

USP

Campus de São Carlos

"DESENVOLVIMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE
AMPLIFICADORES ÓTICOS SEMICONdutoRES"

Autor: Eng^o Guilherme de Andrade Garcia
Orientador: Dr. Sérgio Celaschi

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO



ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE ELETRICIDADE

DESENVOLVIMENTO E CARACTERIZAÇÃO DE
AMPLIFICADORES ÓTICOS SEMICONDUTORES

Eng^o GUILHERME DE ANDRADE GARCIA

DR. SERGIO CELASCHI (ORIENTADOR)

DEDALUS - Acervo - EESC



31100017880



DISSERTAÇÃO APRESENTADA À ESCOLA DE
ENGENHARIA DE SÃO CARLOS COMO PARTE
DOS REQUISITOS NECESSARIOS PARA A
OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM
ENGENHARIA ELETRICA.

São Carlos
Dezembro de 1991

DISSERTAÇÃO
DE
MESTRADO

DESENVOLVIMENTO

E

CARACTERIZAÇÃO

DE

AMPLIFICADORES

ÓTICOS

SEMICONDUCTORES

CANDIDATO : ENG^o GUILHERME DE ANDRADE GARCIA

ORIENTADOR : DR SERGIO CELASCHI

São Carlos
Dezembro de 1991

COMPOSIÇÃO DA BANCA EXAMINADORA :

PROF. DR. SERGIO CELASCHI - CPQD - TELEBRAS

PROF. DR. RUI FRAGASSI - FEE - UNICAMP

PROF. DR. AMILCAR CARELLI CESAR - EESC - USP

Í N D I C E

	Página
Índice	I
Dedicatória e Agradecimentos	V
TIGER, TIGER ! - William Blake	VI
Lista de Figuras/Tabelas	VII
Abreviaturas mais usadas	IX
Resumo	XI
Abstract	XII

CAPÍTULO I

1) Introdução	1
1.1) Cronologia	2
1.2) Perspectivas Atuais e Futuras	4
1.3) Organização da Dissertação	5

CAPÍTULO II

2) Modelos Matemáticos	8
2.1) Princípios Físicos	8
2.1.1) Composição de um Diodo Laser	10
2.1.2) Estrutura de um Diodo Laser	11
2.1.3) Características de Amplificadores óticos Semi-condutores	13
2.1.4) Configurações de Amplificadores óticos	15
2.2) Modelagem Matemática de Lasers Semicondutores	17
2.2.1) Abordagem Fenomenológica	17
2.2.2) Análise da Cavidade Fabry-Perot Ativa	20
2.2.3) Cálculo do Termo para Emissão Estimulada	23
2.2.4) Ganho da Cavidade Fabry-Perot Ativa	24
2.2.4) Relação Refletividade versus Ganho	27
2.2.5) Sensibilidade à Polarização	29
2.2.6) Potência de Saída na Saturação	31

2.3) Modelamento de Camadas Anti-Refletoras (AR)	34
2.3.1) Análise Eletromagnética	35
2.3.2) Cálculo da Refletividade	38
2.3.4) Análise dos Resultados Obtidos	41
2.4) Conclusão	46

CAPÍTULO III

3) Fabricação de Camadas Anti-Refletoras	47
3.1) Filmes Finos e Camadas AR	47
3.2) Investigação sobre Deposição de Camadas AR	49
3.2.1) Procedimento de Limpeza de Substratos de InP	49
3.2.2) Elipsometria	50
3.2.3) Obtenção dos Parâmetros de Substratos de InP	51
3.2.4) Deposição de Alumina por Feixe de Elétrons	52
3.2.5) Deposição de Monóxido de Silício (SiO) por Feixe de Elétrons	53
3.2.6) Evaporação Térmica de Monóxido de Silício	54
3.2.7) Modificações da Evaporadora	55
3.3) Planejamento Fatorial	60
3.3.1) Calibração do Índice de Refração	60
3.3.2) Discussão dos Resultados	65
3.4) Monitoração Local em Tempo Real	66
3.4.1) Monitoração Ótica em Tempo Real	67
3.4.1.1) Implementação do Sistema	67
3.4.1.2) Operação do Sistema	68
3.4.1.3) Discussão dos Resultados	69
3.4.1.4) Comentários	72
3.4.2) Monitoração em Tempo Real por Tensão	73
3.4.2.1) Implementação do Sistema de Monitoração Elétrica	73
3.4.2.2) Operação do Sistema	75
3.4.2.2) Resultados Obtidos	76
3.4.2.3) Comentários	79
3.5) Conclusões	80

CAPÍTULO IV

4) Resultados Experimentais	81
4.1) Inferência de Parâmetros Espectrais do AOS	81
4.1.1) Interpretação (Método Hakki-Paoli)	81
4.1.2) Caracterização de Camadas AR	83
4.1.3) Discussão dos Resultados	88
4.2) Sistema de Caracterização de Ganho	89
4.2.1) Laser Semicondutor em Cavidade Externa	90
4.2.1.1) Projeto Mecânico	90
4.2.1.2) Resultados Experimentais	92
4.2.1.3) Discussão dos Resultados do LCE	94
4.2.2) Projeto do Suporte do Amplificador Ótico	95
4.2.3) Sistema de Controle de Temperatura	97
4.2.4) Acoplador Monomodo	99
4.2.5) Controle de Polarização a Fibra	99
4.2.6) Montagem do Sistema de Ganho	100
4.2.7) Discussão dos Resultados	102
4.3) Medidas em Amplificadores Óticos	103
4.3.1) Caracterização Eletro-Ótica	103
4.3.2) Caracterização Espectral	106
4.3.3) Ganho versus Potência de Saída	111
4.3.4) Ganho Não-Saturado versus Corrente	112
4.4) Comparação com Estimativas Teóricas	113

CAPÍTULO V

5) Conclusões	116
5.2) Principais Contribuições	117
5.2.1) Fabricação de Camadas AR	117
5.2.3) Protótipo de Amplificador Ótico Semicondutor	117
5.2.2) Monitoração local em tempo real	118
5.2.4) Laser Semicondutor em Cavidade Externa	118
5.2.5) Camadas AR em Lasers DCPBH	118
5.2.6) Camadas AR em Lasers DFB	119
5.2.7) Revisão Bibliográfica de Ganho e Camadas AR	119
5.3) Publicações Científicas	120
5.4) Seminários, Encontros e Conferências	121

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	122
----------------------------	-----

APÊNDICES

Apêndice 1 - Elipsômetria	128
Apêndice 2 - Cálculo da Densidade Ótica Média na Cavityde Fabry-Perot	132
Apêndice 3 - Relação Refletividade versus Corrente de Limiar Normalizada	137

A MEUS PAIS

Dedico a eles o esforço realizado neste Mestrado, que culminou com a redação desta Dissertação, como reconhecimento por toda a compreensão e apoio que me deram nesta busca incessante pelos meus ideais.

AGRADECIMENTOS

Aqui deixo registrada minha gratidão a todos aqueles que me apoiaram nesta longa caminhada.

- A Sergio Celaschi, como orientador e amigo, por me desvendar um mundo de idéias efervescentes.

- A José Roberto Filho pela grande amizade, vastos conhecimentos, enorme bom senso e incansável perseverança (inclusive nas caminhadas).

- A Felipe Rudge Barbosa pelo apoio e valiosas discussões, apesar do eterno "cheirinho" do cachimbo.

- A Rubens Amaral Neto que me iniciou no mundo da Espectrometria.

- A Ildefonso Felix Faria pelo eterno humor (negro).

- A João Ayres, Danilo, Horicléia, Tadeu, Márcia e demais pessoas e técnicos da área de Fibras Óticas.

- Aos técnicos Godoy, Dilson, Evandro, Juan, Antonino, Cidinha e Elenice pelo apoio e amizade.

- Ao Claudemir Coral, pela infinita paciência demonstrada na montagem dos meus inúmeros "brinquedos".

- A Frederico e seus pais, que me proporcionaram tantas alegrias.

- A João Batista Rosolém, Fatinha e Junior pela total amizade e apoio nas horas difíceis.

- À FAPESP pelo apoio financeiro, indispensável na fase inicial do mestrado, e pelo profissionalismo de seus dirigentes.

- À FUNCAMP pela bolsa de estudos durante a permanência no CPqD-TELEBRAS, em Campinas.

- Às mulheres da minha vida, poucas e intensas, pelo muito que me ensinaram.

T I G E R

*Tiger ! Tiger ! burning bright
In the forests of the night,
What immortal hand or eye
Could frame thy fearful symmetry ?*

*In what distant deeps or skies
Burnt the fire of thine eyes ?
On what wing dare he aspire ?
What the hand, dare seize the fire ?*

*And what shoulder, and what art,
Could twist the sinews of thy heart ?
And when thy heart began to beat,
What dread hand ? and what dread feet ?*

*What the hammer ? what the chain ?
In what furnace was thy brain ?
What the anvil ? what dread grasp
Dare its deadly terrors clasp ?*

*When the stars threw down their spears,
And water'd heaven with their tears,
Did he smile his work to see ?
Did he who made the Lamb make thee ?*

*Tiger ! Tiger ! burning bright
In the forests of the night,
What immortal hand or eye
Dare frame thy fearful symmetry ?*

WILLIAM BLAKE - 1757 A 1827

LISTA DE FIGURAS

	página
Fig. 2.1 - Processos de absorção e emissão_____	8
Fig. 2.2 - Transições eletrônicas em semicondutores_____	10
Fig. 2.3 - Características de uma dupla heteroestrutura____	12
Fig. 2.4 - Laser de estrutura DCPBH_____	13
Fig. 2.5 - Ganho interno versus corrente injetada_____	14
Fig. 2.6 - Configurações de amplificadores óticos_____	16
Fig. 2.7 - Cavidade Fabry-Perot ativa (laser)_____	20
Fig. 2.8 - Ondulação de ganho versus refletividade_____	28
Fig. 2.9 - Sensibilidade à polarização_____	30
Fig. 2.10 - Potência de saída versus Refletividade_____	31
Fig. 2.11 - Potência de saída em função de L e d_____	32
Fig. 2.12 - Guia de onda dielétrico planar_____	34
Fig. 2.13 - Espectro angular dos modos TE_0 e TM_0 _____	37
Fig. 2.14 - Refletividade da camada AR_____	42
Fig. 2.15 - Índice de refração otimizado da camada AR_____	43
Fig. 2.16 - Espessura normalizada otimizada da camada AR_____	43
Fig. 2.17 - Refletividade dos modos TE e TM_____	44
Fig. 3.1 - Pressão de Vapor versus Temperatura p/ SiO_____	48
Fig. 3.2 - Elipsômetro_____	50
Fig. 3.3 - Cadinho de Tântalo com cobertura vazada_____	54
Fig. 3.4 - Esquema do sistema de evaporação_____	55
Fig. 3.5 - Interligação Shutter-FTM5_____	57
Fig. 3.6 - Sistema controlador de pressão_____	58
Fig. 3.7 - Controle automático da taxa de deposição_____	59
Fig. 3.8 - Diagrama Pressão O_2 versus Taxa de Deposição_____	63
Fig. 3.9 - Gráfico Índice de Refração versus Razão (P/R)_____	64
Fig. 3.10 - Esquema monitoração ótica em tempo real_____	68
Fig. 3.11 - Registro gráfico da Monitoração Ótica_____	69
Fig. 3.12 - Curvas eletro-ólicas do laser original_____	70
Fig. 3.13 - Curvas eletro-ólicas do laser com camada AR_____	70
Fig. 3.14 - Curva espectral de EEA do laser com camada AR_____	71
Fig. 3.15 - Monitoração elétrica em tempo real_____	74
Fig. 3.16 - Registro gráfico da Monitoração Elétrica_____	76
Fig. 3.17 - Curvas eletro-ólicas do laser original_____	77
Fig. 3.18 - Curvas eletro-ólicas do laser com camada AR_____	77
Fig. 3.19 - Curva de calibração da refletividade_____	78

Fig. 4.1 - Espectrômetro com polarizadores_____	83
Fig. 4.2 - Curva EEA do laser original (modo TE)_____	85
Fig. 4.3 - Curva EEA do laser com AR na primeira faceta_____	85
Fig. 4.4 - Refletividade (TE e TM) versus Lambda_____	86
Fig. 4.5 - Curva Ganho (TE e TM) versus Lambda_____	87
Fig. 4.6 - Curva Ganho (TE) versus Lambda com AR_____	87
Fig. 4.7 - Laser semiconductor em cavidade externa_____	91
Fig. 4.8 - Intervalo de sintonia do LCE_____	92
Fig. 4.9 - Largura de linha e potência do LCE_____	93
Fig. 4.10 - Bloco de silício metalizado com laser_____	95
Fig. 4.11 - Bloco chanfrado_____	96
Fig. 4.12 - Sistema controlador de temperatura_____	97
Fig. 4.13 - Sistema de caracterização do AOS_____	100
Fig. 4.14 - Curvas eletro-ópticas originais_____	103
Fig. 4.15 - Curvas eletro-ópticas com uma camada AR_____	105
Fig. 4.16 - Curvas eletro-ópticas com duas camadas AR_____	105
Fig. 4.17 - Curvas de EEA em diversas correntes_____	107
Fig. 4.18 - Variação de λ_p e P_p com a corrente injetada_____	108
Fig. 4.19 - Largura espectral e modulação versus corrente_____	109
Fig. 4.20 - Curvas de EEA após 2 ^a camada AR_____	110
Fig. 4.21 - Ganho TE versus potência de saída_____	111
Fig. 4.22 - Ganho TE versus corrente injetada_____	112
Fig. 4.23 - Gráfico comparativo de AOS reportados_____	114
Fig. A3.1 - Corrente de limiar versus refletividade_____	141

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Relação Refletividade versus Ganho_____	27
Tabela 2.2 - Tolerâncias na fabricação de monocamadas AR_____	45
Tabela 3.1 - Dados obtidos por Elipsometria - InP_____	51
Tabela 3.2 - Espessura e índice de refração - Alumina_____	53
Tabela 3.3 - Matriz do projeto fatorial_____	61
Tabela 3.4 - Matriz de dados do projeto fatorial_____	62
Tabela 4.1 - Valores retirados das curvas de EEA_____	106
Tabela A3.1 - Valores de constantes usadas no modelo_____	139

