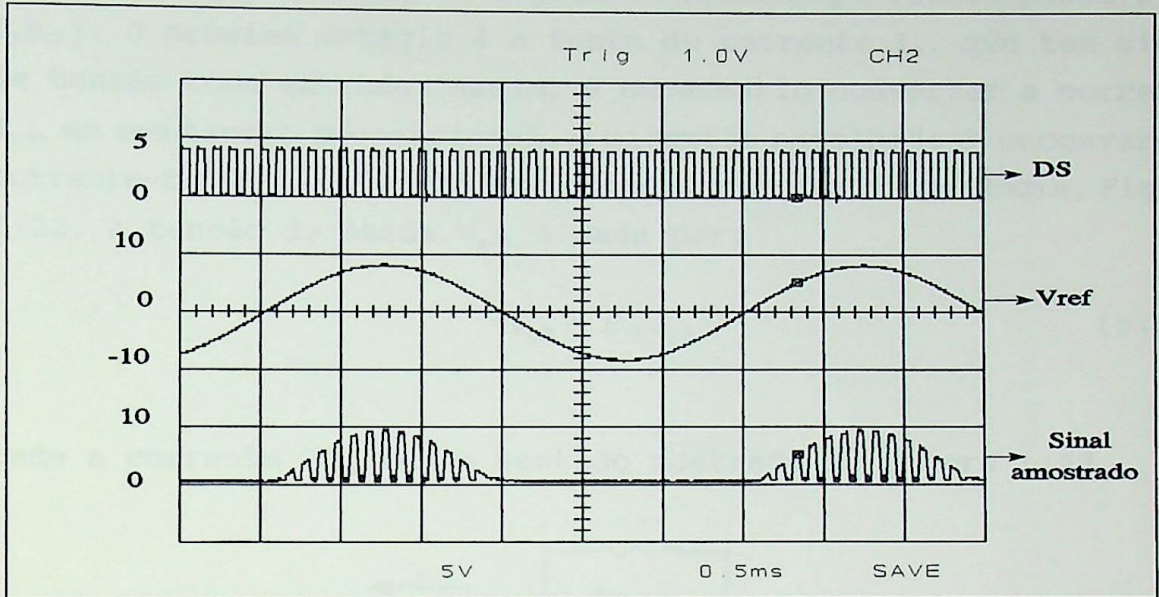


Fig. 5.20 - Resposta do amostrador XMOD.

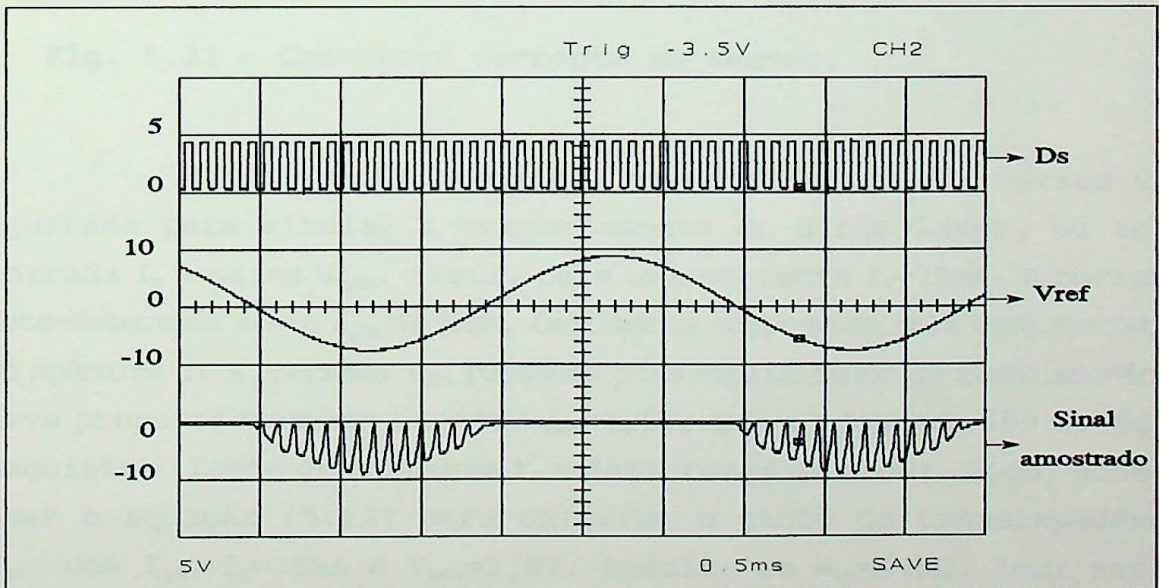


Fig. 5.21 - Resposta do amostrador MOD.

5.6 - Amplificador do foto-detector

O sinal de corrente I_{ph} , gerado pelo foto-detector de realimentação, deve ser amplificado para compatibilizar sua saída com a entrada dos estágios seguintes (fonte I_b e filtro passa-alta C_5R_{11}). O próximo estágio é a fonte de corrente I_b , que tem sinal de tensão como entrada. Assim, é necessário converter a corrente I_{ph} em uma tensão proporcional. O circuito escolhido é um conversor corrente-tensão, conhecido como conversor de transimpedância, Figura 5.22. A tensão de saída V_{ph} é dada por:

$$V_{ph} = R_{35} I_{ph} \quad (5.12)$$

onde a corrente I_{ph} tem o sentido mostrado na Figura 5.22.

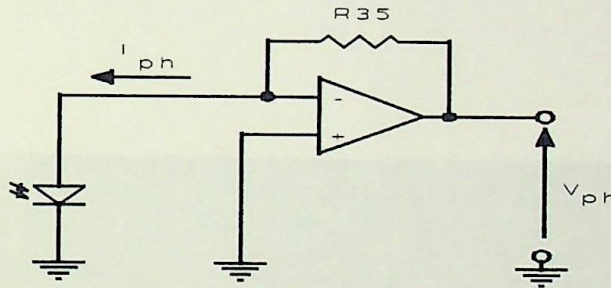
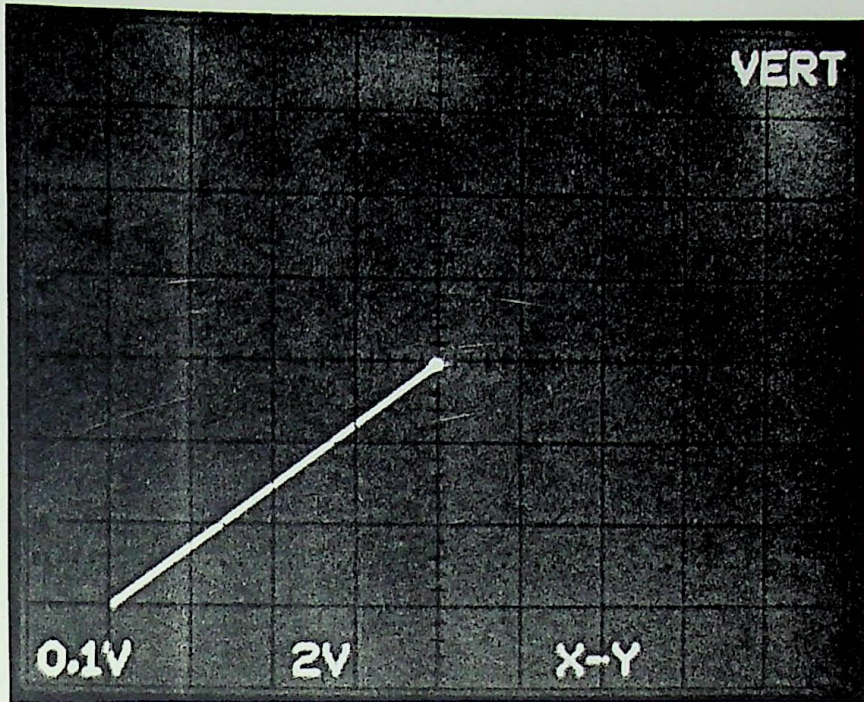
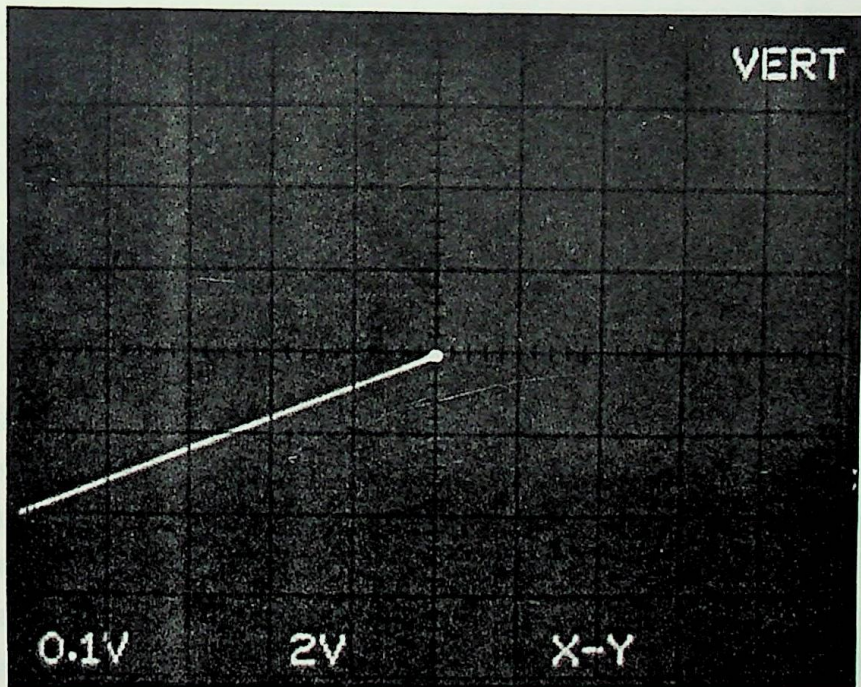