ABREVIATURAS MAIS USADAS

- AOF - Amplificador Ótico a Fibra
AOS - Amplificador Ótico Semicondutor
OC - Onda Caminhante
FP - Fabry-Perot
TW - Travelling Wave
CAR - Camada Anti-Refletora
LCE - Laser em Cavidade Externa
DCPBH - Double Channel Planar Buried Heterostructure
LASER - Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
- LED - Light Emitting Diode
E - Energia, componente do campo elétrico
h - constante de Plank
 ν - frequência
k - vetor de onda
k - módulo do vetor de onda ($2 \pi / \lambda$)
 λ - lambda - comprimento de onda (dado em μm)
 θ - ângulo de incidência
InGaAsP - liga quaternária de Índio Gálio Arsênio Fósforo
InP - Fosfeto de Índio - liga binária
GaAs - Arseneto de Gálio - liga binária
 μm - micrometro (10^{-6} m)
nm - nanometro (10^{-9} m)
Å - angstrom (10^{-10} m)
N - dopagem negativa
P - dopagem positiva
n - índice de refração
TE - modo Transverso Elétrico
TM - modo Transverso Magnético
EEA - Emissão Espontânea Amplificada
kHz - frequência (kilohertz = 10^3 Hz)
MHz - frequência (Megahertz = 10^6 Hz)
GHz - frequência (Gigahertz = 10^9 Hz)
THz - frequência (Terahertz = 10^{12} Hz)
mW - miliwatt (10^{-3} watt)

dB - decibel
 dBm - decibel relativo a 1 mW
 d - espessura da camada ativa do laser
 t - espessura do filme dielétrico (camada AR)
 s - representa o seno do ângulo de incidência ($s = \text{sen}\theta$)
 γ , χ , ξ , β - constantes de propagação da onda
 TF - Transformada de Fourier de uma função matemática
 f(s) - Transformada de Fourier do modo TE
 $\tilde{f}(s)$ - Transformada de Fourier do modo TM
 R(s) - coeficiente de reflexão de amplitude da onda plana
 r(s) - coeficiente de reflexão de amplitude do modo guiado
 r - coeficiente de reflexão de potência do modo guiado
 g_m - ganho material [m^{-1}]
 g - ganho de potência [m^{-1}]
 G_s - Ganho de passagem única
 G_c - Ganho da cavidade Fabry-Perot
 L_p - Potência ótica em regime pulsado (mW)
 L_{cw} - Potência ótica em regime contínuo (mW)
 V_p - Tensão sobre o diodo laser em regime pulsado (volts)
 V_{cw} - Tensão sobre o diodo laser em regime contínuo (volts)
 η_p - Eficiência luminosa em regime pulsado (mW / mA)
 η_{cw} - Eficiência luminosa em regime contínuo (mW / mA)

RESUMO

Esta dissertação resume os primeiros esforços de pesquisa em Amplificadores Óticos Semicondutores (AOS) no país. Foram construídos AOS de Onda Caminhante pela aplicação de camadas Anti-Refletoras (AR), com ultra-baixa refletividade, sobre as facetas terminais de lasers semicondutores com dupla heteroestrutura InGaAsP - DCPBH operando em 1,3 μm . O dielétrico usado na confecção das camadas AR foi o monóxido de silício não estequiométrico SiO_x , depositado termicamente sob condições controladas de modo a apresentar o índice de refração e a espessura desejados. O índice de refração otimizado foi obtido depositando o filme de SiO_x sob condições controladas de pressão parcial de oxigênio e taxa de evaporação. A espessura ótima da camada AR foi adquirida pela monitoração em tempo real de um parâmetro (ótico ou elétrico) relacionado à refletividade. Para verificar-se a reprodutibilidade e confiabilidade do processo de deposição foi empregado o método estatístico de "Planejamento Fatorial de Experimentos". Foram utilizados diferentes métodos para inferir a refletividade das camadas AR depositadas e o ganho espectral dos AOS. Foi também montado um sistema para medida direta do ganho, englobando um laser em cavidade externa sintonizável, acopladores monomodo a fibra, controladores de polarização da radiação ótica e também controladores de temperatura do suporte do AOS. Através deste sistema foram levantados os principais parâmetros do AOS como ganho de passagem única, potência de saída saturada e largura da curva de ganho. A deposição de camadas AR com monitoração elétrica em tempo real permitiu a obtenção de refletividades inferiores a 10^{-3} , o que gerou ganhos de passagem única superiores a 20 dB e potência de saturação de + 2 dBm. Foi observada uma largura da banda ótica de amplificação de $\Delta\lambda = 49 \text{ nm}$, com o pico de ganho em 1,29 μm . Os dispositivos apresentaram significativa diferença de ganho para os modos TE e TM devido ao uso de estruturas não otimizadas. O AOS foi testado como modulador externo eletro-absortivo, medindo-se uma razão ON/OFF de 29 dB.

ABSTRACT

The first national efforts towards the development of Semiconductor Optical Amplifiers (SOA) are presented. Such devices have been successfully implemented by applying Anti-Reflective (AR) coatings on the terminal facet mirrors of $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ InGaAsP-DCPBH lasers. Non-stoichiometric silicon monoxide (SiO_x) was thermally evaporated under controlled oxygen pressure in order to obtain the desired refractive index. The optimum layer thickness has been achieved by "in situ" optical and electrical monitoration. By applying statistical methods on previous experiments it was possible to select the best AR coating parameters related to stress and durability. Different methods were used to infer the reflectivity of the AR deposited layers. Power gain was directly measured setting up a jig with a tunable external cavity laser. Such set-up allowed to obtain some of the SOA major figures of merit. Reflectivities bellow 10^{-3} was obtained which leads to 24 dB single-pass gain, and + 2 dBm output saturation power. The device showed a 49 nm optical gain bandwidth. TE and TM modes presented pronounced birrefringence due to the use of non-optimized structures.

CAPÍTULO I

1) INTRODUÇÃO

Na era moderna, desde o advento do laser semiconductor em 1962 [1-3], as Comunicações Óticas perseguem o objetivo do tratamento totalmente ótico da informação. Este tratamento se inicia com a geração de luz coerente em diodos laser, sua transmissão por fibras óticas, a amplificação por amplificadores óticos semicondutores ou a fibra e sua recepção por detecção ótica direta ou heteródina. Ou mesmo o processamento massivamente paralelo da informação em computadores óticos imensamente velozes.

Dentro deste contexto, o desenvolvimento de Amplificadores Óticos Semicondutores (AOS) adquire especial interesse. Por ser um componente ativo o AOS pode desempenhar funções extremamente importantes em sistemas de comunicação óticos : amplificação, modulação em amplitude ou fase, processamento de sinais, chaveamento e roteamento ótico. Por essa multiplicidade de funções em processamento ótico de sinais, os AOS atuais podem ser comparados aos transistores discretos em eletrônica, trazendo consigo a promessa potencial de miniaturização e integração que tornou a eletrônica tão bem sucedida em nossa sociedade afluyente.

Como amplificador sua maior aplicação ocorre em sistemas de transmissão limitados por perda e não por dispersão (sistemas de transmissão atuais em $1,3 \mu\text{m}$ empregando detecção direta já possuem figuras de mérito de $2000 \text{ Gbit}\cdot\text{km}/\text{seg}$). Os AOS possuem a vantagem adicional de serem independentes da taxa de transmissão (inclusive bidirecional, desde que na faixa de operação linear), operarem com multiplexação em comprimento de onda e amplificarem sinais modulados em amplitude ou fase. Sob certas condições de operação apresenta não-linearidade e bi-estabilidade, com aplicações futuras em sistemas de processamento ótico. Devido a seu reduzido tamanho, AOS podem ser integrados monoliticamente em circuitos óticos (com lasers, fotodetectores, guias de onda e transistores), tornando mais próxima a concepção de sistemas de processamento puramente óticos.

1.1) CRONOLOGIA

A pesquisa em amplificação ótica pode ser dividida em três fases principais, ocorrendo seqüencialmente após a invenção do laser semiconductor em 1962. Esta descoberta ocorreu simultaneamente nos laboratórios da General Electric Corp. [1], International Business Machines Corp. (IBM) [2] e no Massachusetts Institute of Technology (MIT) [3], após o estabelecimento das condições necessárias para a ação laser [4]. Nestes locais, os grupos envolvidos deram início à primeira fase de pesquisa, de 1963 a 1968, investigando os princípios de amplificação ótica [5-8] em dispositivos de Arseneto de Gálio (GaAs) refrigerados a 77 K. Devido à imaturidade tecnológica em materiais e componentes, os estudos foram predominantemente teóricos e laboratoriais, pois as aplicações práticas foram impedidas pela operação em temperaturas criogênicas.

Com a evolução tecnológica, a operação de lasers semicondutores à temperatura ambiente se tornou possível em 1970, com o trabalho de pesquisadores dos laboratórios Bell [9] e do Instituto Físico-Químico Ioffe [10] na (ex)-URSS . Este fato deu início à segunda fase de pesquisa, de 1973 a 1975, especialmente por um grupo da Siemens AG [11] na (ex)-Alemanha Ocidental. Já nesta época o principal objetivo do trabalho era usar AOS como repetidores lineares em sistemas de comunicação a fibra ótica. No entanto, desde que fontes lasers monomodo estáveis e outros componentes óticos de precisão ainda não eram disponíveis no mercado, o grupo não foi capaz de acoplar e sintonizar radiação ótica eficientemente em AOS . Estas dificuldades técnicas dificultaram um estudo abrangente das características óticas de ganho e ruído de dispositivos AOS, impedindo sua aplicação prática.

A terceira fase de pesquisa, iniciada em 1980 e estendendo-se até hoje, tem sido a mais extensa e produtiva pois coincidiu com um enorme avanço na optoeletrônica a nível mundial. Estes avanços tornaram disponíveis os dispositivos e técnicas necessárias ao

estudo detalhado de AOS. A década de 80 iniciou-se com esforços isolados [12] e com a formação de um grupo de pesquisa em amplificação ótica nos laboratórios da NTT-Japão, que dedicou grandes esforços na elucidação teórica e experimental dos mecanismos de amplificação [13-15] e de ruído [16]. Logo após, em 1982, formou-se outro grupo no CNET/França [17,18], seguindo-se grupos nos Laboratórios Bell/EUA, na British Telecom/Inglaterra, Instituto Heinrich Hertz em Berlim e outros laboratórios mundialmente famosos. Inicialmente os trabalhos centraram-se em lasers de AlGaAs, acompanhando o uso de fibras multimodo operando em 0,85 μm . Com o aperfeiçoamento das fibras monomodo para operação em 1,3 μm e 1,55 μm , onde ocorrem respectivamente os pontos de mínima dispersão e mínima atenuação de fibras de sílica, o interesse deslocou-se para os dispositivos fabricados em ligas quaternárias de InGaAsP [18,19].

Resultados teóricos e experimentais mostraram que a aplicação de camadas Anti-Refletoras (AR), sobre as facetas de lasers semicondutores, possibilita a obtenção de AOS de Onda Caminhante com características de ganho de passagem única, potência de saída e ruído superiores aos amplificadores ressonantes Fabry-Perot [18-20]. Houve um grande impulso no modelamento teórico de camadas AR aplicadas a lasers e guias de onda semicondutores [21-25]. As refletividades ultra-baixas das camadas AR, necessárias à operação de AOS no regime de Onda Caminhante, exigem um controle preciso do índice de refração e espessura dos filmes dielétricos usados na obtenção das camadas AR. Este controle requer o uso de materiais dielétricos, como monóxido de silício SiO_x [18,19,23] e nitreto de silício Si_xN_y [26], onde é possível o controle do índice de refração através das condições de evaporação : taxa de deposição e pressão parcial de oxigênio, entre outras. O controle preciso da espessura do filme foi obtido por métodos de monitoração em tempo real ótico [23] e elétrico [27]. As excelentes camadas AR desenvolvidas foram aplicadas em AOS de Onda Caminhante [28] e outros dispositivos como lasers de cavidade externa [29] e lasers de alta potência [30].

A modelagem matemática de lasers e amplificadores óticos semicondutores [31-35], revela a influência de parâmetros estruturais como o comprimento do laser, espessura e largura da camada ativa, fator de confinamento, degrau de índice de refração e dopagem das camadas confinantes. Estes cálculos permitiram o desenvolvimento recente de estruturas otimizadas com insensibilidade à polarização do sinal de entrada, baixa corrente de injeção e alta potência de saída [36-39]. Teórica e experimentalmente foram descobertos fenômenos de biestabilidade em AOS [34], com aplicações em regeneradores totalmente óticos [40]. Outro fenômeno particular de AOS, a dependência do índice de refração com a densidade de portadores, levou ao estudo deste como modulador de fase e frequência [41]. As características de modulação em amplitude do AOS com a corrente injetada, e grande atenuação em corrente nula (- 30 dB), permitiu estudos deste como modulador de amplitude [42] e roteamento ótico [43]. O estudo de filtros ativos [44] foi possibilitado pelo desenvolvimento do laser de realimentação distribuída DFB, tendo incorporado à sua estrutura uma grade de difração com funções de filtragem espectral. Este dispositivo, polarizado em corrente abaixo do limiar de oscilação e operando como amplificador, apresenta ganho líquido em uma estreita faixa sintonizável.

1.2) PERSPECTIVAS ATUAIS E FUTURAS

O intenso ritmo de pesquisas em AOS na última década levou à solução teórica e experimental de problemas como a sensibilidade à polarização [37,39,45], potência de saída de saturação [20], fator de ruído [19,20], projeto e execução de mono e multicamadas AR [21-26]. Após a solução dos problemas mencionados, a principal meta de pesquisa futura está centrada na minimização das perdas de acoplamento fibra-AOS-fibra [45]. Atingir esta meta traz conseqüências imediatas sobre o aumento do ganho útil fibra-AOS-fibra, maior potência de saída de saturação [46], além de levar à redução do fator de ruído global (fator de ruído intrínseco [19] + perdas de acoplamento).

As principais linhas de pesquisa perseguidas usam uma cavidade amplificadora central projetada para fornecer alto ganho, alta potência de saída e mínima sensibilidade à polarização. Esta cavidade central é terminada, em ambos os lados, por guias inclinados ("tilted") [47] ou afunilados ("taper") [48,49]. Estas novas estruturas proporcionam a aquisição, simultânea e reprodutivamente, de baixa sensibilidade à polarização e também baixas refletividades para ambos os modos TE e TM. A implementação de guias afunilados permite compatibilizar estruturas AOS com a integração monolítica em substratos de InP, levando diretamente ao "sonho" da Ótica Integrada em larga escala.

A competição entre AOS e Amplificadores Óticos a Fibra (AOF) dopados com Érbio, deve se resolver pela utilização de cada dispositivo em nichos especializados [50,51]. AOF devem ser usados como amplificadores de potência, com alto ganho, alta potência de saída e baixa distorção, em sistemas de transmissão WDM ("Wavelength Division Multiplexing") e enlaces de longa distância. Na janela de baixa dispersão em $1,3 \mu\text{m}$, onde ainda não se sabe se serão disponíveis AOF com as mesmas características obtidas em $1,5 \mu\text{m}$, os AOS são ainda a única alternativa existente.

Apesar das grandes vantagens já demonstradas pelo AOF, estes não podem ser utilizados como componentes ativos nem são compatíveis com integração monolítica em pequena ou larga escala como o AOS. Isto torna os AOS especialmente talhados para serem usados como dispositivos de uso múltiplo, permitindo realizar funções como : regenerador ótico em sistemas modulados em amplitude, modulador de fase e amplitude, conversor de frequência ótico-ótico, chaveamento e roteamento ótico, filtro ativo sintonizável (laser DFB), e como detector. Estas aplicações tornam o AOS comparável ao transistor, como já foi citado [51], trazendo consigo a promessa de integração e miniaturização para a Ótica Integrada.

1.3) ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

No capítulo I é feita uma breve introdução, relatando o desenvolvimento cronológico da pesquisa em amplificação ótica. São citadas as contribuições mais relevantes dos diversos grupos mundiais envolvidos neste tema, e também é feita uma projeção sugerindo linhas futuras de pesquisa.