Fig. 5.22 - Conversor corrente em tensão.

Este circuito teve sua característica I_{ph} versus V_{out} ajustada para simular o comportamento do diodo laser, ou seja, entrada I_T e saída V_{ph} . Assim, para uma corrente $I_T=35\text{mA}$, a corrente foto-detectada seria $I_{ph}=0,35\text{mA}$, facilmente comprovada pela característica do Apêndice 1. A corrente I_{ph} passando pelo amplificador de transimpedância deve proporcionar uma tensão $V_{ph}=3,5\text{V}$, que é adequada aos estágios seguintes (fonte de corrente I_b e detectores de pico). Logo, pode-se usar a Equação (5.12) para calcular o ganho de transimpedância R_{35} , com $I_{ph}=I_T=35\text{mA}$ e $V_{ph}=3,5\text{V}$. Resulta em $R_{35}=10\text{k}\Omega$. Aqui reside a principal desvantagem deste circuito: em geral apresentam valores elevados de ganho de transimpedância, provocando uma diminuição na largura de banda da resposta do amplificador operacional empregado. A característica I_T versus V_{ph} é apresentada na Figura 5.23-a.



(a)



(b)

Fig. 5.23 - Característica I versus V sem degradação (a) e com degradação de 50% (b).

5.7 - Dissipador de calor ativo Peltier

Alguns diodos lasers são encapsulados junto com um dissipador Peltier. Isto permite controlar a temperatura de trabalho do conjunto diodo laser, foto-detector. Neste conjunto também é encapsulado um termistor NTC, a fim de se monitorar a temperatura do dispositivo.

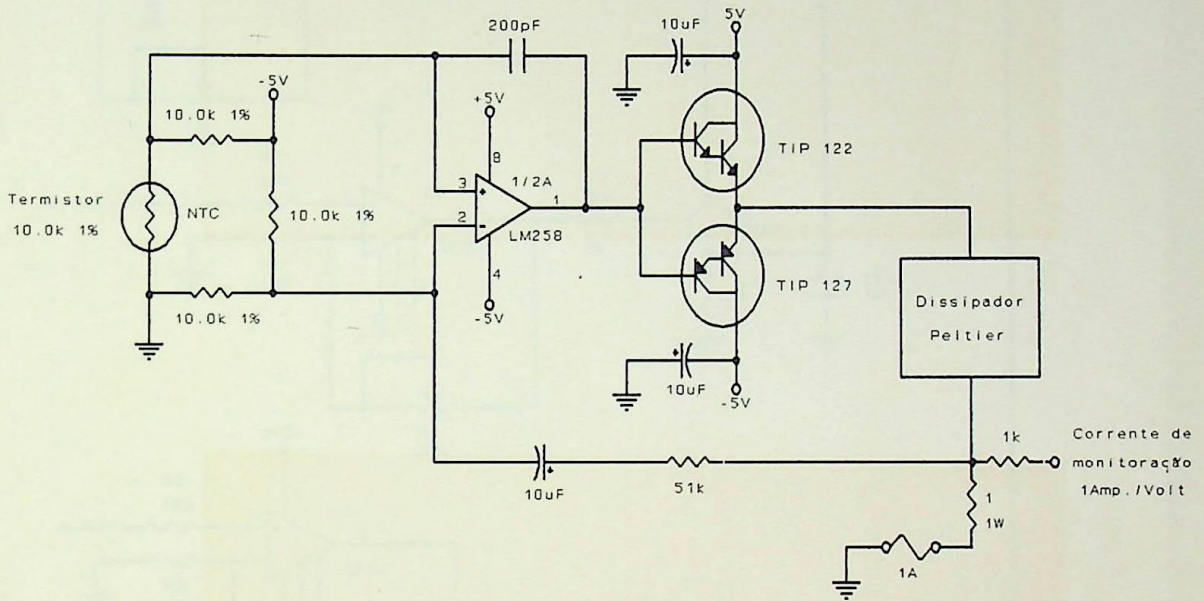


Fig. 5.24 - Circuito para controle de temperatura proposto pelo fabricante (Lasertron).

Uma das soluções possíveis para controlar a temperatura é apresentada na Figura 5.24 [5]. O termistor é devidamente acomodado dentro de uma ponte de resistores. Quando a temperatura sofre alguma alteração, desequilibra-se a ponte e uma diferença de tensão aparecerá nos terminais do amplificador operacional, que funciona como um amplificador diferencial. Esta diferença de tensão é amplificada e injetada em um estágio de potência de saída, formado por dois transistores de média potência, aqui empregados o TIP 122 e TIP 127. Por fim, este estágio de saída fornece a corrente necessária para controlar a temperatura do dissipador Peltier.

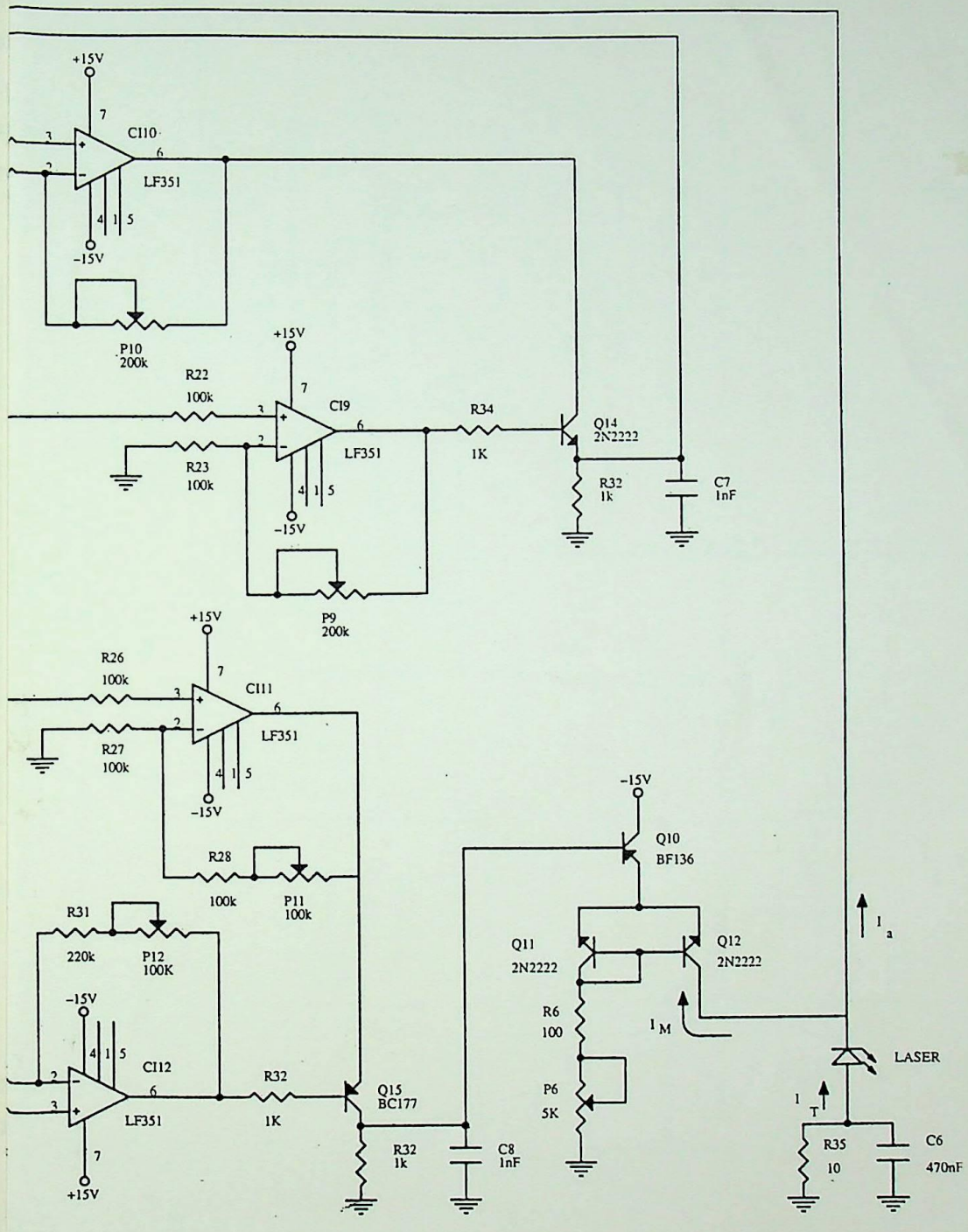


Fig. 5.25 - Esquema completo da fonte de corrente de pré-polarização (I_a) e modulação (I_{MOD}) para diodos laser.

5.8 - Resposta do circuito com malha fechada H

Na Figura 5.25 apresenta-se o circuito implementado para a situação proposta no esquema da Figura 4.3. Estudou-se a fonte para o diodo laser com uma malha de realimentação que corrige a intensidade da corrente de modulação e o nível de potência contínua. A Figura 5.26 apresenta a resposta deste circuito a um trem de pulsos, mostrando a corrente I_T e a tensão V_{ph} .

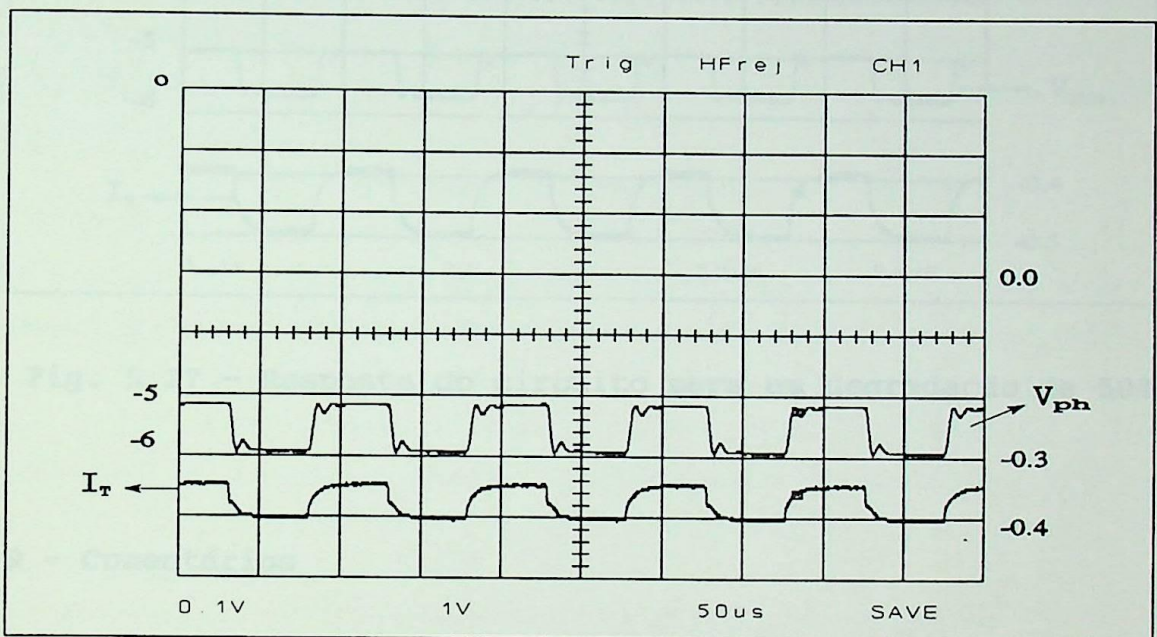


Fig. 5.26 - Resposta do circuito da Figura 5.25, a um trem de pulsos.

Para a simulação de uma degradação do dispositivo emissor, diminuiu-se o ganho do amplificador de transimpedância de forma que se tenha um decréscimo na inclinação da característica I_T versus V_{ph} (Figura 5.23-b). Isto permitiu verificar se o circuito corrige os efeitos desta redução, aumentando os valores das correntes I_T e I_{MOD} .

A Figura 5.27 mostra o valor da corrente I_T e da tensão V_{ph} para uma situação com degradação de 50%. Pode-se observar que para uma degradação de 50%, os níveis 0 (-5V) e 1 (-6V) da tensão V_{ph} foram corrigidos parcialmente. Isto é justificado pelo fato de que as fontes de corrente I_b e I_{XMOD} saturaram antes de alcançar

o valor necessário para que ocorresse a correção plena.

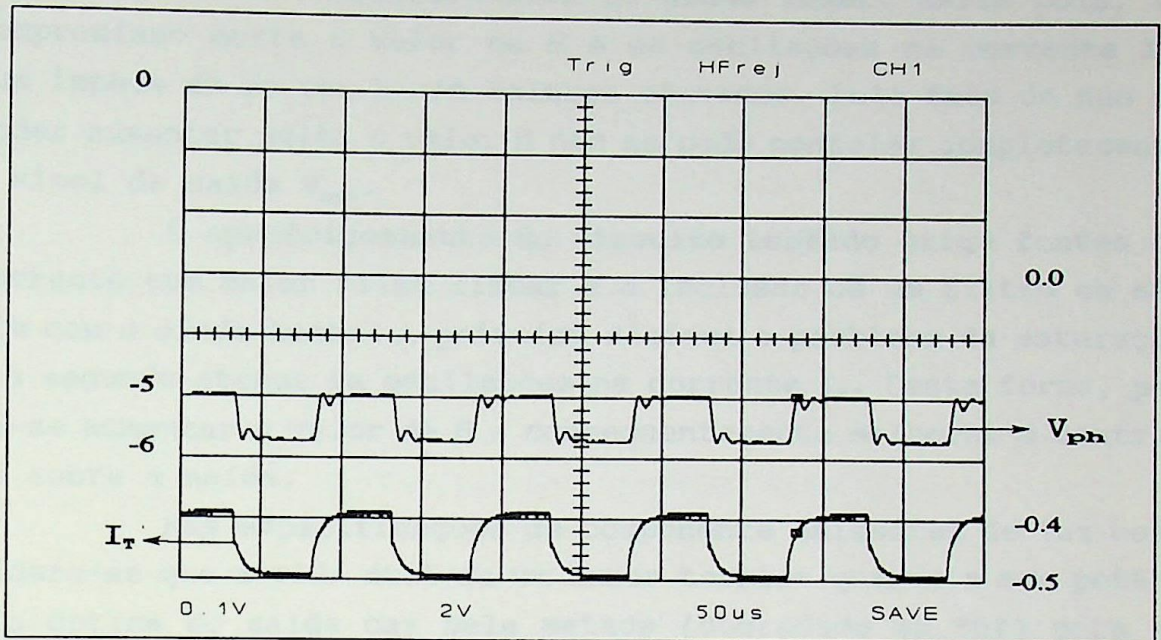


Fig. 5.27 - Resposta do circuito para um degradação de 50%.