O capítulo II, a seguir, é predominantemente teórico. Este capítulo inicia-se com uma descrição dos princípios físicos envolvidos no processo de amplificação ótica. A implementação de um modelo matemático fenomenológico para o comportamento eletro-ótico do laser semiconductor é apresentada na seção 2.2 . Nas seções seguintes são descritas as principais características de AOS, como sensibilidade a polarização e potência de saída saturada, entre outras. Na seção 2.3 descreve-se a modelagem empregada no estudo de mono e multicamadas AR. A partir deste modelo são feitas previsões a respeito de tolerâncias de espessura e índice de refração na fabricação de camadas AR, assim como o desempenho em relação a sensibilidade a polarização e largura de banda para operação em regime de Onda Caminhante.

O capítulo III é experimental e dedicado a confecção de filmes finos de SiO_x . Na seção 3.2 são estudados os problemas referentes a evaporação de monóxido de silício, sua deposição como filme fino sobre substratos de Silício (Si) e Fosfeto de Índio (InP) e a caracterização de espessura e índice de refração por elipsometria. Também são descritos os equipamentos utilizados na evaporação e as modificações implantadas, necessárias para adquirir controle e reprodutibilidade sobre o processo. Na seção 3.3 é descrito o método usado na pesquisa e controle das variáveis do processo de deposição que controlam o índice de refração do filme de SiO_x , que são a taxa de deposição e a pressão parcial de oxigênio. Na seção 3.4 são descritos os métodos de monitoração em tempo real da deposição de camadas AR, imprescindíveis para obter as refletividades ultra-baixas necessárias para transformar lasers semicondutores em amplificadores de Onda Caminhante.

No capítulo IV são descritas as técnicas usadas na caracterização de refletividade das camadas AR e ganho dos dispositivos amplificadores obtidos. Na seção 4.2 é relatado o

desenvolvimento de um sistema para medida direta do ganho de AOS , com um Laser de Cavidade Externa como fonte sintonizável, ajuste de polarização da radiação injetada no amplificador e medida de potência por detecção síncrona com um amplificador Lock-In. Na seção 4.3 estão expostas as curvas eletro-ópticas e as curvas espectrais de Emissão Espontânea Amplificada, e finalmente as curvas de ganho obtidas experimentalmente. O capítulo é encerrado comparando os resultados experimentais e teóricos obtidos.

No capítulo V são colocadas as principais conclusões retiradas da experiência adquirida na realização deste trabalho. A seguir são descritas resumidamente as principais contribuições técnicas implementadas e os dispositivos obtidos, incluindo os protótipos do Amplificador Ótico Semicondutor e do Laser de Cavidade Externa. Encerramos o capítulo com uma lista dos trabalhos publicados em revistas científicas e simpósios, complementado com outra lista de participações em cursos, encontros e congressos.

O Apêndice 1 traz um pequeno manual de técnicas e procedimentos usados na operação e aquisição de dados por um Elipsômetro Gaertner. Descreve também o uso dos comandos do "software" Elipse, por meio do qual os dados obtidos em termos de ângulos são transformados em valores de índice de refração e espessura do filme medido.

O Apêndice 2 descreve em detalhes a dedução matemática do termo para a densidade ótica média na cavidade ativa Fabry-Perot, especificando as aproximações utilizadas. As fórmulas obtidas são inseridas no modelo fenomenológico desenvolvido na seção 2.2 .

No Apêndice 3 é desenvolvido um modelo matemático, apoiado nos resultados da seção 2.2, relacionando o aumento da corrente de limiar em regime pulsado com a refletividade da camada AR depositada sobre uma das facetas do laser semicondutor. São feitas várias simplificações no modelo fenomenológico, de modo a torná-lo útil como um meio de estimar rapidamente a refletividade das camadas AR depositadas, sem necessidade de recorrer a medidas complexas. O apêndice termina com uma discussão a respeito da validade das aproximações usadas comparando resultados experimentais com os cálculos teóricos.

CAPÍTULO II

2) MODELOS MATEMÁTICOS

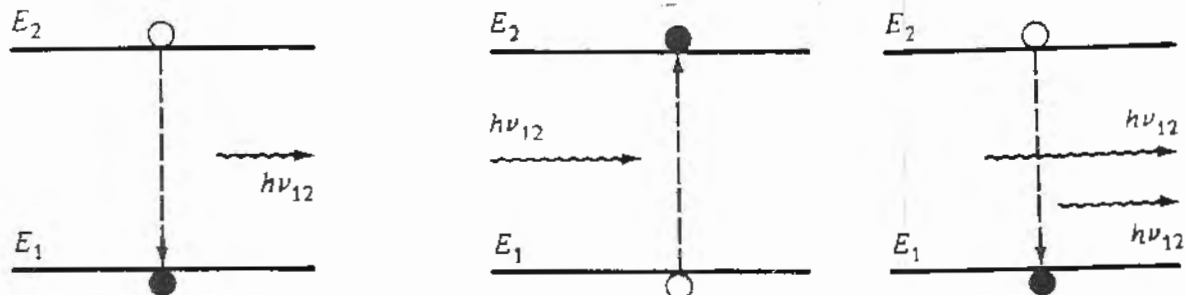
Neste capítulo são desenvolvidos modelos matemáticos para o comportamento de lasers e AOS, juntamente com o modelamento de mono e multicamadas AR. Estas camadas AR são utilizadas na conversão de lasers semicondutores em AOS, e também em dispositivos como lasers em cavidade externa e lasers de potência.

2.1) PRINCÍPIOS FÍSICOS

Lasers semicondutores são dispositivos de estado sólido, muito usados em Comunicações Óticas devido às características da radiação que emitem: coerente, quasi-monocromática, feixe de radiação altamente colimado, dimensões e potência compatíveis para uso como emissores em linhas óticas. A palavra LASER é uma sigla para "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation", ou Amplificação de Luz por Emissão Estimulada de Radiação. A ação do laser depende de três processos quânticos, a nível atômico e molecular, em que ocorre interação matéria-radiação [52]:

- Absorção Fotônica.
- Emissão Espontânea.
- Emissão Estimulada.

Estes processos podem ser representados didaticamente por diagramas de níveis de energia como na Fig. 2.1.



a) Emissão Espontânea b) Absorção c) Emissão Estimulada

Fig. 2.1 - Processos de absorção e emissão em semicondutores, onde E_2 é a Banda de Condução e E_1 é a Banda de Valência.

De acordo com a Lei de Plank [53], a transição de um elétron entre dois estados de energia envolve a emissão ou absorção de um quantum (fóton) de energia $E = E_2 - E_1 = h\nu_{12}$. Em equilíbrio termodinâmico o número de elétrons no estado E_2 é muito menor do que no estado E_1 . Através de meios artificiais, por bombeamento ótico ou injeção de elétrons, são transferidos elétrons da banda de valência para a banda de condução. O processo de emissão espontânea, aleatório, é responsável pela transferência do elétron no nível de energia superior para o nível de energia inferior, emitindo um fóton de energia $E = h\nu_{12}$. A absorção fotônica ocorre quando um fóton incidente interage com um elétron da banda de valência, sendo absorvido e transferindo o elétron para um nível instável de energia maior na banda de condução ($E_2 > E_1$).

O processo de emissão estimulada é a chave para a operação de lasers. O elétron no nível de energia superior E_2 pode ser induzido a mudar de estado pela presença de outro fóton (Fig. 2.1.c). O aspecto fundamental deste fenômeno é que o fóton emitido é coerente com o fóton incidente (possui mesma energia, fase e momentum), caracterizando um processo de amplificação ótica. Emissão estimulada em lasers semicondutores decorre de transições eletrônicas, em frequências óticas e no infravermelho, entre distribuições de estados de energia nas bandas de valência e condução. Este efeito difere do que ocorre em lasers gasosos e de estado sólido, nos quais transições radiativas ocorrem entre níveis discretos atômicos e moleculares.

Em equilíbrio termodinâmico a densidade de elétrons excitados com energia E_2 é pequena, e a emissão estimulada é desprezível. A taxa de emissão estimulada excederá a de absorção somente se a população de estados excitados for maior que a do estado normal, condição conhecida como "inversão de população". Esta situação de não-equilíbrio em lasers semicondutores é obtida pelo bombeamento de elétrons para o interior da dupla heterojunção. Através de contatos ôhmicos no material injeta-se elétrons para preencher os níveis inferiores de energia da banda de condução, retirando elétrons dos níveis de energia superiores da banda de valência, desse modo criando a inversão. Este é o motivo pelo qual lasers semicondutores são conhecidos como lasers de injeção.

2.1.1) COMPOSIÇÃO DE UM DIODO LASER

Os semicondutores podem ser classificados como tendo banda proibida direta ("direct bandgap") ou indireta ("indirect bandgap"). Um diagrama apresentando transições eletrônicas para estes tipos é apresentada na Fig. 2.2.

Em um semicondutor direto [52] como na Fig. 2.2a, os níveis de energia mínima da banda de condução e máxima da banda de valência ocorrem em valores iguais do vetor de onda da rede cristalina ($\vec{k} = 0$). Um elétron pode fazer uma transição da banda de condução para a banda de valência (ou ao contrário) diretamente pela emissão (ou absorção) de um fóton.

Em um semicondutor indireto (Fig. 2.2b) o mínimo da banda de condução não ocorre para o mesmo valor de \vec{k} do máximo da banda de valência. A energia de transição mínima deve envolver a emissão ou absorção de um fônon (quantum de vibração da rede cristalina), de modo a ocorrer conservação da energia e momentum. Portanto um semicondutor com "bandgap" indireto apresenta probabilidade muito menor de absorver ou emitir luz.

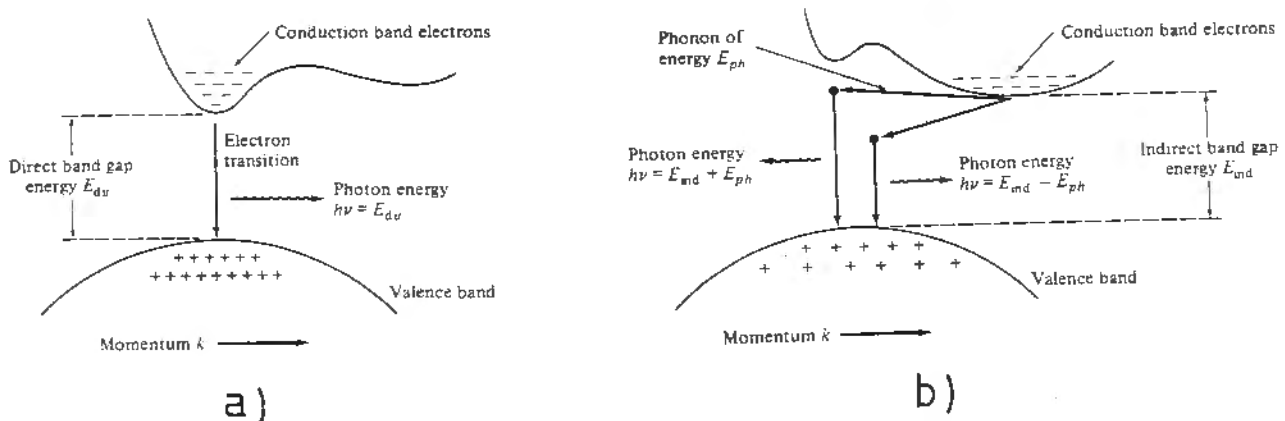


Fig. 2.2 - Transições Eletrônicas em Semicondutores [87].

Somente em semicondutores com banda proibida direta a taxa de recombinação radiativa é suficientemente alta para produzir um nível adequado de emissão ótica. Embora os semicondutores Si e Ge não possam ser utilizados, pois tem banda proibida indireta, existem muitas ligas binárias, ternárias e quaternárias que

apresentam banda proibida direta [52,54]. Essas ligas são feitas com elementos da tabela periódica dos grupos III (Al, Ga e In) e V (P, As e Sb), ou dos grupos II (Pb, Sn e Cd) e VI (S, Se e Te). Para operar nos comprimentos de onda de interesse em Comunicações Óticas, $1,3 \mu\text{m}$ e $1,55 \mu\text{m}$, em que ocorrem mínimos na dispersão e na perda das fibras óticas, respectivamente, o composto mais utilizado é a liga quaternária $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}_y \text{P}_{1-y}$. Na construção de lasers usam-se camadas de InGaAsP, crescidas epitaxialmente sobre substratos de InP (Fosfeto de Índio), com diferentes composições e dopagens. Variando a composição molar (x e y) da liga, é possível obter dispositivos que emitem desde $0,92 \mu\text{m}$ até $1,7 \mu\text{m}$ [52].

2.1.2) ESTRUTURA DE UM DIODO LASER

Lasers semicondutores modernos empregam dupla heteroestrutura (ver Fig. 2.3), possuindo as seguintes características :

a) Confinamento dos portadores minoritários e majoritários em uma fina camada semicondutora ($0,1 \mu\text{m}$ a $0,2 \mu\text{m}$), onde irá ocorrer a recombinação radiativa (Fig. 2.3b). Isto se consegue através da dupla heteroestrutura, onde a camada ativa de material não dopado (InGaAsP ou GaAs) se encontra confinada entre camadas dopadas N e P , com maior energia de banda proibida ("gap").

b) Confinamento da radiação ótica por um guia de onda dielétrico (Fig. 2.3c), formado pelo menor índice de refração das camadas confinantes N e P .

c) As dimensões da cavidade dielétrica, a diferença de índice de refração entre as camadas ativa e confinante, além do comprimento de onda, devem ser ajustados para se operar no modo transversal fundamental (TE_0 ou TM_0). Este assegura um feixe monocromático e direcional.

d) A injeção de elétrons no laser deve se restringir a uma faixa condutora ("stripe") ao longo do comprimento do laser, onde se fazem os contatos ôhmicos. Deste modo os elétrons são injetados diretamente na banda de condução da camada ativa, diminuindo perdas por espalhamento e recombinação não-radiativa e aumentando a eficiência da recombinação radiativa.

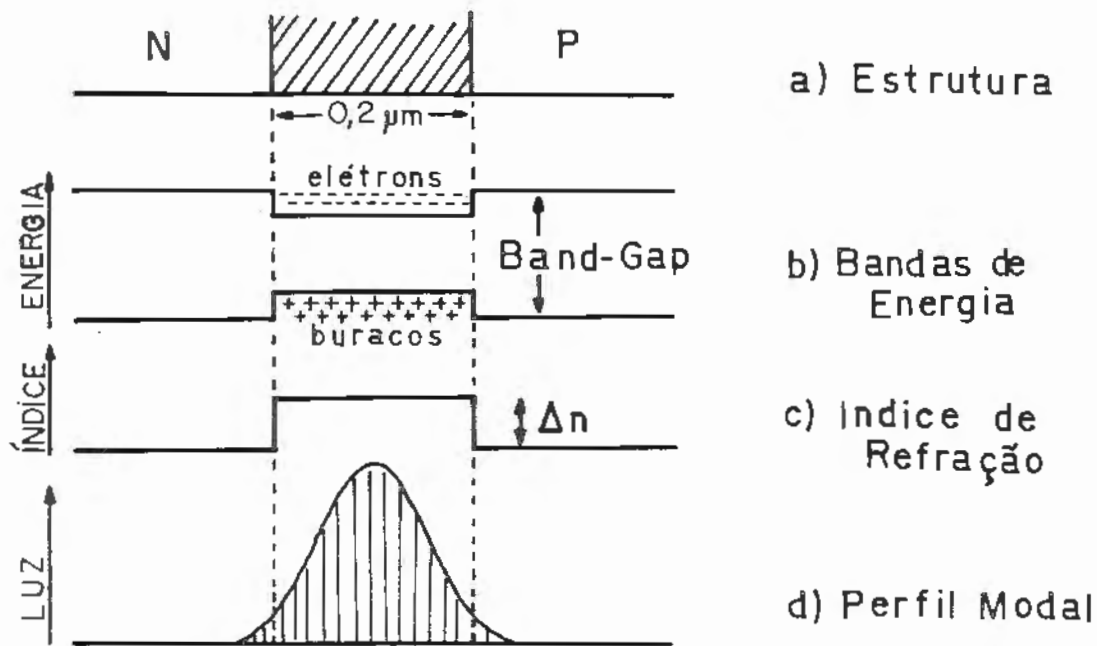


Fig. 2.3 - Características de uma dupla heteroestrutura

Lasers com dupla heteroestrutura, como ilustra a Fig. 2.3, não confinam a corrente e a radiação ótica na direção lateral (transversal). Lasers típicos de área larga suportam mais que um modo transversal, o que causa instabilidades temporais no espectro de emissão com corrente modulada em amplitude. Para superar estes problemas os lasers semicondutores modernos empregam formas de confinamento ótico e de portadores transversalmente.