5.9 - Comentários

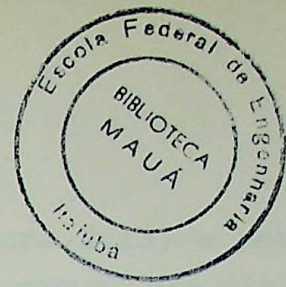
Observou-se, durante os testes em laboratório, que para uma queda na inclinação da característica I_{ph} versus V_{ph} de até aproximadamente 35%, o circuito pode sustentar os níveis 0 e 1 estabelecidos para V_{ph} . Para uma queda entre 35% e 50% embora a correção nos níveis V_{ph} não seja total, os níveis de saída 0 e 1 ainda estão dentro de uma faixa que pode ser considerada compreensiva, ou seja, o nível 1 ainda é interpretado como 1. Uma redução na inclinação da característica do diodo laser maior que 50% torna o sinal incompreensível, ou seja, já não se pode distinguir o nível 1 do correspondente ao valor 0.

As pequenas oscilações que aparecem na corrente I_T e que também foram observadas nas simulações do Capítulo IV, são decorrentes do ganho da malha H e da tensão de referência V_{ref} . Comparou-se, experimentalmente, que estas oscilações podem ser atenuadas pela redução do valor da tensão V_{ref} ou pela redução do ganho H. Como demonstrado, estes procedimentos reduziram a

profundidade de modulação (L_1-L_0) e comprometeriam o desempenho global do circuito, impedindo o controle de diminuições acentuadas na inclinação da característica do diodo laser. Existe pois, um compromisso entre o valor de H e as oscilações na corrente I_T , que impede de se ter H com valores elevados. Pelo fato de não se poder aumentar muito o valor H não se pode controlar completamente o sinal de saída V_{ph} .

O aperfeiçoamento do circuito testado exige fontes de corrente com maior faixa linear e a inclusão de um filtro em série com o diodo laser. A primeira diminui o problema da saturação e a segunda atenua as oscilações na corrente I_T . Desta forma, pode-se aumentar o valor de H e conseqüentemente melhorar o controle sobre a saída.

Nas especificações de componente emissores de luz considera-se que a vida útil de um laser termina quando a sua potência óptica de saída cai pela metade (degradado em 50%) para as mesmas condições iniciais de corrente [8] [11]. O protótipo apresentado, quando trabalhando dentro destas condições corrige a potência óptica de saída satisfatoriamente. Portanto, não há necessidade em se tentar melhorar o desempenho do circuito, já que para uma degradação maior do que 50% o diodo laser deverá ser substituído por outro novo.



CAPÍTULO VI

COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

6.1 - Conclusão do trabalho

O objetivo deste trabalho foi estudar e testar um protótipo de uma fonte de corrente para polarizar e controlar os níveis de potência óptica de um diodo laser. Para isto, estudou-se inicialmente o modelo matemático através de equações de taxa, que exprimem a dinâmica do crescimento concorrente das populações de fótons e elétrons dentro de uma cavidade laser.

Este modelo é função de parâmetros de difícil obtenção ou medição. Apresenta grandes dificuldades para se fazer um estudo comparativo entre a teoria e a prática, exigindo equipamentos de medição altamente especializado. No entanto, foi o ponto de partida para a obtenção de um circuito elétrico equivalente do diodo laser. Neste modelo, os parâmetros são, na sua maioria características elétricas, facilitando a análise, a implementação e os ajustes para o correto desempenho. O circuito equivalente a partir de parâmetros elétricos apresenta duas vantagens sobre o modelo anterior. A primeira é a facilidade para se projetar e construir os circuitos externos ao diodo laser e a segunda é a facilidade de interpretação dos resultados. Por estes motivos foi o modelo escolhido para se simular matematicamente e se desenvolver um protótipo da fonte com controle de polarização e modulação.

Uma característica importante da fonte projetada é a sua simplicidade. A outra é o fato de apresentar as características desejadas para se efetuar o controle das correntes de polarização e modulação. Os resultados obtidos durante a simulação teórica e no protótipo revelaram um desempenho condizente com o necessário para se efetuar uma transmissão de sinais através de um enlace óptico. Mantiveram-se os níveis de potência luminosa para situações onde as características do diodo laser foram severamente alteradas. Estas alterações são provocadas por aumento de temperatura, originando uma deriva da característica I_T versus po-

tência óptica de saída para a direita, (Figura 2.13) e por uma degradação do diodo laser com o tempo, o que provoca uma diminuição na inclinação dessa característica. Os estudos revelaram uma grande sensibilidade dos ajuste dos ganhos e das correntes sobre o desempenho do sistema. Um aumento no ganho da malha H pode produzir oscilações indesejáveis na corrente total através do diodo laser (I_T). Valores elevados de corrente de referência (I_{REF}) e/ou de ganho H produzem transitórios iniciais, com elevados picos na corrente de modulação instantânea (I_M). Eventualmente, este comportamento pode danificar o diodo laser.

O protótipo desenvolvido foi suficiente para que se pudesse avaliar o desempenho prático da fonte. Os testes realizados em laboratório confirmaram o resultado das previsões teóricas, no que diz respeito ao controle da variável de saída e ao controle das correntes de pré-polarização (I_a) e modulação instantânea I_M , até uma frequência de 10kHz, de acordo com a disponibilidade dos componentes e equipamentos. O sistema deve ser aperfeiçoado para que se possa estender seu desempenho a frequências de modulação mais elevadas. Nesta nova situação, ocorrem oscilações no sinal luminoso de saída, que podem ser evitados com a inclusão de um filtro RLC adequado, em paralelo com o diodo laser [26].

6.2 - Proposta para novos trabalhos

Novos modelos de fontes de controle de corrente de polarização e modulação para os diodos lasers podem ser desenvolvidas, com o objetivo de melhorar-se a resposta em altas frequências. A dependência da temperatura tem sido minimizada, utilizando-se novas estruturas de diodos laser [5], que dispensam o uso do dissipador Peltier. No entanto, permanece a necessidade de se manter o controle da potência óptica de saída devido a degradação do dispositivo.

A implementação de uma nova fonte para trabalhar em altas frequências teria sua aplicação imediata na prática, pois já há diodos lasers comerciais trabalhando até 18 GHz [5]. Portanto, a tendência é no sentido de se desenvolverem equipamentos com velocidade de transmissão cada vez mais maiores. Um futuro para

dispositivos que trabalham em altas frequências parece vir do campo dos circuitos integrados ópticos [31]. É outro fator para se desenvolverem fontes de controle de polarização e modulação para diodos laser mais modernos.

Apêndice 1: Características elétricas do diodo laser
AGOL-13ULJ-LT-1A.

ASGa

Microeletrônica

CUIDADOS COM O DISPOSITIVO

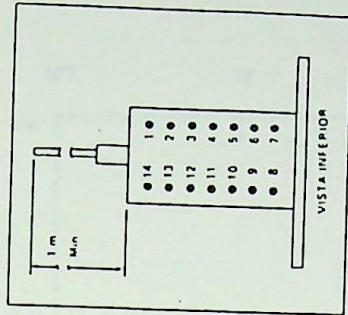
- Evite descargas elétricas. Lembre-se, estes dispositivos são muito sensíveis a pulsos curtos de corrente direta ou reversa.
- Evite descargas eletrostáticas mantendo sempre o anodo e o catodo do dispositivo curto-circuitados, quando o mesmo estiver desconectado do circuito.
- Evite tensionar a fibra óptica ou dobrá-la em círculo cujo raio seja menor que 20 mm.
- Choques mecânicos, podem danificar o dispositivo.
- Operar um dispositivo semicondutor em temperatura fora dos limites especificados, causará uma rápida degradação do mesmo. Não opere o dispositivo sem antes assenê-lo num bom dissipador térmico.
- Os dispositivos devem ser armazenados seguindo as especificações de temperatura contidas no catálogo.