Uma estrutura empregada com sucesso chamada "DCPBH - Double Channel Planar Buried Heterostructure", ou Heteroestrutura Enterrada Planar de Duplo Canal, é mostrada na Fig. 2.4. Para fabricar este dispositivo são crescidas normalmente as camadas constituintes do laser, incluindo a camada ativa. A seguir a estrutura é atacada quimicamente através de uma máscara até o substrato, criando dois vales separados por $\approx 1,5 \mu\text{m}$. Em seguida são crescidas epitaxialmente camadas confinantes e de bloqueio de corrente. Eletromagneticamente a estrutura do laser DCPBH é um guia dielétrico retangular, pois a camada ativa de InGaAsP é envolvida por materiais com menor índice de refração. Esta estrutura apresenta baixa corrente de limiar ($\approx 20 \text{ mA}$) e boa eficiência de conversão eletro/ótica ($\approx 0,2 \text{ mW/mA}$), operando no modo transversal fundamental.

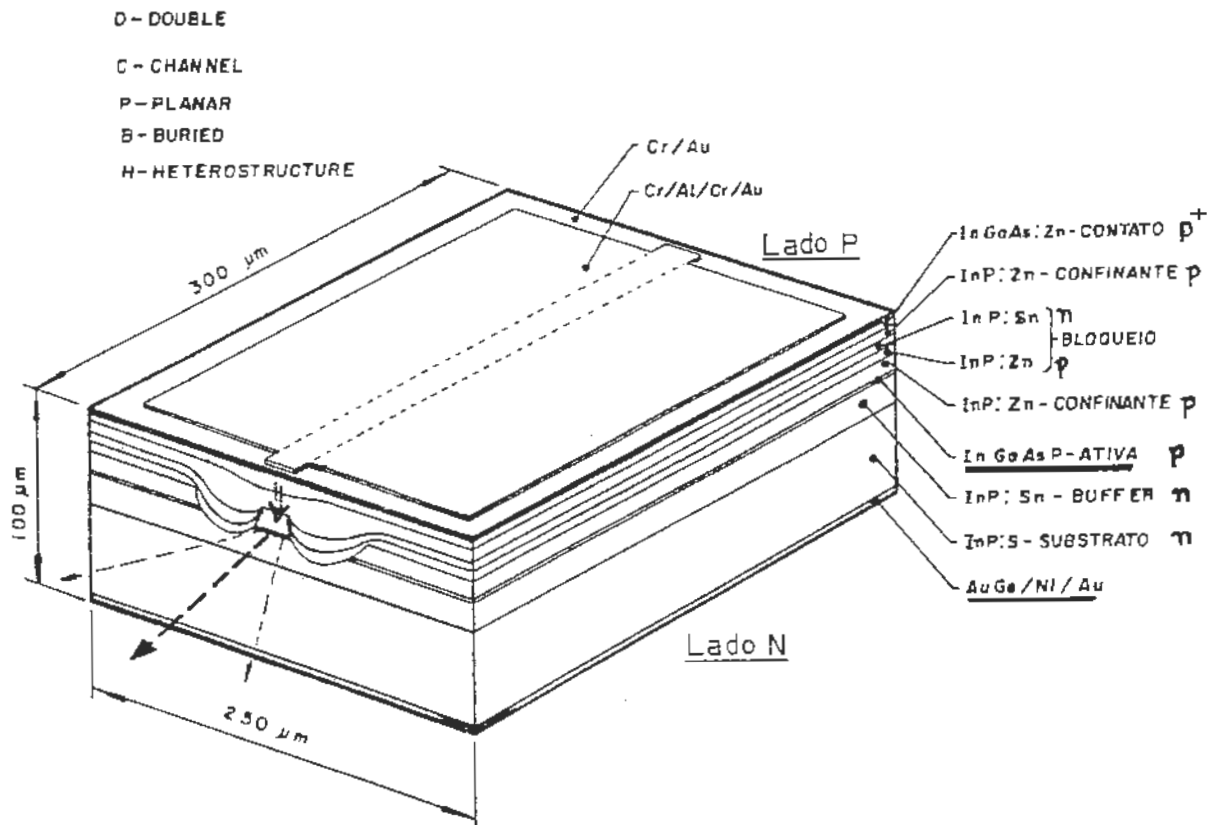


Fig. 2.4 - Laser de Estrutura DCPBH desenvolvido no CPqD.

2.1.3) CARACTERÍSTICAS DE AMPLIFICADORES ÓTICOS SEMICONDUTORES

A estrutura de um AOS é semelhante à de um laser semiconductor convencional (Fig. 2.4). As dimensões do conjunto são da ordem de 350 μm de comprimento, 200 μm de largura e 100 μm de altura. Cliva-se a estrutura em cada extremidade, em um determinado plano do cristal, e as facetas resultantes agem como espelhos plano-paralelos parcialmente reflexivos ($\approx 30\%$) formando uma cavidade ótica ressonante do tipo Fabry-Perot [54].

Injetando-se corrente elétrica na dupla heteroestrutura, elétrons de valência no cristal movem-se através do material, deixando "buracos" que outros elétrons preencherão. Quando elétrons e buracos se recombinam na região ativa, circundada pelas junções semiconductoras, radiação é emitida em um comprimento de onda determinado pela banda proibida direta da liga semiconductor que forma a região ativa. Se a corrente aplicada é baixa, a região ativa emite radiação incoerente sobre um largo espectro de

frequências (≈ 50 nm), comportando-se como um LED (Fig. 2.5). Qualquer luz inserida em uma extremidade será absorvida pelo material, pois o ganho interno do dispositivo é menor que as perdas, atenuando a luz transmitida.

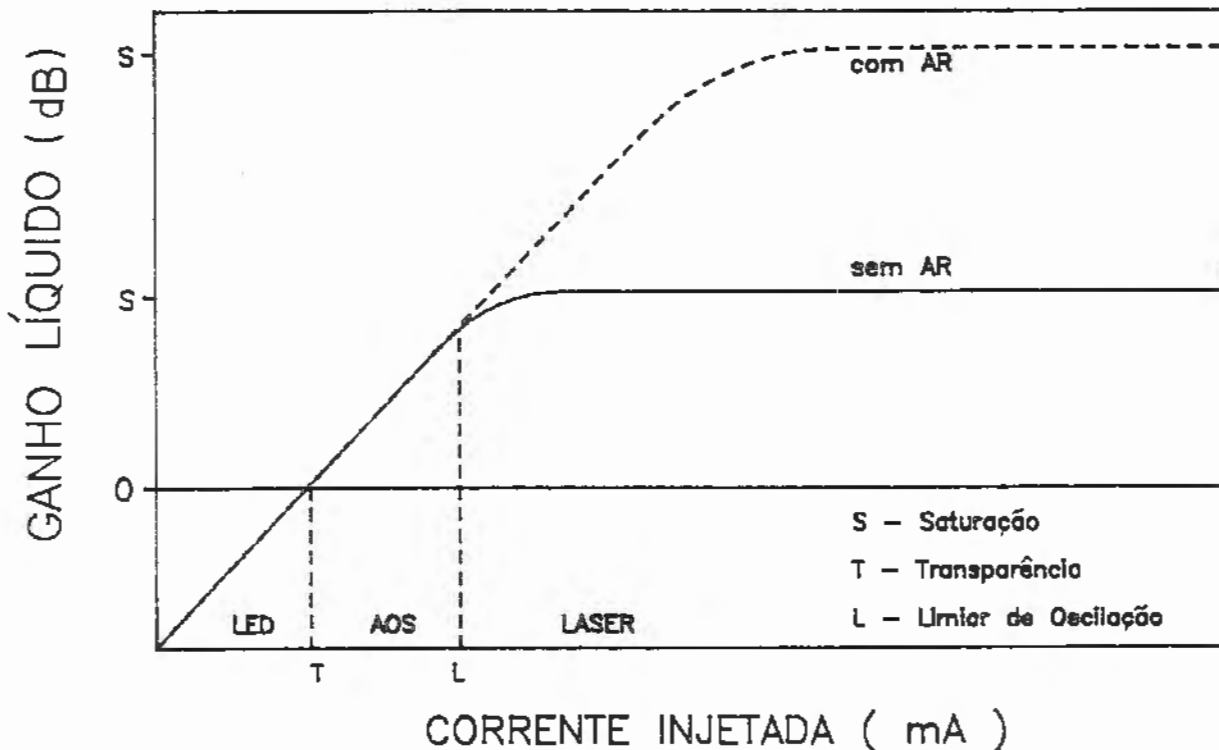


Fig. 2.5 - Ganho Líquido versus Corrente Elétrica Injetada.

Aumentando-se a corrente, alcança-se o ponto em que o ganho iguala as perdas e o dispositivo torna-se "transparente" à radiação. A partir deste limiar a estrutura começa a comportar-se como um amplificador ótico, intensificando a luz incidente, como pode ser visto na região intermediária da Fig. 2.5 . No entanto ainda ocorre a emissão espontânea de fótons e sua amplificação devido ao ganho da cavidade. Esta Emissão Espontânea Amplificada (EEA) tem uma menor largura espectral que um LED e constitui-se na principal fonte de ruído do AOS [16,19].

Se o dispositivo possui um mecanismo interno de realimentação, como espelhos terminais parcialmente reflexivos, o ganho líquido interno excederá as perdas na cavidade (transmissão pelos espelhos, recombinação não-radiativa e espalhamento). Uma parcela

de aproximadamente 32% da luz gerada internamente será refletida entre os espelhos terminais, dando origem a uma oscilação auto-sustentada, e o restante será transmitido pelas facetas do cristal, coerentemente e com uma estreita largura espectral. O valor do ganho satura em um valor determinado pelo inverso da refletividade dos espelhos (ver Equação 2.24). Neste ponto o dispositivo transforma-se em laser, operando na terceira região da Fig. 2.5. Se o dispositivo não possui mecanismo de realimentação, ou este for suprimido por um recobrimento dielétrico antirefletivo, o ganho interno aumentará com a corrente injetada até sua saturação e não ocorrerá oscilação.

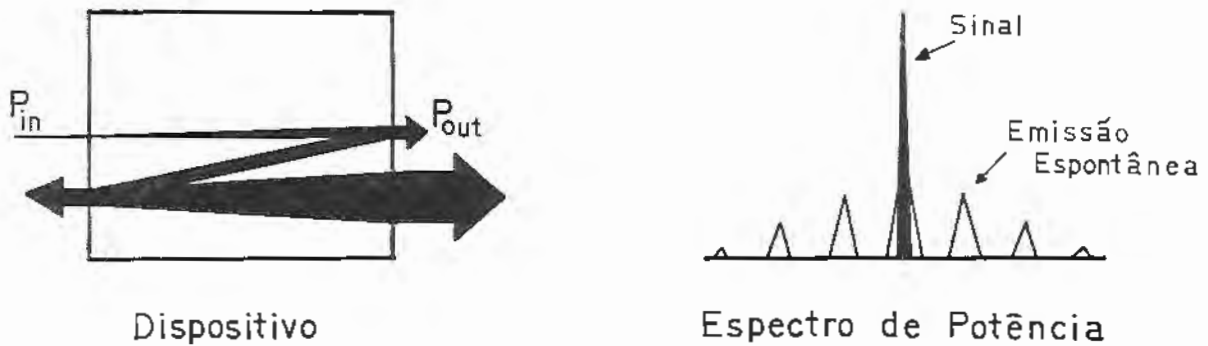
2.1.4) CONFIGURAÇÕES DE AMPLIFICADORES ÓTICOS

Existem dois tipos de amplificadores óticos semicondutores :

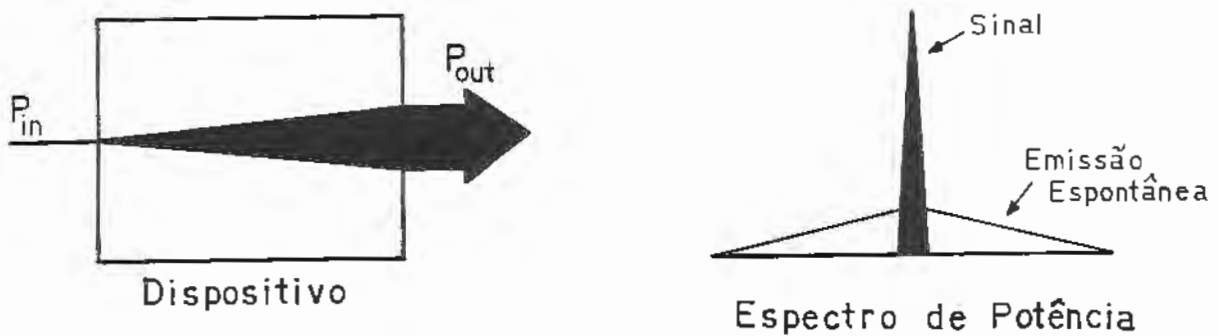
- Fabry-Perot (FP) : formado por um diodo laser polarizado em corrente inferior à corrente de limiar de oscilação. A luz acoplada é amplificada através de sucessivas passagens na cavidade (Fig. 2.6a). As duas facetas formadas pela clivagem do cristal agem como espelhos parcialmente refletivos, formando uma cavidade ressonante. Devido à seletividade desta cavidade o amplificador FP é extremamente sensível a variações de temperatura e mudanças no comprimento de onda do sinal a ser amplificado. Possui largura de banda de Gigahertz ($\Delta\lambda \cong 0,1 \text{ \AA}$) e potência de operação severamente limitada pelo limiar de oscilação do laser e saturação de ganho, devido à alta densidade de radiação em sua camada ativa.

- Onda Caminhante (OC) ou "Traveling-Wave" : o mecanismo de realimentação interna é minimizado por um recobrimento dielétrico Anti-Refletivo (camada AR). A luz acoplada atravessa o dispositivo uma única vez, sendo amplificada e emitida pela outra extremidade (Fig. 2.6.b). Esse tipo de dispositivo pode ser polarizado a uma alta corrente sem apresentar oscilação, o que permite grande coeficiente de ganho interno ($\cong 1000 \text{ cm}^{-1}$). Ele apresenta saturação de ganho maior ($\cong 20 \text{ dB}$) que a do amplificador FP, pois a densidade de radiação em sua camada ativa é menor, fato este que aliado ao seu alto coeficiente de ganho

permite operação em alta potência (cerca de 10 dBm [20]). Possui largura de banda ótica de ≈ 50 nm ou 8 THz , limitada somente pela curva de ganho do material.



a) Amplificador Fabry-Perot



b) Amplificador de Onda Caminhante

Fig. 2.6 - Configurações de Amplificadores óticos.