PERIGOS NA OPERAÇÃO DO LASER/LED

Embora a luz emitida por estes dispositivos seja invisível ao olho humano, evite olhar diretamente na saída de luz da fibra óptica, pois esta luz emitida poderá causar danos na retina, principalmente se colimada por lentes.

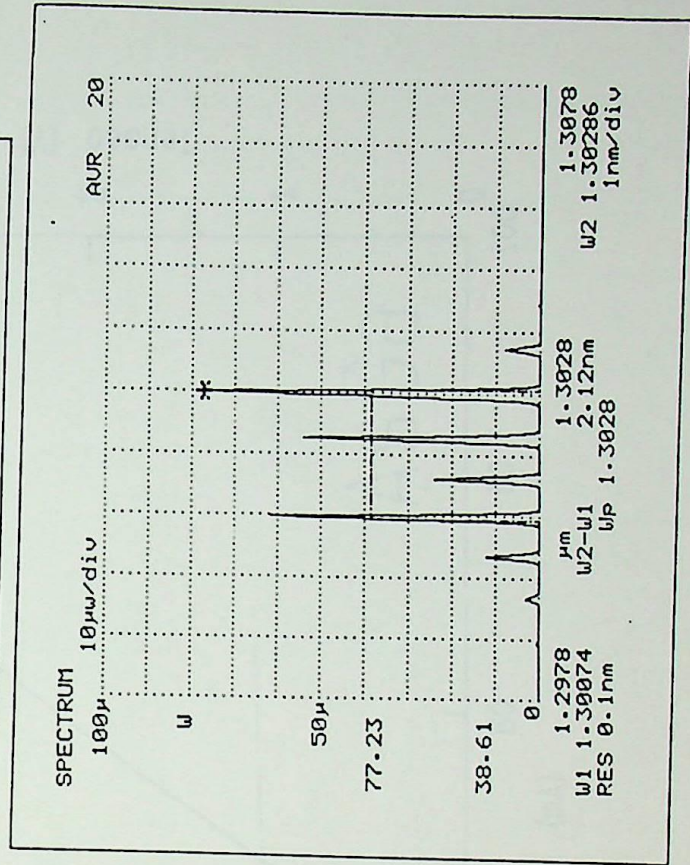
PARA CONEXÕES DO LASER	CONEXÕES DO LED
01 Anodo do Refrigerador	Anodo do Refrigerador
02 NC	NC
03 NC	NC
04 NC	NC
05 Terra da Capula	Terra da Capula
06 NC	NC
07 Catodo do Fotodiodo	NC
08 Anodo do Fotodiodo	NC
09 Catodo do LASER	Catodo do LED
10 Anodo do LASER e Terra	Anodo do LED e Terra
11 Terminar (INTC)	Terminar (INTC)
12 NC	NC
13 NC	NC
14 Catodo do Refrigerador	Catodo do Refrigerador

1) A seguir, especificamos os pinos que utilizamos como o outro pino do transistor.

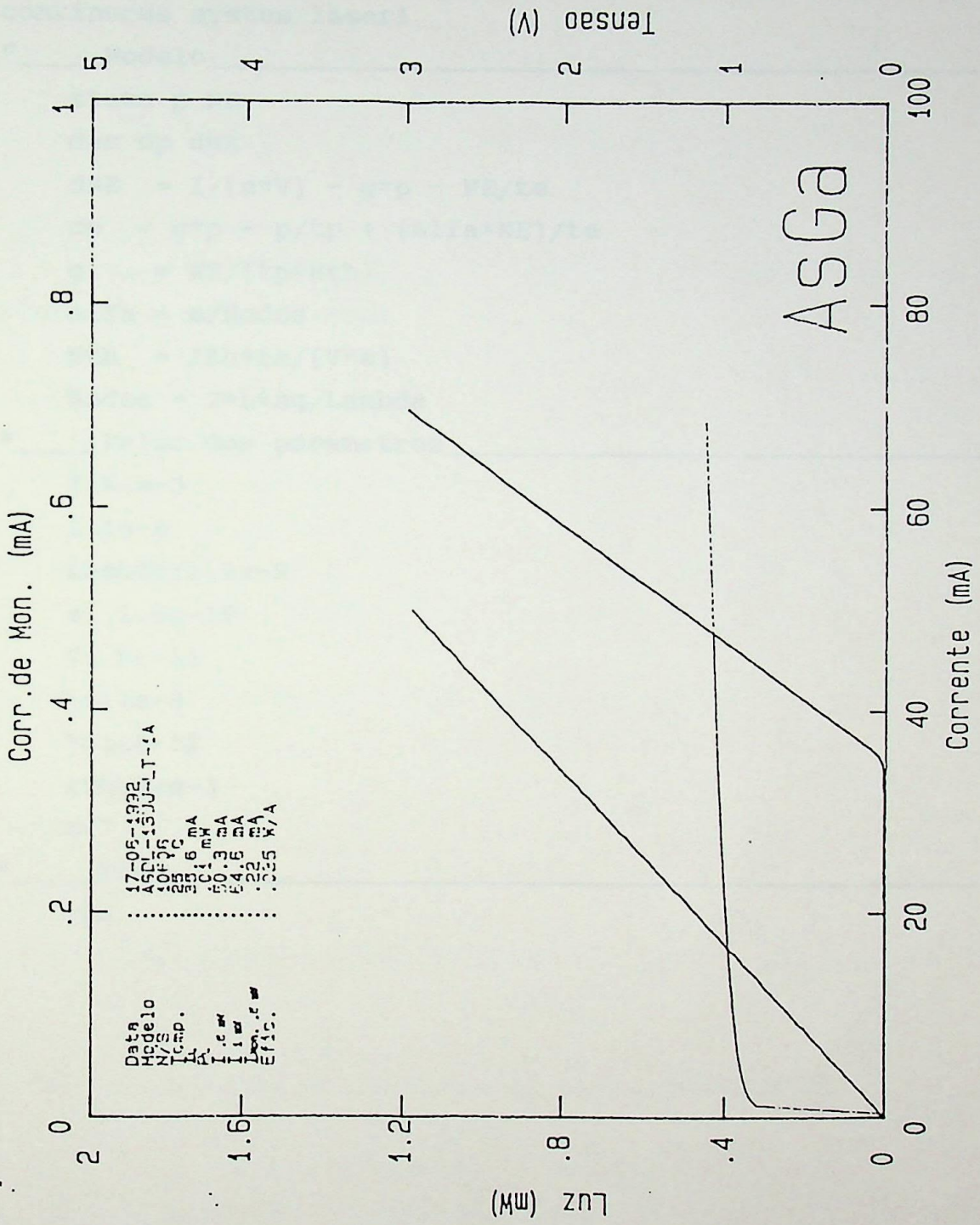


CONDIÇÕES DO ESPECTRO ÓPTICO

Potência óptica : Mínima especificada no catálogo.
 Comprimento de Onda : Pico do modo.
 Largura Espectral : 50 % do modo.



Rodovia Dr. Roberto Moreira, km 4 - CEP 13140 - Cx. Postal 132
 Tel.: (0192) 74-3210 - Paulínia - SP
 Télex (19) 3733 ASGM BR - Fax: (0192) 74-3988



Apêndice 2: Programa em SIMNON para cálculo das equações de taxa de uma cavidade laser semicondutora.

```

"_____Definicao do modelo_____
continuous system laser1
"_____Modelo_____
state p NE
der dp dNE
dNE = I/(e*V) - g*p - NE/te
dp = g*p - p/tp + (alfa*NE)/te
g = NE/(tp*Nth)
alfa = m/Modos
Nth = Ith*te/(V*e)
Modos = 2*L*ng/Lambda
"_____Valor dos parametros_____
I:64e-3
L:1e-6
Lambda:1.3e-9
e: 1.6e-19
V: 6e-11
te:1e-9
tp:1e-12
Ith:32e-3
m:7
"_____Fim_____
end

```


Apêndice 3: Programa para simulação de um circuito equivalente do diodo laser de dupla heterojunção implementado em PSPICE.

*DESCRICAO DO MODELO

*FONTE DE CORRENTE DE ALIMENTACAO

Iin 0 1 PULSE (0 .04 .0 0 0 1 1)

*FONTE DE CORRENTE DE MODULACAO

IMOD 0 1 PULSE (0 .005 1.5n .01N .01N .498N 1N)

*ENTRADA DO DIODO LASER

RS 1 2 2

Re 2 3 1.11

D0 3 4 D0

D02 4 0 D02

*FONTE DE CORRENTE bI^2

P0 P1 P2

GbI 2 0 POLY(1) 2 3 0.0 0.0 2.63

*CHAMADA DA FONTE DE CORRENTE $t_{ns} \cdot dI/dt$

XdI 2 3 2 dI

*CAPACITANCIA Cs

Cs 2 0 Cs 1P

*CHAMADA DA FONTE DE CORRENTE I_g

XI_g 2 3 2 5 I_g

*CHAMADA DA FONTE DE DE CORRENTE $Beta \cdot (aI + bI^2)$

XBETA 2 3 5 BETA

Rp 5 0 104.167

Cp 5 0 9.6e-15

*FONTE DE CORRENTE $t_{ns} \cdot dI/dt$

.SUBCKT dI 2 3 4

R1 2 3 1T

```

Gin    0    1    2    3    .89
L1     1    0    1
Gdi    4    0    1    0    .493E-9
    
```

.ENDS

```

*FONTE DE CORRENTE Ig
SUBCKT IG  2    3    6    5
R11  2    3    1T
Es   1    0    POLY(1)  2    3    0    2.29e-2  2.63
R2   1    0    1
Es2  4    0    POLY(1)  1    0    2.51e-3 -4.18  743.29
R3   4    0    1
    
```

```

*
P0 P1 P2 P3 P4
Gig 6    5    POLY(2)  4    0    5    0    0    0    0    1
    
```

.ENDS

*FONTE Beta(aI+bI^2)

```

.SUBCKT BETA  2    3    4
R12  2    3    1T
    
```

```

*
P0 P1 P2
Es   1    0    POLY(1)  2    3    0    2.29e-2  2.63
R1   1    0    1
    
```

```

*
BETA
GBETA 0    4    1    0    5E-1
    
```

.ENDS

*MODELO DOS DIODOS DO1 E DO2

.MODEL D01 D (IS=1.24e-27 IBV=0)

.MODEL D02 D (IS=7.79E-3 IBV=0)

*MODELO DO CAPACITOR CS

.MODEL Cs Cap (VC1=0.3030 VC2=0.1377)

*TIPO DE ANALISE

.TRAN 0.1E-12 4.5E-9

*TEMPERATURA

.TEMP 27



*CHAMADA DA SAIDA GRAFICA

.PROBE

*FIM DO MODELO

.END

Modelo em Pólicia de uma folha de corrente
com duas de pré-polarização

Lista de valores de excitação

11	4	0	Polso 10	-1	1.00	0	0	10	21
12	4	0	Polso 10	-1	2.50	0	0	10	21
13	4	0	Polso 10	-1	4.00	0	0	10	21
14	4	0	Polso 10	-1	5.50	0	0	10	21
15	4	0	Polso 10	-1	7.00	0	0	10	21
16	4	0	Polso 10	-1	8.50	0	0	10	21
17	4	0	Polso 10	-1	10.00	0	0	10	21
18	4	0	Polso 10	-1	11.50	0	0	10	21
19	4	0	Polso 10	-1	13.00	0	0	10	21
20	4	0	Polso 10	-1	14.50	0	0	10	21
21	4	0	Polso 10	-1	16.00	0	0	10	21
22	4	0	Polso 10	-1	17.50	0	0	10	21
23	4	0	Polso 10	-1	19.00	0	0	10	21
24	4	0	Polso 10	-1	20.50	0	0	10	21
25	4	0	Polso 10	-1	22.00	0	0	10	21
26	4	0	Polso 10	-1	23.50	0	0	10	21
27	4	0	Polso 10	-1	25.00	0	0	10	21
28	4	0	Polso 10	-1	26.50	0	0	10	21
29	4	0	Polso 10	-1	28.00	0	0	10	21
30	4	0	Polso 10	-1	29.50	0	0	10	21
31	4	0	Polso 10	-1	31.00	0	0	10	21
32	4	0	Polso 10	-1	32.50	0	0	10	21
33	4	0	Polso 10	-1	34.00	0	0	10	21
34	4	0	Polso 10	-1	35.50	0	0	10	21
35	4	0	Polso 10	-1	37.00	0	0	10	21
36	4	0	Polso 10	-1	38.50	0	0	10	21
37	4	0	Polso 10	-1	40.00	0	0	10	21
38	4	0	Polso 10	-1	41.50	0	0	10	21
39	4	0	Polso 10	-1	43.00	0	0	10	21
40	4	0	Polso 10	-1	44.50	0	0	10	21
41	4	0	Polso 10	-1	46.00	0	0	10	21
42	4	0	Polso 10	-1	47.50	0	0	10	21
43	4	0	Polso 10	-1	49.00	0	0	10	21
44	4	0	Polso 10	-1	50.50	0	0	10	21
45	4	0	Polso 10	-1	52.00	0	0	10	21
46	4	0	Polso 10	-1	53.50	0	0	10	21
47	4	0	Polso 10	-1	55.00	0	0	10	21
48	4	0	Polso 10	-1	56.50	0	0	10	21
49	4	0	Polso 10	-1	58.00	0	0	10	21
50	4	0	Polso 10	-1	59.50	0	0	10	21

Lista de pré-polarização

11	2	0	1000
12	2	0	1000
13	2	0	1000
14	2	0	1000
15	2	0	1000
16	2	0	1000
17	2	0	1000
18	2	0	1000
19	2	0	1000
20	2	0	1000
21	2	0	1000
22	2	0	1000
23	2	0	1000
24	2	0	1000
25	2	0	1000
26	2	0	1000
27	2	0	1000
28	2	0	1000
29	2	0	1000
30	2	0	1000
31	2	0	1000
32	2	0	1000
33	2	0	1000
34	2	0	1000
35	2	0	1000
36	2	0	1000
37	2	0	1000
38	2	0	1000
39	2	0	1000
40	2	0	1000
41	2	0	1000
42	2	0	1000
43	2	0	1000
44	2	0	1000
45	2	0	1000
46	2	0	1000
47	2	0	1000
48	2	0	1000
49	2	0	1000
50	2	0	1000

Lista de pré-polarização

11	2	0	1000
12	2	0	1000
13	2	0	1000
14	2	0	1000
15	2	0	1000
16	2	0	1000
17	2	0	1000
18	2	0	1000
19	2	0	1000
20	2	0	1000
21	2	0	1000
22	2	0	1000
23	2	0	1000
24	2	0	1000
25	2	0	1000
26	2	0	1000
27	2	0	1000
28	2	0	1000
29	2	0	1000
30	2	0	1000
31	2	0	1000
32	2	0	1000
33	2	0	1000
34	2	0	1000
35	2	0	1000
36	2	0	1000
37	2	0	1000
38	2	0	1000
39	2	0	1000
40	2	0	1000
41	2	0	1000
42	2	0	1000
43	2	0	1000
44	2	0	1000
45	2	0	1000
46	2	0	1000
47	2	0	1000
48	2	0	1000
49	2	0	1000
50	2	0	1000

Apêndice 4 - Circuito em PSPICE da fonte de corrente para diodo laser com malha de controle de Pré-polarização I_a .