2.2) MODELAGEM MATEMÁTICA DE LASERS SEMICONDUTORES

O estabelecimento de modelos confiáveis no estudo de lasers semicondutores foi sempre uma área ativa de pesquisa, desde a demonstração de ação laser em junções p-n em 1962 [1-3]. A teoria semiclassical do laser formulada por Lamb em 1964 [55], aplicada com sucesso em lasers gasosos e de estado sólido, torna-se extremamente complexa quando aplicada a estruturas semicondutoras. Outra abordagem, baseada na generalização dos coeficientes A e B de Einstein [56], mostrou ser útil na análise de ganho em pequenos sinais, mas falha em previsões que envolvam saturação do ganho.

A constatação teórica e experimental [52] de que a curva de ganho máximo do material g_m é linearmente dependente da densidade de portadores n na camada ativa do laser (Eq. 2.1), permitiu o desenvolvimento de um modelo fenomenológico que se mostrou simples e preciso. Entre os modelos existentes na literatura citamos os realizados por Marcuse [31], Yamamoto [13,15,16] e Adams [33,34]. Os trabalhos desenvolvidos por Marcuse nos Laboratórios Bell, e Yamamoto e seu grupo na NTT-Japão, revelaram-se demasiado complexos e não muito precisos devido às hipóteses utilizadas em cada caso [57]. O modelo aqui apresentado segue o trabalho de Adams, com algumas modificações introduzidas por Thylén [35].

2.2.1) ABORDAGEM FENOMENOLÓGICA

A variação do ganho máximo do material g_m [m^{-1}] com a densidade de portadores fora do equilíbrio n [m^{-3}] na camada ativa do laser, é linearizada em torno da densidade de portadores n_0 [m^{-3}] necessária para adquirir transparência ($g_m = 0$), conforme apresentada na Eq. 2.1 . Assume-se também uma dependência parabólica da curva de ganho em comprimentos de onda próximos ao valor de máximo [33].

$$g_m(z,E) = a (n - n_0) - b (\lambda - \lambda_p)^2 \quad [m^{-1}] \quad (2.1)$$

onde a é o coeficiente de ganho [m^2], b é a constante espectral de ganho [m^{-3}], λ é o comprimento de onda ($\lambda = hc/E$) e z a direção de propagação, sendo E a energia dada em eV .

O produto $a \cdot n_0$ é o coeficiente de absorção do material quando não existe injeção de corrente suficiente para adquirir a condição de inversão de população.

λ_p é o comprimento de onda do pico de ganho, também função da densidade de portadores n , e dado por :

$$\lambda_p = \lambda_0 - \frac{d\lambda_p}{dn} (n - n_{11}) \quad (2.2)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda de pico, n_{11} a densidade de portadores na corrente de limiar do laser original, e $(d\lambda_p/dn)$ é o coeficiente de variação de λ_p com a densidade de portadores.

O ganho de potência $g(z,E)$ em um laser semiconductor pode ser escrito em termos do ganho material $g_m(z,E)$, da perda interna $\alpha(z,E)$ e do fator de confinamento ótico Γ como :

$$g(z,E) = \Gamma g_m(z,E) - \alpha(z,E) \quad [m^{-1}] \quad (2.3)$$

A relação entre a densidade de portadores n , a densidade de corrente J e os campos óticos propagantes é feita por uma equação de taxa que incorpora todos os mecanismos de geração e consumo de portadores na cavidade ativa. Na sua forma geral, levando em conta a conservação e a neutralidade das cargas elétricas, esta equação toma a seguinte forma [52] :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D (\nabla^2 n) + \frac{J}{q d} - R_{esp}(n) - R_{est}(n) \quad (2.4)$$

A Eq. (2.4) é uma equação de difusão na presença de fontes (J/qd) e sumidouros [$R_{esp}(n)$ e $R_{est}(n)$], onde D é o coeficiente de difusão, q é a carga do elétron, d é a espessura da camada ativa do laser, $R_{esp}(n)$ é a taxa total de recombinação espontânea e $R_{est}(n)$ é a taxa de recombinação por emissão estimulada.

O primeiro termo à direita $D (\nabla^2 n)$, modela a difusão de portadores no dispositivo. Embora este termo tenha um papel importante na análise de lasers de guiamento por ganho, ele pode

ser negligenciado no caso de guiamento por índice, pois a densidade de portadores não varia significativamente sobre as dimensões da camada ativa. O segundo termo (J/qd) fornece a taxa pela qual são injetados portadores na região ativa do laser através da corrente elétrica. O terceiro $R_{esp}(n)$ e quarto $R_{est}(n)$ termos respondem respectivamente pela recombinação espontânea (não radiativa e emissão espontânea) e recombinação estimulada (emissão espontânea amplificada EEA e sinal com radiação ótica coerente).

No regime estacionário, após todos os transientes terem se desvanecido, o termo à esquerda é nulo ($\partial n / \partial t = 0$). Neste regime, considerando $\nabla^2 n \approx 0$, tem-se :

$$\frac{J}{q d} = R_{esp}(n) + R_{est}(n) \quad (2.5)$$

A taxa de recombinação espontânea de portadores $R_{esp}(n)$ leva em conta os mecanismos radiativos e não radiativos pelos quais ocorre recombinação não coerente de portadores. Sua forma mais geral é apresentada na Eq. (2.6) abaixo :

$$R_{esp}(n) = A_{nr} n + B n^2 + C n^3 \quad (2.6)$$

O fator linear $A_{nr} n$ combina em um único parâmetro os mecanismos de recombinação não radiativa superficial e em defeitos no cristal semiconductor. O termo quadrático $B \cdot n^2$, devido ao decaimento radiativo espontâneo, é responsável pela emissão incoerente de luz sobre toda a curva espectral de ganho do semiconductor. O termo cúbico $C \cdot n^3$ é devido à recombinação não radiativa Auger, em que a energia liberada pela recombinação elétron-buraco é transferida a outro elétron na banda de condução, excitando-o a um estado de maior energia. A seguir este elétron altamente energético transfere sua energia para um fonon (vibração da rede cristalina), de modo a atingir novamente o equilíbrio termodinâmico. A inclusão da recombinação Auger neste modelo é especialmente importante para lasers funcionando no infravermelho ($1,3 \mu m$ e $1,55 \mu m$).

O último termo $R_{est}(z,n)$ na Eq. (2.5) modela a taxa de emissão estimulada, que provoca emissão coerente de luz e sua amplificação. Em sua forma mais geral, levando em conta o espectro de emissão multimodo do laser, este termo pode ser estimado integrando-se a densidade local de fótons ponderada pelo ganho material dentro da região espectral mais significativa [33].

$$R_{est}(z,n) = \frac{\Gamma c}{N_g \Delta E} \int_0^{\Delta E} g_m(z,E) S(z,E) dE \quad (2.7)$$

Na equação acima c é a velocidade da luz no vácuo, N_g é o índice efetivo de grupo do guia, ΔE é a largura espectral a meia altura da curva de ganho e $S(z,E)$ a densidade local de fótons. O cálculo de $S(z,E)$ deve incluir o fator devido ao sinal amplificado e também a contribuição espectral de ruído da EEA.

2.2.2) ANÁLISE DA CAVIDADE FABRY-PEROT ATIVA

O tratamento matemático do amplificador óptico semiconductor, onde as facetas terminais foram suprimidas por uma cobertura AR, é uma generalização da análise do laser semiconductor. O sinal óptico deve ser tratado coerentemente (em termos de amplitude e fase), uma vez que a transmissão depende das ressonâncias da cavidade Fabry-Perot residual. A cavidade ressonante de um laser semiconductor é esquematizada na Fig. (2.7), onde são mostrados os espelhos terminais com refletividades R_1 e R_2 , delimitando o meio ativo com ganho de potência $g(z,E)$ na posição z e energia E .

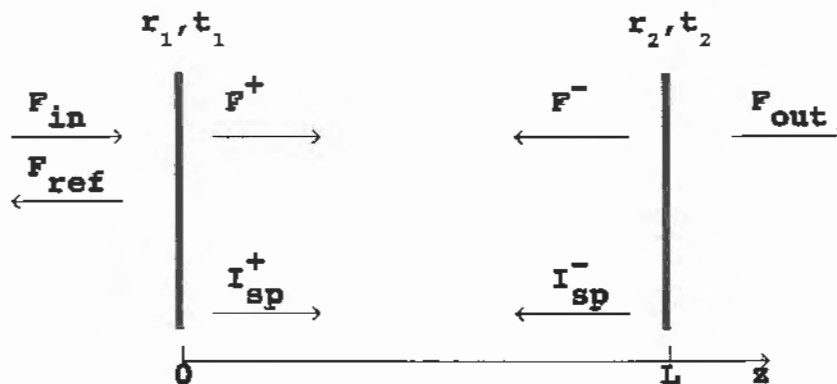


Fig. 2.7 - Cavidade Fabry-Perot Ativa (laser), onde $R_i = | r_i |^2$ e $T_i = | t_i |^2$, $i = 1,2$.

As condições de contorno resultantes para a cavidade Fabry-Perot ativa são :

$$I_{sp}^+(0, E) = R_1 I_{sp}^-(0, E) \quad (\forall E) \quad (2.8a)$$

$$I_{sp}^-(L, E) = R_2 I_{sp}^+(L, E) \quad (\forall E) \quad (2.8b)$$

$$F^+(0, E_s) = t_1 F_{in} + r_1 F^-(0, E_s) \quad (2.9a)$$

$$F_{ref} = t_1 F^-(0, E_s) + r_1 F_{in} \quad (2.9b)$$

$$F_{out} = t_2 F^+(L, E_s) \quad (2.9c)$$

$$F^-(L, E_s) = r_2 F^+(L, E_s) \quad (2.9d)$$

Nas condições de contorno dadas acima, as quantidades r e t são a reflectância e transmitância do campo elétrico e R a refletividade em potência, relacionadas por $R = |r|^2 = 1 - |t|^2$. O termo F_{in} é o módulo do campo incidente em $z = 0$ ($P_{in} = |F_{in}|^2 WdEc/N_g$), F_{out} é o módulo do campo emitido em $z = L$ ($G P_{in} = |F_{out}|^2 WdEc/N_g$), e F_{ref} é o módulo do campo refletido em $z = 0$. W e d são a largura e espessura da camada ativa do laser semiconductor, respectivamente.

Em um meio ativo (amplificador), com ganho líquido de potência $g(z, E)$, os campos elétricos propagantes $F^\pm(z, E)$ obedecem a seguinte equação diferencial [31] :

$$\frac{dF^\pm(z, E)}{dz} = \left(\pm \frac{g(z, E)}{2} \mp i k \right) F^\pm(z, E) \quad (2.10)$$

onde k é a constante de propagação e os índices $+$ e $-$ referem-se respectivamente aos campos propagando-se na direção positiva e negativa da coordenada z . O fator $1/2$ deve-se ao uso do ganho de potência $g(z, E)$ em uma equação envolvendo campos eletromagnéticos (ver Eq. 2.12).

A emissão espontânea amplificada (EEA) é tratada em termos de intensidade (incoerente), substituindo a Eq. (2.10) pela Eq. (2.11)

$$\frac{dI^\pm(z, E)}{dz} = \pm g(z, E) I^\pm(z, E) \pm \frac{1}{2} \beta(E) R_{es}(z) E \quad (2.11)$$

onde $R_{ee}\beta(E) = c g_m \Gamma n_{sp} / (N_g L W d)$ é a taxa de emissão espontânea [11], $n_{sp} = n / (n - n_0)$ é o fator de inversão de população, $\beta(E)$ é a fração da emissão espontânea acoplada aos campos propagantes. O fator 1/2 deve-se a que somente metade dos fótons emitidos espontaneamente é acoplada em cada direção no guia, positiva ou negativa.

O termo $I^\pm(z,E)$ é a intensidade (potência por unidade de área), dada por :

$$I^\pm(z,E) = \frac{cE}{N_g} | F^\pm(z,E) |^2 \quad [W m^{-2}] \quad (2.12)$$

Esta aproximação pode ser feita pois a EEA se distribui continuamente sobre a banda de ganho do material, com fase aleatória entre componentes espectrais adjacentes. Devido à presença de refletividade residual nos espelhos, o espectro de EEA apresenta modos longitudinais (Figs. 4.2 e 4.3). Pode ser mostrado que trabalhar em termos de intensidade para a EEA é equivalente a fazer uma média dos valores de energia entre dois modos ressonantes adjacentes da cavidade [33]. Quando efetuarmos o cálculo da densidade de fótons $S(z,E)$ sobre a curva de ganho do material na Eq. (2.7), esta se reduzirá a uma somatória da intensidade $I^\pm(z,E)$ nos modos ressonantes da cavidade. A equação resultante para a densidade de fótons, mantendo a dependência de posição e energia, é dada pela Eq. (2.13).

$$S(z,E) = 2 \frac{N_g}{c E} \delta(E - E_r) [I^+(z,E) + I^-(z,E)] \Delta E \\ + \delta(E - E_s) [|F^+(z,E_s)|^2 + |F^-(z,E_s)|^2] \Delta E \quad (2.13)$$

A função impulso delta $\delta(E - E_r)$ seleciona as energias de ressonância da cavidade E_r ($r = \pm 1, \pm 2, \dots$) no espectro de emissão espontânea. No caso dos campos propagantes do sinal, $\delta(E - E_s)$ seleciona os fótons com energia do sinal. O fator 2 que multiplica o termo de emissão espontânea leva em conta a existência das duas polarizações TE e TM [31].

2.2.3) CÁLCULO DO TERMO PARA EMISSÃO ESTIMULADA

A análise numérica utilizando o modelo descrito nas seções (2.2.2) e (2.2.3) é muito trabalhosa devido à dependência espacial do ganho $g(z,E)$ e da densidade ótica $S(z,E)$. Em primeira aproximação, supondo o ganho uniforme ao longo da cavidade e ignorando o fator de emissão espontânea ($S(z,E) \approx 0$), obtém-se uma solução analítica [18,33] para o ganho de potência $g(E)$. No entanto, os resultados obtidos são aproximadamente válidos somente no regime de pequenos sinais, tornando-se inapropriados no regime de saturação onde ocorre a presença de um forte sinal na entrada do amplificador. Claramente devem ser incluídos os efeitos da emissão espontânea e saturação do ganho, para que a análise seja válida também no regime de saturação.

Esta extensão da análise, proposta por Adams [33] e baseada em estudo realizado por Streifer [32], consiste em calcular uma densidade ótica média S_m através da integração de $S(z,E)$ ao longo da cavidade Fabry-Perot. Tal procedimento está delineado no Apêndice 2, onde são obtidas as principais equações que completam o modelo fenomenológico.