*Modelo em PSPICE de uma fonte de corrente

*com malha de pre polarizacao

*Trem de pulsos de excitacao

```

*-----
i1      4      0      Pulse (0  -1   1.0n  0  0  1n  2)
i2      4      0      Pulse (0  -1   2.5n  0  0  1n  2)
i3      4      0      Pulse (0  -1   4.0n  0  0  1n  2)
i4      4      0      Pulse (0  -1   5.5n  0  0  1n  2)
i5      4      0      Pulse (0  -1   8.5n  0  0  1n  2)
i6      4      0      Pulse (0  -1  12.5n  0  0  1n  2)
i7      4      0      Pulse (0  -1  17.5n  0  0  1n  2)
i8      4      0      Pulse (0  -1  20.5n  0  0  1n  2)
i9      4      0      Pulse (0  -1  30.5n  0  0  1n  2)
i10     4      0      Pulse (0  -1  50.5n  0  0  1n  2)
i11     4      0      Pulse (0  -1  52.0n  0  0  1n  2)
i12     4      0      Pulse (0  -1  53.5n  0  0  1n  2)
Rt      4      0      1
*-----

```

*Malha de pre-polarizacao

```

*-----
Xlaser  2      0      7      Laser
Xa      3      2      Ampl
Ca      3      0      1nF
Gmod    0      2      4      0  5e-3
Ibias   0      3      120e-6
Gxmod   0      3      4      0  89e-6

```

*Corrente do foto-detector

```

*-----
GId     3      0      7      0  .39
*-----

```

*Amplificador de corriente A

```

*-----
.Subckt Ampl 1 2
Rin      1    0          1e6
Gin      0    2    1    0  1000e-6
.Ends
*-----

```

*Diodo laser

```

*=====
.Subckt Laser 1 60 50
*-----
RS      1    2          2.0
Re      2    3          1.12
D01     3    4          D01
D02     4    60         D02
*Fuente de corriente bI^2          P0    P1    P2
GbI     2    60    Poly(1)  2    3    0.0    0.0    2.66
XdI     2    3    2          dI
*Capacitancia Cs
Cs      2    60          Cs  1p
XIg     2    3    2    5    Ig
XBeta   2    3    5          Beta
Rp      5    60          312.5
Cp      5    60          9.6e-15
Gaux    60    50    poly (2)  5    60    51    60    0 0 0 0 1
Vaux    51    60    .07e-3
Raux    51    60    1
Raux2   50    60    1
.Ends
*-----

```

Fuente de corriente tns dI/dt

```

*-----
.Subckt dI 2    3    4
R1      2    3          1T
Gin     0    1    2    3    0.89

```

```

L1      1      0      1
Gdi     4      0      1      0      0.493e-9

```

```
.Ends
```

```
*-----
```

```
*Fonte de corrente Ig
```

```
*-----
```

```

*
*                               P0          P1          P2
.Subckt  Ig  2    3    6    5
R11      2    3          1T
Es1      1    0    Poly(1) 2    3    0          2.30e-2    2.66
R2       1    0          1
Es2      4    0    Poly(1) 1    0    8.36e-4  -1.38          576.11
R3       4    0          1

```

```

*
*                               P0  P1  P2  P3  P4
Gig      6    5    Poly(2) 4    0    5    0    0    0    0    1

```

```
.Ends
```

```
*-----
```

```
*Fonte beta(aI+bI^2)
```

```
*-----
```

```

.Subckt  beta  2    3    4
R12      2    3          1T
*
*                               P0          P1          P2
Es       1    0    Poly(1) 2    3    0          2.30e-2    2.66
R1       1    0          1
*
*                               beta
Gbeta    0    4    1    0    2.5e-1

```

```
.Ends
```

```
*-----
```

```
*Chamada dos modelos
```

```
*-----
```

```

.Model   D01      D  ( Is=2.54E-25  Ibv=0      )
.Model   D02      D  ( Is=18.1E-3   Ibv=0      )
.Model   Cs       Cap ( Vc1=0.3030   Vc2=0.1377)

```

```
*-----
```

*Condicoes de analise

*-----

.Tran 0.1E-9 60e-9

.Temp 27

*-----

*Chamada da saida grafica

*-----

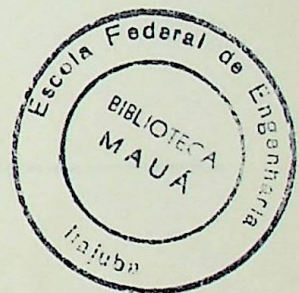
.Probe

*-----

*Fim

*-----

.End



Apêndice 5 - Circuito em PSPICE da fonte de corrente para diodo laser com malha de controle de Pré-polarização I_a e malha de controle da corrente de modulação I_M .

*Modelo em PSPICE da uma fonte de corrente com malha
*de pre-polarizacao e malha de controle de modulacao

*Trem de pulsos de excitacao

```
*-----
i12      4    0          Pulse (0  -1  0          0  0  1n  2n)
Rt       4    0          1
*-----
```

*Malha de pre-polarizacao

```
*-----
Xlaser   2    0    7          laser
Xa       3    2          ampl
Ca       3    0          1n
Ibias    0    3          120e-6
Gxmod    0    3    4    0    37e-6
*-----
```

*Realimentacao ca corrente do foto-detector

```
*-----
GId      0    5    7    0    .39
Rpd      5    0          1
*-----
```

*Malha de controle da corrente de modulacao

```
*=====
*Buffer de realimentacao da corrente do fotodetector para a malha
de corrente
*-----
xb1      5    3          amplB1
*-----
```


*Buffer de realimentacao da corrente do fotodetector para a malha de modulacao

```
*-----
C2          5      6          3.2e-16
xb2         6      8          amplB2
*-----
```

*Detector de pico positivo

```
*-----
Rp          8      13          100
Xpd         13     14      15      Op
R1          14     0          100
D1          15     16          D01
Rf          16     14          1000
C1          16          0          1n
*-----
```

*Detector de pico negativo

```
*-----
R2p         8      23          100
X2pd        23     24      25      Op
R21         24     0          100
D21         26     25          D01
R2f         26     24          1000
C21         26     0          1n
*-----
```

*Tensao de referencia

```
*-----
Iref        31     0          10m
*-----
```

*Somador - + ref out

```
*-----
xb5         16     26     31     34     amplB5
*-----
```

*Modulador in out modul.

*-----

xmod 34 2 4 mod

*-----

*=====

*Amplificador operacional dos detectores de pico

.Subckt op non inv out

Rin non inv 1e5
 eg 1 0 non inv 1e5
 rout 1 out 50

.Ends

*-----

*Amplificador do produto Corrente de modulacao x sinal de modulacao

*-----

.Subckt mod 1 2 3

R1in 1 0 1
 R2in 3 0 1e6

* Po P1 P2 P3 P4
 Gin 0 2 POLY(2) 1 0 3 0 0 0 0 0 1

.Ends

*-----

*Amplificador de corrente A

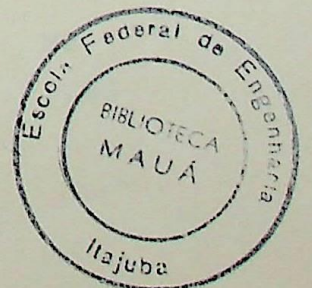
*-----

.Subckt ampl 1 2

Rin1 1 0 1e6
 Gin 0 2 1 0 1000e-6

.Ends

*-----



*Buffer B1

```

*-----
.Subckt amplB1 1 2
Rin      1    0                1e6
Gin      2    0      1    0    1
.Ends
*-----

```

*Buffer B2

```

*-----
.Subckt amplB2 1 2
Rin      1    0                100e3
Ein      2    0      1    0    13
.Ends
*-----

```

*Amplificador do somador

```

*-----
.Subckt amplB5 1 2 3 4
R1in     1    0                1e6
R2in     2    0                1e6
R3in     3    0                1e6
* gama
Ein      4    0  Poly(3)  1  0  2  0  3  0  0  0  P0  P1  P2  P3
          -1  1  1
.Ends
*-----

```

*Diodo laser

```

*=====
.Subckt Laser 1 60 50
*-----
RS       1    2                2.0
Re       2    3                1.12
D01      3    4                D01
D02      4    60               D02
*Fonte de corrente bI^2
GbI      2    60  Poly(1)  2  3  0.0  0.0  P0  P1  P2
          2.66
XdI      2    3    2        dI