Na aproximação utilizada, a taxa de emissão espontânea R_{ee} e o ganho de potência $g(E)$ são independentes da coordenada z e uniformes ao longo da cavidade. A equação resultante para $R_{est}(n)$ (ver Apêndice 2), é dada abaixo:

$$R_{est}(n) = \frac{\Gamma c g_m(E) P_{in}}{L W D E g(E)} \Psi_{sig} + \sum_r \frac{\Gamma g_m(E)}{g(E)} R_{ee} \beta(E) \Psi_{sp} \quad (2.14)$$

onde

$$\Psi_{sig} = \left[\frac{(G_s - 1)(1 - R_1)(1 + R_2 G_s)}{(1 - G_s \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4G_s \sqrt{R_1 R_2} \text{sen}(\varphi)^2} \right] \quad (2.15)$$

$$\Psi_{sp} = \left\{ \frac{((G_s - 1) [(1 - R_2)(1 + R_1 G_s) + (1 - R_1)(1 + R_2 G_s)])}{g(E) L (1 - R_1 R_2 G_s^2)} - 2 \right\} \quad (2.16)$$

O primeiro termo a direita em (2.14) modela o processo de emissão estimulada, responsável pela amplificação do sinal. O segundo termo a direita em (2.14) soma as intensidades dos modos na curva de emissão espontânea, selecionando as ressonâncias da cavidade Fabry-Perot residual. Esta somatória deve ser feita sobre os modos de emissão espontânea dentro da largura a meia altura da Eq. (2.16).

O efeito de ressonância na amplificação do sinal pela cavidade Fabry-Perot residual é levado em conta através do denominador da Eq. (2.15). A sintonia entre o comprimento de onda do sinal e as ressonâncias da cavidade é proporcional a $\text{sen}^2 \phi$.

A aplicação da análise acima pode ser estendida para as duas polarizações TE e TM do modo fundamental propagante no guia semiconductor. A dependência está embutida no modelo através do fator de confinamento Γ , da constante de propagação k e do índice de refração efetivo N_{ef} . Estes fatores são calculados através de uma análise eletromagnética do guia de onda, como mostrado na seção (2.3), onde os fatores geométricos espessura d , largura W e degrau de índice de refração ΔN determinam espectralmente os valores de Γ e N_{ef} . Estes fatores geométricos não influenciam os parâmetros materiais deste modelo fenomenológico.

2.2.4) GANHO DA CAVIDADE FABRY-PEROT ATIVA

Após a obtenção das principais equações relacionadas à análise da cavidade, torna-se possível deduzir a expressão para o ganho do dispositivo. Através da Equação (A2.17), usando as condições de contorno (A2.16), obtém-se :

$$F_{out} = t_2 A^+ \exp[(g/2 - ik)L] \quad (2.17)$$

$$F_{in} = \frac{A^+}{t_1} \left\{ 1 - r_1 r_2 \exp[(g - i2k)L] \right\} \quad (2.18)$$

As condições de contorno A^\pm são obtidas pela aplicação das condições de contorno (2.9) às Eqs. (2.17) e (2.18), onde $k = 2\pi/\lambda$ é a constante de propagação e L o comprimento do dispositivo.

$$A^+ = \frac{t_1}{[1 - r_1 r_2 e^{(g-2ik)L}]} F_{in} \quad (A2.18)$$

$$A^- = r_2 A^+ e^{(g-2ik)L} \quad (A2.19)$$

O ganho de amplitude da cavidade é definido como a razão entre os campos incidente F_{in} e campo emitido F_{out} , já incorporando os efeitos de ressonância, que fornece :

$$\frac{F_{out}}{F_{in}} = \frac{t_1 t_2 \exp[(g/2 - ik)L]}{1 - r_1 r_2 \exp[(g - i2k)L]} \quad (2.19)$$

O ganho em potência G_c da cavidade Fabry-Perot é definido como $G_c = |F_{out}/F_{in}|^2$. Substituindo as expressões nesta fórmula, obtemos a relação para uma cavidade Fabry-Perot ativa [13,18,33] :

$$G_c = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2) G_s}{(1 - G_s \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 G_s \sqrt{R_1 R_2} \sin^2(\varphi)} \quad (2.20)$$

onde $R = |r|^2 = 1 - |t|^2$ é a refletividade de potência da interface semiconductor-ar, e $G_s = \exp(gL)$ é definido como o ganho de passagem única da cavidade.

Podemos deduzir uma relação extremamente útil usando a Eq. (2.20) , relacionando o ganho de passagem única G_s e a refletividade das camadas AR com a razão entre os ganhos ressonante G_{\max} ($\varphi = 0$) e não ressonante G_{\min} ($\varphi = \pi/2$).

$$G_{\max} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2) G_s}{(1 - G_s \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (2.21)$$

$$G_{\min} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2) G_s}{(1 + G_s \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (2.22)$$

Definimos $X \equiv G_{\max} / G_{\min}$ como a ondulação de ganho, obtendo

$$X = \left[\frac{1 + G_s \sqrt{R_1 R_2}}{1 - G_s \sqrt{R_1 R_2}} \right]^2 \quad (2.23)$$

Através de alguma álgebra, isola-se os vários termos

$$G_s \sqrt{R_1 R_2} = \left[\frac{\sqrt{X} - 1}{\sqrt{X} + 1} \right] \quad (2.24)$$

Usando esta relação define-se os regimes de operação ressonante (Fabry-Perot) e não-ressonante (Onda Caminhante). Este limite é fixado pela profundidade de ondulação ΔG , definida como $\Delta G \equiv 10 \log X = 10 \log G_{\max} - 10 \log G_{\min}$ [dB]. Quando esta diferença atingir 3 dB (isto é, $G_{\max} = 2 G_{\min}$), ocorre o ponto de inflexão. Quando $(G_{\max}/G_{\min}) < 2$ o amplificador opera como Onda Caminhante. Quando $(G_{\max}/G_{\min}) > 2$ o dispositivo opera ressonantemente como amplificador Fabry-Perot. Portanto, o regime de operação não ressonante é restrito a

$$G_s \sqrt{R_1 R_2} = \left[\frac{\sqrt{2} - 1}{\sqrt{2} + 1} \right] < 0,1716 \quad (2.25)$$

2.2.4)RELAÇÃO REFLETIVIDADE VERSUS GANHO

A Eq. (2.25) relaciona a ondulação de ganho ΔG da cavidade ressonante com a refletividade da camada AR e do ganho de passagem única do dispositivo G_s . Esta relação pode ser melhor visualizada ao se plotar ΔG versus Refletividade, tomando como parâmetro o ganho G_s . Esta dependência é mostrada na Fig. 2.8, onde a linha pontilhada indica a separação entre os regimes ressonante e não-ressonante, onde $\Delta G = 3$ dB. Quando a ondulação de ganho aumenta sem limites, isto indica que o dispositivo está oscilando. À medida que aumenta o ganho, os valores de refletividade para operar como AOC tornam-se muito baixos. A refletividade para alguns valores do ganho calculados para operação como AOC são mostradas na Tabela 2.1 abaixo :

Tabela 2.1 - Relação Refletividade versus a ondulação de Ganho, para diferentes valores de G_s .

GANHO G_s	$\Delta G = 3$ dB	$\Delta G = 1$ dB
30 dB	$R < 0,02$ %	$R < 0,005$ %
20 dB	$R < 0,2$ %	$R < 0,05$ %
10 dB	$R < 2$ %	$R < 0,5$ %

À medida que se deseja obter valores cada vez mais baixos de refletividade, as tolerâncias impostas sobre o índice de refração e a espessura da camada AR tornam-se severas. Isto exige um controle rigoroso sobre as variáveis envolvidas no processo como pressão parcial de oxigênio, taxa de crescimento, limpeza da câmara, dentre outros. Para tanto, necessita-se de equipamentos de alta qualidade e procedimentos cuidadosos de operação para se obter precisão e reprodutibilidade nos resultados. Os procedimentos experimentais de deposição e caracterização de camadas AR são descritos no Capítulo 3 . As tolerâncias envolvidas são estimadas na seção 2.3 , onde é desenvolvida uma metodologia de cálculo que elucidada os principais aspectos do projeto de camadas AR de baixa e ultra-baixa refletividade.

O ponto de mínimo da curva de refletividade deve coincidir com o máximo da curva de ganho do AOS , para que a ondulação de

ganho ΔG seja mínima. Esta é uma condição difícil de ser satisfeita, pois o pico de ganho se desloca de acordo com a densidade de portadores na banda de condução da camada ativa. Por sua vez a densidade de portadores no AOS depende da corrente de polarização e da operação ou não no regime de saturação.

Outro fator que afeta o desempenho do AOS é a largura espectral onde a curva de refletividade permanece abaixo de um valor estabelecido (10^{-3} ou 10^{-4}), de modo a manter a ondulação da curva de ganho no regime de onda caminhante ($\Delta G < 3$ dB). Essa condição é difícil de ser obtida por meio de monocamadas, pois pesam restrições severas de tolerância [25] sobre os dois únicos graus de liberdade do processo, o índice de refração e a espessura da camada AR. No entanto, quando são depositadas duas ou mais camadas com diferentes índices de refração, as tolerâncias ficam muito mais relaxadas (ver seção 2.3). Os graus de liberdade excedentes permitem o projeto e execução [24] de camadas AR com grande largura de banda. Tais dispositivos podem operar como amplificadores ao longo de toda a curva de ganho. A sensibilidade à polarização da camada AR pode também ser minimizada pelo uso dos graus de liberdade extra das multicamadas.

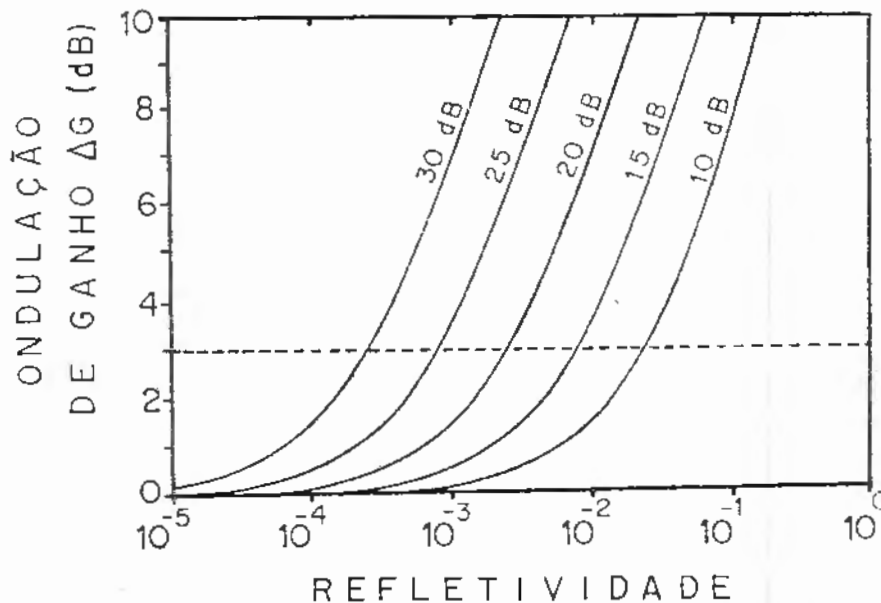


Fig. 2.8 - Gráfico Ondulação de Ganho versus Refletividade, para diferentes valores de G_s ($R_1 = R_2$).

2.2.5) SENSIBILIDADE À POLARIZAÇÃO

Devido à assimetria de forma do guia de onda ($1,5 \mu\text{m}$ de largura, $0,15 \mu\text{m}$ de espessura $\Rightarrow W/d = 10$), o amplificador ótico semicondutor sofre de uma pronunciada sensibilidade à polarização. Esta é uma situação problemática quando o dispositivo é inserido em uma linha de comunicação ótica, onde a polarização do sinal propagante flutua aleatoriamente com temperatura e tensão mecânica na fibra ótica. Estas flutuações transmitidas ao sinal implicariam em alta penalidade na taxa de erro binária, afetando adversamente a operação do sistema ótico.

A análise eletromagnética do guia de onda (apresentada na seção 2.3), mostra que o fator de confinamento Γ_{TE} é aproximadamente 6% maior que Γ_{TM} para uma estrutura laser não otimizada [52], ocasionando uma ondulação de ganho de 7 dB devido à polarização. A assimetria de forma do guia também influi no índice de refração efetivo visto por cada modo, resultando em um espaçamento intermodos ("Free Spectral Range") diferente para as ressonâncias em cada uma das polarizações da cavidade Fabry-Perot. O projeto de camadas AR é dificultado pelo fato da refletividade ser diferente para cada modo, em um mesmo comprimento de onda, sendo que os pontos de mínima refletividade também não são coincidentes, como confirmado experimentalmente (ver seção 3.4).

Inserindo a dependência à polarização no modelo apresentado nas seções (2.2.1), (2.2.2) e (2.2.3), podemos calcular a diferença de ganho $\Delta G(\text{TE}/\text{TM})$ para diferentes condições de espessura, largura e comprimento da camada ativa. A Fig. 2.9, retirada da referência [20], nos mostra explicitamente os resultados deste cálculo para um ganho fixo em 20 dB e $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

A diferença de ganho é menor quanto maior for a espessura da camada ativa (d) para um dado comprimento do dispositivo. O aumento de espessura é limitado pela condição de operação monomodo transversal. Devemos notar que a largura da camada ativa também diminui para operação monomodo, tornando o guia mais simétrico e equalizando os fatores de confinamento. Na situação limite de um

guia de onda aproximadamente quadrado (dentro da precisão experimental), não teríamos diferenças entre as componentes de campo eletromagnético ortogonais, tornando os fatores de confinamento iguais e a sensibilidade à polarização seria nula. A diminuição no comprimento do dispositivo também minimiza a diferença de ganho ΔG , porém o efeito é muito menos pronunciado que o aumento de espessura. Para um menor comprimento L a corrente de operação para manter um determinado ganho no dispositivo aumenta, podendo provocar problemas com dissipação térmica e degradação a longo prazo.

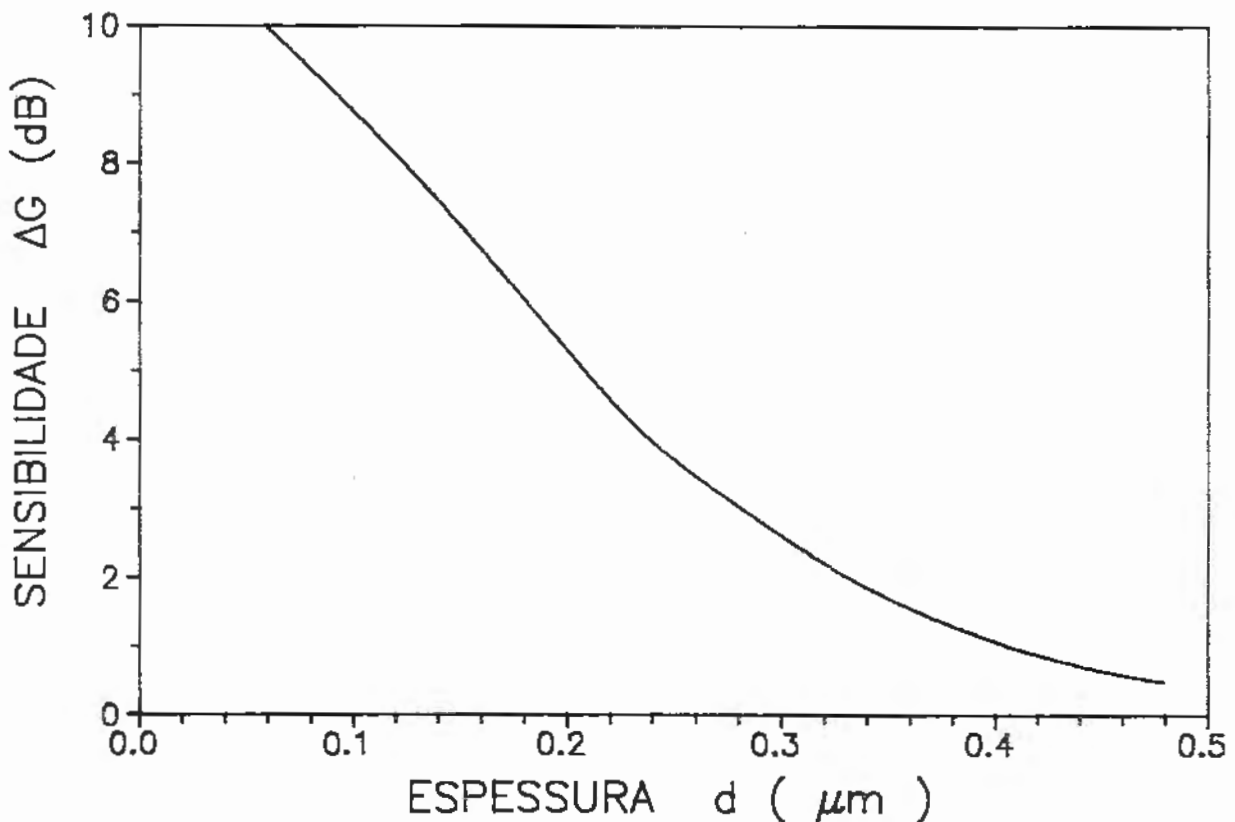


Fig. 2.9 - Sensibilidade à polarização do Amplificador Óptico, para diversas configurações de estrutura.

2.2.6) POTÊNCIA DE SAÍDA NA SATURAÇÃO

Um dos parâmetros mais importantes na avaliação do desempenho de um AOS é a potência de saída na saturação P_{ss} . Esta é definida como sendo o nível de potência ótica do sinal amplificado quando o ganho decrescer 3 dB em relação ao ganho em pequenos sinais (não saturado). As características de saturação de ganho são importantes para o desempenho de repetidores óticos lineares e amplificadores multiplexados em comprimento de onda ('WDM'), que operam em regime de alta potência [50,51]. A saturação do ganho de sinal ocorre pela depleção de portadores induzida pelo alto nível de emissão estimulada. A conseqüente redução na inversão de população faz com que diminua o coeficiente de ganho do material $[g_m = a(n - n_0)]$, refletindo-se diretamente sobre o ganho do sinal. A dependência de P_{ss} com a refletividade R e o ganho de passagem única G_s é mostrada na Fig. 2.10. As curvas foram calculadas [20] usando as equações de taxa extendidas para o caso multimodo (seção 2.2.1 e 2.2.2). Para cada curva, o regime de operação de Onda Caminhante ocorre na parte plana da curva e o regime FP na parte descendente a partir do ponto de inflexão.

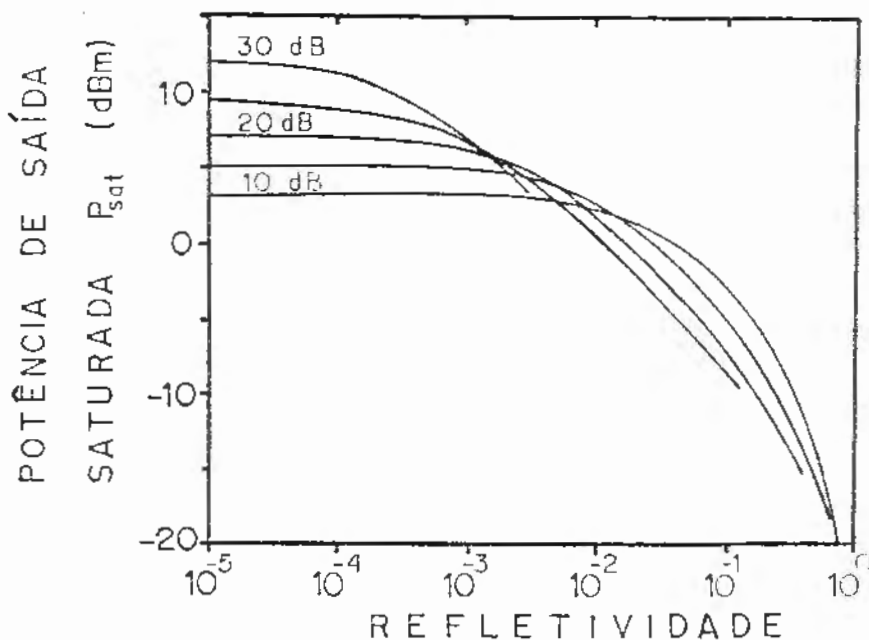


Fig. 2.10 - Potência de saída saturada P_{ss} em função da refletividade, para vários ganhos G_s .

De acordo com a Fig. 2.10, os AOS não ressonantes (Onda Caminhante), operando no regime de baixa refletividade, possuem grande vantagem sobre amplificadores ressonantes Fabry-Perot possuindo espelhos com alta refletividade. A potência de saturação P_{ss} do AOC é 20 dB maior que no AFP, devido à maior densidade de portadores e maior inversão de população conseguida na região. Outro efeito contrastante é o de que a P_{ss} do AFP decresce com o aumento do ganho G_s , ao passo que para o AOC a potência de saturação aumenta conjuntamente com o ganho.

A potência de saturação P_{ss} do AOC também depende dos parâmetros estruturais do dispositivo : comprimento L , largura W e espessura d da camada ativa. A largura W e espessura d , juntamente com o degrau de índice de refração ΔN ($\approx 10\%$), determinam o fator de confinamento Γ . Esta dependência, calculada pelo mesmo algoritmo, é mostrada na Fig. 2.11, onde a refletividade $R = 10^{-4}$ e a largura $W = 1 \mu\text{m}$.

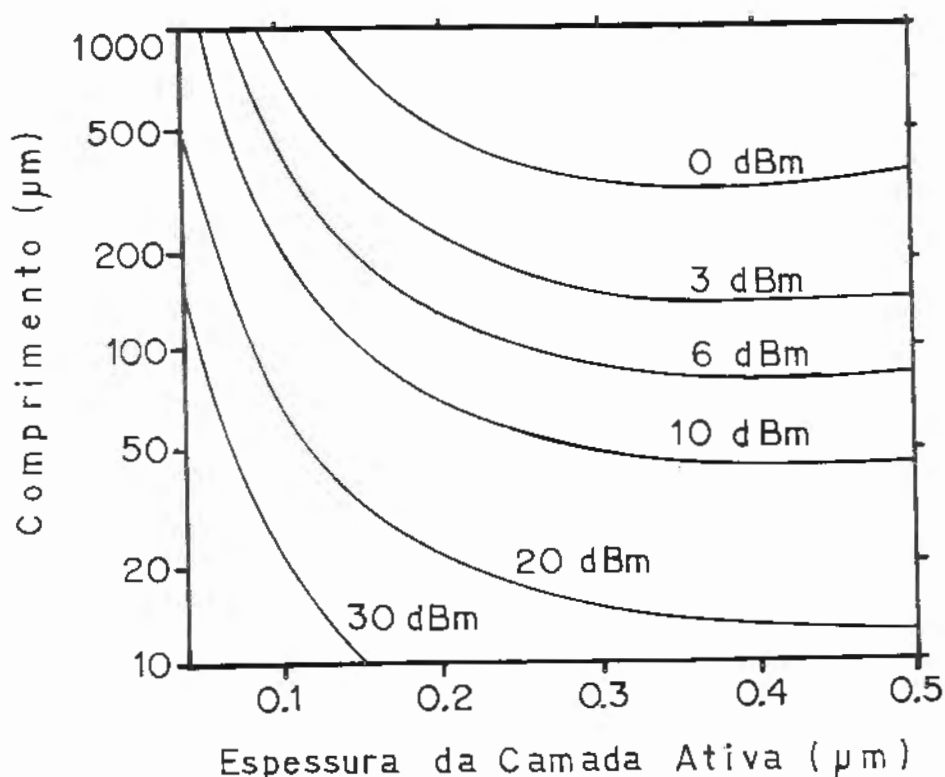


Fig. 2.11 - Potência de saída saturada em função dos parâmetros estruturais comprimento L e espessura d , para $\Delta N = 0,3\%$, $R = 10^{-4}$ e $W = 1 \mu\text{m}$.

Verifica-se teoricamente que a mesma potência de saída P_{ss} pode ser adquirida em dispositivos com pequena espessura d e grande comprimento L , ou inversamente, com grande espessura d e pequeno L . A operação do dispositivo com pequeno comprimento L , no entanto, envolve o uso de alta corrente para adquirir o coeficiente de ganho necessário, levando a problemas de dissipação térmica e confiabilidade. Esta condição de compromisso pode ser resolvida levando em conta outros fatores que influenciam o desempenho do AOS, como a diferença de ganho $\Delta G(TE/TM)$ e a figura de ruído do dispositivo.

Um efeito interessante que ocorre em AOS é o comportamento da P_{ss} em diferentes comprimentos de onda (λ_s) em relação ao pico da curva de ganho (λ_p). Se $\lambda_s \cong \lambda_p$ o ganho G_s é constante e decresce a partir de certa potência, como esperado. Se $\lambda_s < \lambda_p$, a potência de saturação P_{ss} e o ganho G_s são menores que para os valores de pico. Se $\lambda_s > \lambda_p$ o ganho G_s aumenta com o sinal de entrada em uma certa faixa, e a potência saturada P_{ss} é maior que nos dois casos anteriores.

A explicação para este último fenômeno baseia-se na dependência da curva de ganho com a densidade de portadores n e o comprimento de onda λ (ver Equações 2.1 e 2.2). A depleção de portadores da banda de condução, pelo excesso de emissão estimulada, muda o pico da curva de ganho λ_p para comprimentos de onda maiores. Portanto haverá mais ganho à medida que a potência de entrada aumenta, e conseqüentemente a potência de saída será maior. Este efeito mostra que o ganho do AOS satura homogeneamente sobre todo o espectro de ganho, tornando este aspecto importante para estudar características de intermodulação ("crosstalk"), em sistemas que usem multiplexação em comprimento de onda [50,51].

2.3) MODELAMENTO DE CAMADAS ANTI-REFLETORAS (AR)

A obtenção de camadas AR com ultra-baixa refletividade ($< 10^{-3}$ ou 0,1%), é um passo essencial para a fabricação de Amplificadores Óticos Semicondutores (AOS) de Onda Caminhante e na fabricação de Lasers de Cavidade Externa (LCE). O cálculo dos parâmetros de uma camada AR sob incidência normal de uma onda plana é imediato [58], e as fórmulas resultantes dadas abaixo :

$$n_f = \sqrt{n_0 \cdot n_a} \quad (2.26)$$

$$t = \frac{\lambda}{4 n_f} \quad (2.27)$$

onde n_f é o índice de refração do filme AR, t é a espessura do filme AR, n_a é o índice de refração do substrato, n_0 é o índice de refração do ar e λ é o comprimento de onda da radiação no vácuo.

No entanto, um modo fortemente confinado em um guia de onda dielétrico, como um diodo laser, apresenta condições diferentes de guiamento. Estas condições de guiamento tornam o modo mais fácil de ser representado matematicamente como um espectro angular de ondas planas. A dupla heteroestrutura de um laser semiconductor é apresentada esquematicamente na Fig. 2.12.

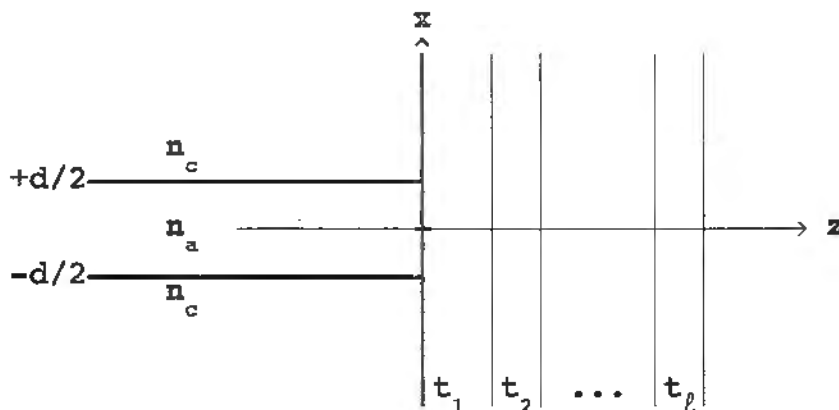


Fig. 2.12 - Guia de Onda Dielétrico Planar, onde n_a e n_c são os índices de refração das camadas ativa e confinante, d é a espessura da camada ativa, t_l é a espessura da l -ésima camada.

2.3.1) ANÁLISE ELETROMAGNÉTICA

A análise eletromagnética do guia de onda simétrico mostrado na Fig. 2.12, produz as seguintes equações para a distribuição de campo do modo fundamental TE_0 na interface laser/filme ($z = 0$)

$$E_0(x) = \begin{cases} A \cos(\kappa d/2) \exp[\gamma(d/2 - x)] & x \geq d/2 \\ A \cos(\kappa d/2) & |x| \leq d/2 \\ A \cos(\kappa d/2) \exp[\gamma(d/2 + x)] & x \leq -d/2 \end{cases} \quad (2.28)$$

$$\kappa^2 = n_a^2 k^2 - \beta_E^2 \quad (2.29)$$

$$\gamma^2 = \beta_E^2 - n_c^2 k^2 \quad (2.30)$$

onde β_E - constante de propagação do modo fundamental TE_0
 k - constante de fase ($k = 2\pi / \lambda$)

As variáveis γ e κ satisfazem a equação transcendental :

$$\gamma = \kappa \operatorname{tg}(\kappa d/2) \quad (2.31)$$

Analogamente, as equações para o modo fundamental TM_0 são mostradas abaixo, sendo β_M a constante de propagação do modo fundamental TM_0 .

$$H_0(x) = \begin{cases} B \cos(\xi d/2) \exp[\rho(d/2 - x)] & x \geq d/2 \\ B \cos(\xi d/2) & |x| \leq d/2 \\ B \cos(\xi d/2) \exp[\rho(d/2 + x)] & x \leq -d/2 \end{cases} \quad (2.32)$$

$$\xi^2 = n_a^2 k^2 - \beta_M^2 \quad (2.33)$$

$$\rho^2 = \beta_M^2 - n_c^2 k^2 \quad (2.34)$$

As variáveis ρ e ξ satisfazem a equação transcendental :

$$\rho = (n_o/n_a)^2 \xi \operatorname{tg}(\xi d/2) \quad (2.35)$$

O índice de refração efetivo do guia dielétrico, para as duas polarizações TE e TM, é definido como

$$n_{ef} = \beta / k \quad (2.36)$$

O espectro angular dos modos TE e TM é obtido através da Transformada de Fourier (TF) do modo incidente [23,25] :

$$f(s) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_2}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-ik_2 s x} dx \quad (2.37)$$

onde λ_2 é o comprimento de onda da luz no filme, $k_2 = 2\pi n_2/\lambda$ é a constante de propagação no filme, e $f(x)$ é a função que define a amplitude do campo elétrico E_0 ou do campo magnético H_0 no interior do guia de onda dielétrico da Fig. 2.12.