```

*Capacitancia Cs

Cs	2	60			Cs	1p													
XI _g	2	3	2	5	I _g														
XBeta	2	3	5		Beta														
R _p	5	60			312.5														
C _p	5	60			9.6e-15														
Gnoi1	60	50	poly (2)	5	60	51	60	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1

*			%	
Vnoi1	51	60	.14e-3	
Raux1	51	60	1	
Raux2	50	60	1	

.Ends

*-----

Fonte de corrente tns dI/dt

*-----

.Subckt	dI	2	3	4					
R1	2	3			1T				
Gin	0	1	2	3	0.89				
L1	1	0			1				
Gdi	4	0	1	0	0.493e-9				

.Ends

*-----

*Fonte de corrente I_g

*-----

.Subckt	I _g	2	3	6	5									
R11	2	3				1T								
Es1	1	0	Poly(1)	2	3	0		2.30e-2	2.66					
R2	1	0				1								
Es2	4	0	Poly(1)	1	0	8.36e-4		-1.38	576.11					
R3	4	0				1								

*							P0	P1	P2	P3	P4
Gig	6	5	Poly(2)	4	0	5	0	0	0	0	1

.Ends

*-----

*Fonte beta(aI+bI^2)

```

*-----
.Subckt  beta  2    3    4
      R12    2    3          1T
*
      Es     1    0  Poly(1) 2  3    0      P0      P1      P2
      R1     1    0          1          2.30e-2  2.66
*
      Gbeta  0    4    1    0  2.5e-1
      beta
*-----
.Ends

```

```

*-----
*=====

```

*Chamada dos modelos

```

*-----
.Model  D01    D  ( Is=2.54E-25  Ibv=0      )
.Model  D02    D  ( Is=18.1E-3   Ibv=0      )
.Model  Cs     Cap ( Vc1=0.3030   Vc2=0.1377)
*-----

```

*Condicoes de analise

```

*-----
.tran  .1E-9  70e-9
.Temp  27
*-----

```

*Chamada da saida grafica

```

*-----
.Probe
*-----

```

*Fim

```

*-----
.End

```

BIBLIOGRAFIA

- [1] - GIOZZA, W. F., CONFORTI, E. e WALDMAN, H. - Fibras Ópticas: Tecnologia e projetos de sistemas, São Paulo, Makron Books, 1991.
- [2] - KAO, C. K. - Optical Fiber Systems, Technology, Design and Applications, s.l., McGraw-Hill, 1986.
- [3] - CALDAS, M. G. - Laser: Perspectivas Tecnológicas e de Mercado, Sao Paulo, PROMOCET, 1986.
- [4] - YARIV, A. - Quantum electronics, 2ª ed., New York, John Wiley, 1975.
- [5] - LASERTRON - Product Guide, Burlington, Lasertron, 1992.
- [6] - RIECK, H. - Semicondutor Laser, Basic Physics, Technology, and Design, Londres, MacDonal, 1970
- [7] - PHILIPS COMPONENTES - Data Sheet, s.l., Mar., 1990.
- [8] - PEREDA, J. A. M. - Comunicaciones Ópticas, II congreso Mundial Vasco de telecomunicaciones, Madri, Nov., 1988, p:211- 295.
- [9] - GORDON, J. P., ZEIGERR, H. J. AND TOWNES, C. H. - Molecular microwave oscillator and new hyperfissse structure in the microwave spectrum of NH₃. Phys. Rev., 95:282-284, 1954.
- [10] - SHAWLOW, . L. and TOWNES, C. H. - Infrared and optical maser. Phys. Rev., 112:1940-1949, 1958.
- [11] - MAIMAN, T. H. - Stimulated optical radiation in ruby maser, Nature, 187:493-494, 1960.
- [12] - RIPPER FILHO, J. E. e RIBEIRO, C. A. - Comunicações ópticas. Campinas, Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebrás, 1981.
- [13] - CENTRO STUDI E LABORATORI TELECOMUNICAZIONI (CSELT) - Optical Fiber Communication, New York, MacGHraw-Hill, 1980.
- [14] - BAKER, D. G. - Monomodo fiber-optic desing, New York, Van Nostrand Reinhold, 1987.
- [15] - PAOLI, T. L. e RIPPER, J. E. - Direct Modulation of Semiconductor Laser, Proc. IEEE, 58(10): 1457-1467., Out., 1977.

- [16] - SHIPLEY, S.P., BOUCOUVALAS, A.C., and GEORGIOU, G. - Compact all-fiber Mach-Zehnder devices, IEE PROCEEDING, Vol. 134, Pt. J, No.3, JUNE 1987.
- [17] - ADAMS, M. J. e THOMAS, B. - Detailed calculations of transient effects in semiconductor injection lasers, IEEE J. Quantum Electronics, 13(6):580-585, Aug., 1977.
- [18] - THOMAS, A., KAR, A., HENSHALL, G. D. e JONES, K. - Forward bias voltage characteristics for (GaAl)As and (GaIn)(AsP) laser, IEE Proc. Pt. I, Solid State & Eletron Devices, . 129(6):312-315., Dec., 1982.
- [19] - ELMOVIST, H., ASTRMM, J. K., SCHMNTHAL, T. e WITTENMARK, B.- User guide for MS-DOS computers version 3.0. Switzerland, s.l., 1990.
- [20] - TUKER, R. S.- Large-sinal circuit model for simulations of injection-laser modulation dynamics, Proc. Pt. I, Solid State & Eletron Device, 128(5):180-184, Out., 1981.
- [21] - TUCKER, R. S.- Circuit model of double-heterojunction laser below thereshold, IEE Proc. Pt. I, Solid State & Eletron Devices, 128(3): 101-106, Jun, 1981.
- [22] - JOYCE, W. B. e DIXON, R. W.- Eletrical characterization of heterostructure laser, J. Appl. Fhys., 49(7):3719-3728, Jul, 1976.
- [23] - SZE, S. M.- Phisics of Semiconductor Devices New York, Jonh Wiley, 1969.
- [24] - SWARTZ, R. G. e WOOLEY, B. A., Stabilized Biasing of Semiconductor Laser, B.S.T.J, 62(7):1923-1935, Sep., 1983.
- [25] - NATIONAL SEMICONTUCTOR, Linear Databook, Santa Clara, National Semicondutor, 1988.
- [26] - SUEMATSU, Y. e HONG, T. H., Suppression of Relaxation Oscillation in Ligth Output of Injection Lasers by Eletrical Resanance Circuit, IEEE J. Quantum Electron-ics, 13(9):756-762, Sep., 1977.
- [27] - RAMO, S., WHINNERRY, J. R. e VAN DUZER - Fields and Waves in Communications Electronics. New York, John Wiley, 1965.
- [28] - SKLAR, B - Digital Communications. Englewood Cliffs,

- Prentice-Hall, 1991.
- [29] - DAS, J. - Review of Digital Communications. New York, John Wiley, 1988.
- [30] - SENIOR, J. - Optical Fiber Communications. London, Prentice-Hall, 1985.
- [31] - NISHIAHARA, H. HARUNA, M.. and SUHARA, T. - Optical Integrated Circuits. New York, McGraw-Hill, 1989.
- [32] - MARTINS, R. B. - Evolução das Estruturas Laser Utilizadas em Sistemas de Comunicações Ópticas, Revista Telebrás, 18(60):39-48, Jul., 1994.



621.382.2 (043.2)

FICHA 01

T.784

EFEI / Biblioteca Mauá

C837f

COSTA, R. R.

Fonte com polarização e modulação controladas para diodo laser.

Data da	N.º Registro	Data Dev.

I. V	
BIM - 1984	
DATA	Publicação

EFEI

BIBLIOTECA MAUÁ

Esta publicação deverá ser devolvida dentro do prazo estipulado.

O leitor é responsável pela publicação em seu poder.

DATA	09 / 05 / 19 95
PROC.	PPG
PED.	
LIV.	
RS	doação

EFEI - BIBLIOTECA MAUÁ
8200784



NÃO DANIFIQUE ESTA ETIQUETA