O parâmetro s na equação acima corresponde a $s = \operatorname{sen}(\theta)$, onde θ é o ângulo entre a onda plana transmitida e o vetor normal da superfície entre o laser e o filme. A extensão de s além de ± 1 permite a representação de ondas evanescentes.

Aplicando a Eq. (2.37) aos modos TE e TM na camada ativa onde $|x| \leq d/2$ e nas camadas confinantes onde $|x| \geq d/2$, obtém-se

$$f(s) = \frac{1}{\sqrt{\lambda_2}} \left\{ 2 \cos(\kappa d/2) \left[\frac{\gamma \cos(k_2 s d/2) - k_2 s \operatorname{sen}(k_2 s d/2)}{\gamma^2 + (k_2 s)^2} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\operatorname{sen}[(\kappa - k_2 s)d/2]}{(\kappa - k_2 s)} + \frac{\operatorname{sen}[(\kappa + k_2 s)d/2]}{(\kappa + k_2 s)} \right\} \left[\frac{d}{2} + \frac{1}{\gamma} \right]^{\frac{-1}{2}} \quad (2.38)$$

$$\tilde{f}(s) = \frac{n_a}{\sqrt{\lambda_2}} \left\{ 2 \cos(\xi d/2) \left[\frac{\rho \cos(k_2 s d/2) - k_2 s \sin(k_2 s d/2)}{\rho^2 + (k_2 s)^2} \right] + \right. \\ \left. \frac{\sin[(\xi - k_2 s)d/2]}{(\xi - k_2 s)} + \frac{\sin[(\xi + k_2 s)d/2]}{(\xi + k_2 s)} \right\} \left[\frac{d}{2} + \frac{n_a^2}{n_c^2 \rho} \right]^{-1/2} \quad (2.39)$$

A dependência angular de $f(s)$ para o modo TE_0 e de $\tilde{f}(s)$ para o modo TM_0 são mostradas na Fig. 2.13. Esta análise mostra que não é possível tratar um modo propagante em um guia dielétrico como uma onda plana, pois as componentes se distribuem sobre todo o espectro angular e incluem ondas evanescentes não propagantes. Nota-se também que o modo TM_0 apresenta maior concentração a baixos ângulos, atribuída ao menor fator de confinamento Γ_{TM_0} em relação ao fator Γ_{TE_0} .

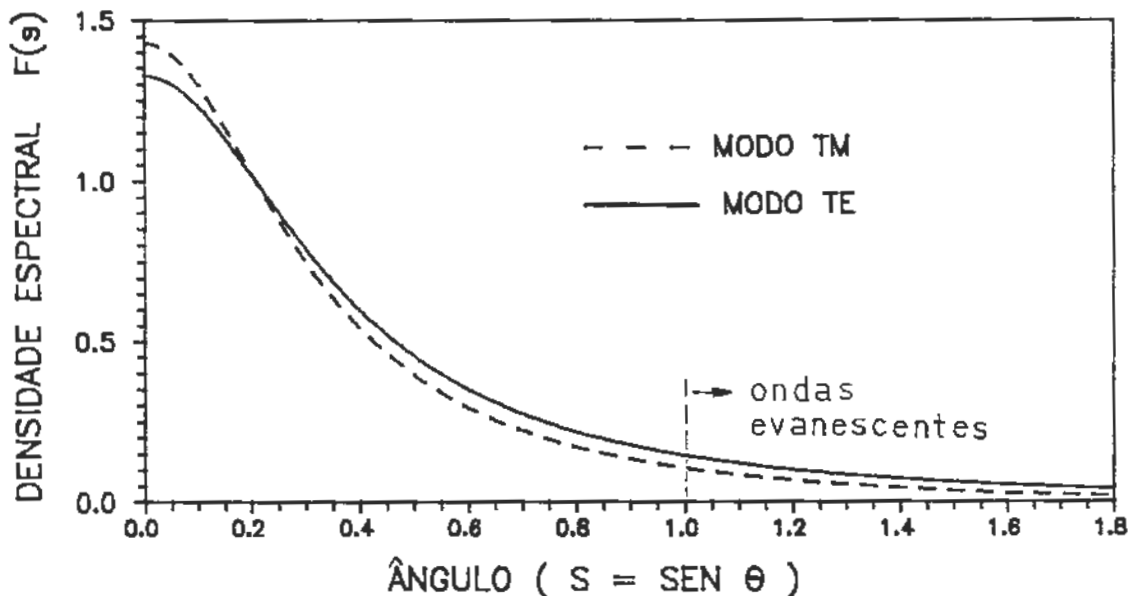


Fig. 2.13 - Espectro Angular dos Modos TE_0 e TM_0 , para valores típicos de um laser semiconductor ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, $n_a = 3,5$; $n_c = 3,20$; $W = 1,5 \mu\text{m}$; $d = 0,15 \mu\text{m}$).

2.3.2) CÁLCULO DA REFLETIVIDADE

Existem diversos tratamentos na literatura para o cálculo da refletividade dos espelhos de lasers semicondutores sem coberturas (Ikegami [59], Lewin [60]) e com camadas AR (Clarke [61], Saitoh [23], Eisenstein [21], Vassalo [24], Kaplan [22], Thylén [25]). Clarke e Eisenstein utilizam a aproximação de índice constante para a estrutura do guia de onda. Saitoh, baseado na análise de Fourier, separa os cálculos na camada ativa e confinante. Kaplan e Vassalo desenvolveram métodos mais exatos, mas muito trabalhosos do ponto de vista computacional. Thylén baseou seu trabalho nos estudos de Kaplan, mas truncando a análise e aproximando o índice de refração da estrutura como constante e igual ao índice efetivo do modo guiado (comparável ao enfoque "camada fictícia de espessura zero" de Vassalo [24]).

O modelo aqui apresentado foi proposto por Thylén[25]. Ele foi selecionado dada sua facilidade de implementação numérica e possibilidade de cálculos de otimização. Aproximando o índice de refração da estrutura por uma constante n_0 , o coeficiente de reflexão de amplitude da estrutura planar é dado por [22]

$$r = \int_{-\infty}^{+\infty} f(s) f^*(s) R(s, n_0) ds \quad (2.40)$$

onde $f^*(s)$ é o complexo conjugado do espectro angular e $R(s)$ o coeficiente de reflexão de amplitude de uma onda plana incidindo sob ângulo $\theta = \sin^{-1}(s)$. A refletividade R (de intensidade ou potência) é dado por

$$R = | r |^2 \quad (2.41)$$

O método mais geral para cálculo de $R(s)$ em filmes multicamadas, como na Fig. 2.12, é baseado [58] em uma formulação matricial das condições de contorno nas camadas individuais, derivada das Equações de Maxwell. Através dessa análise, mostra-se que a j -ésima camada pode ser representada por uma matriz $[2 \times 2]$ como a dada abaixo

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & i p_j^{-1} \sin \delta_j \\ i p_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

$$\delta_j = \frac{2 \pi}{\lambda} \left(n_j t_j \cos \theta_j \right) \quad (2.43)$$

$$p_j = \begin{cases} n_j \cos \theta_j & \text{modo TE} \\ n_j / \cos \theta_j & \text{modo TM} \end{cases} \quad (2.44)$$

onde n_j é o índice de refração , t_j é a espessura e θ_j o ângulo de refração da componente angular na j -ésima camada.

A quantidade $(n_j t_j \cos \theta_j)$ é geralmente conhecida como espessura ótica efetiva da camada para um ângulo de refração θ_j . O termo p_j é chamado de índice de refração efetivo (não modal), sendo dependente da polarização. O ângulo θ_j é obtido por meio da Lei de Snell e do ângulo de incidência θ_0 , onde $s = \sin \theta_0$.

$$\theta_j = \arcsen \left(\frac{n_0}{n_j} \sin \theta_0 \right) = \arcsen \left(\frac{n_0}{n_j} s \right) \quad (2.45)$$

A representação matemática completa do filme multicamadas é dada pela matriz produto M :

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = M_1 \cdot M_2 \cdot \dots \cdot M_j \cdot \dots \cdot M_\ell \quad (2.46)$$

onde $j = 1, 2, \dots, \ell$ - onde ℓ é o n^o de camadas no filme AR .

O coeficiente de reflexão de amplitude $R(s)$ da estrutura planar é calculado a partir dos elementos da matriz M pela fórmula :

$$R(s) = \frac{(m_{11} + m_{12}p_1) p_1 - (m_{21} + m_{22}p_1)}{(m_{11} + m_{12}p_1) p_1 + (m_{21} + m_{22}p_1)} \quad (2.47)$$

Para o caso de monocamada, o coeficiente $R(s)$ se reduz a

$$R(s) = \frac{r_{12}(s) + r_{23}(s) e^{2i\delta(s)}}{1 + r_{12}(s) r_{23}(s) e^{2i\delta(s)}} \quad (2.48)$$

onde $r_{12}(s)$ é o coeficiente de reflexão de Fresnel para a interface guia de onda / filme, $r_{23}(s)$ é o coeficiente para a interface filme / ar, e $\delta(s)$ é dado pela Eq. (2.43). Os coeficientes de reflexão de Fresnel são mostrados abaixo, sendo que os ângulos θ_0 e θ_1 estão relacionados pela equação de Fresnel $n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1$, equivalente à Eq. (2.44).

$$r_{12}(s) = \left[\frac{n_0 \cos \theta_0 - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta_0 + n_1 \cos \theta_1} \right] \quad (2.49)$$

$$r_{23}(s) = \left[\frac{n_1 / \cos \theta_1 - n_2 / \cos \theta_2}{n_1 / \cos \theta_1 + n_2 / \cos \theta_2} \right] \quad (2.50)$$

O argumento heurístico usado na aproximação para o cálculo do coeficiente de reflexão de amplitude $R(s, n_0)$, na Eq. (2.47) ou (2.48), baseia-se nas seguintes condições :

- Se a espessura da camada ativa d_a tornar-se muito pequena, o índice n_0 deve aproximar-se do índice da camada confinante n_c .
- Se d_a tornar-se muito grande, n_0 deve aproximar-se do índice da camada ativa n_a .
- Em situações intermediárias n_0 deve situar-se entre os índices n_a e n_c , de modo a se ajustar à fração de potência propagando-se em cada região.

O uso do índice de refração efetivo ($n_{ef} = \beta/k$), calculado através das equações transcendentais para cada modo, preenche as condições dadas acima e propicia uma grande simplificação no esforço computacional requerido. A comparação deste método com outros propostos na literatura [25], mostra que os desvios nos resultados obtidos ficam compreendidos dentro da precisão experimental do processo de deposição de camadas AR.

2.3.4) ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS

Aplicando o método apresentado ao cálculo de camadas AR, investigamos a dependência da refletividade com os parâmetros do filme (índice de refração e espessura) e da estrutura do laser (largura W , espessura d_a , índices de refração n_a e n_c). Valores estruturais típicos de lasers DCPBH fabricados no CPqD-TELEBRAS ($W = 1,5 \mu\text{m}$; $d_a = 0,15 \mu\text{m}$; $n_a = 3,53$; $n_c = 3,20$; $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$), foram utilizados nos cálculos efetuados [23]. A dependência da refletividade do modo TE_0 , em função da espessura e índice de refração da camada AR, são mostrados na Fig. 2.14.

A curva de refletividade apresenta valor muito baixo ($R < 10^{-6}$), na condição de índice e espessura otimizada. No entanto a tolerância para obtenção dessa refletividade é muito pequena, exigindo controle muito preciso do índice de refração e da espessura do filme.

O controle do índice de refração de um material dielétrico, depositado como filme fino, é uma tarefa tecnológica complexa. Existe uma classe de óxidos com propriedades óticas e mecânicas úteis, que possuem fases com composição semelhante mas índices de refração distintos. Entre estes destacamos o monóxido de silício SiO . Variando continuamente a composição estequiométrica destes materiais entre as duas fases, através das condições de deposição do filme fino, podemos obter o índice de refração desejado. As variáveis a serem controladas são as condições de deposição como taxa de deposição, presença de atmosfera reativa, temperatura do substrato, radiação ionizante ultravioleta, entre outras. O estudo realizado no sentido de dominar as técnicas necessárias a esse controle são descritas no capítulo III.

A dependência dos valores ótimos de índice de refração e espessura da camada AR que minimizam a refletividade do modo TE, como função da espessura da camada ativa do laser (d_a), é investigada nas Figuras 2.15 e 2.16, respectivamente. O cálculo é realizado para um comprimento de onda $\lambda = 1,31 \mu\text{m}$, índice de refração da camada ativa $n_a = 3,53$ e $n_c = 3,20$. Na condição extrema de espessura d nula, vemos que as curvas tendem aos valores $\sqrt{n_c} = 1,78$ e espessura normalizada $t_n = 0,25$. Inversamente, quando d_a aumenta para valores superiores a $1 \mu\text{m}$, as condições de índice se aproximam de $\sqrt{n_a} = 1,88$ e novamente de $t_n = 0,25$. Estes valores são válidos para a aproximação de onda plana, dados pelas Eqs. (2.26) e (2.27).

As tolerâncias envolvidas no processo de fabricação de monocamadas AR podem ser estimadas através da Fig. 2.17, onde a refletividade é parametrizada como função do índice de refração e espessura do filme. As polarizações TE_0 e TM_0 são estudadas a fim de verificar a superposição das regiões de operação e a coincidência ou não dos pontos de mínima refletividade.

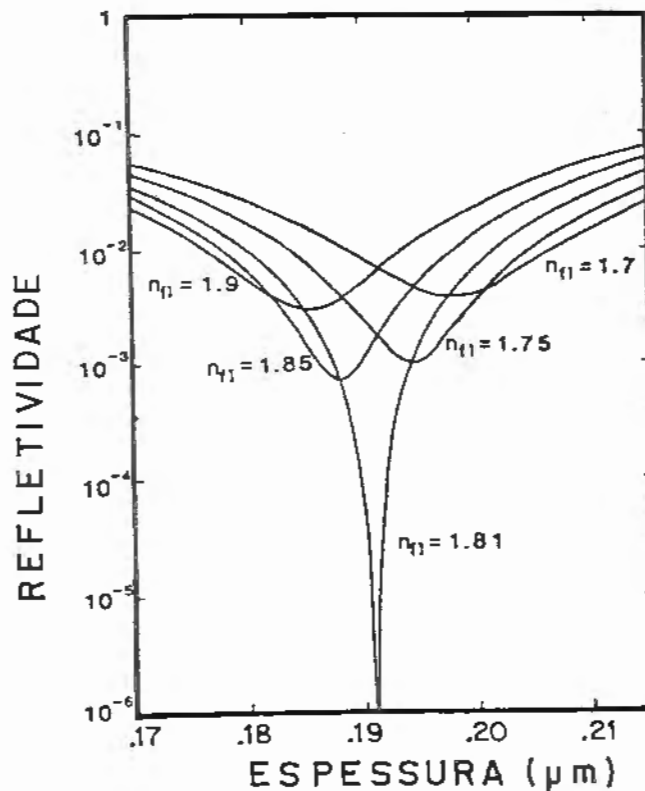


Fig. 2.14 - Gráfico relacionando Refletividade da camada AR com espessura e índice de refração do filme depositado (modo TE).

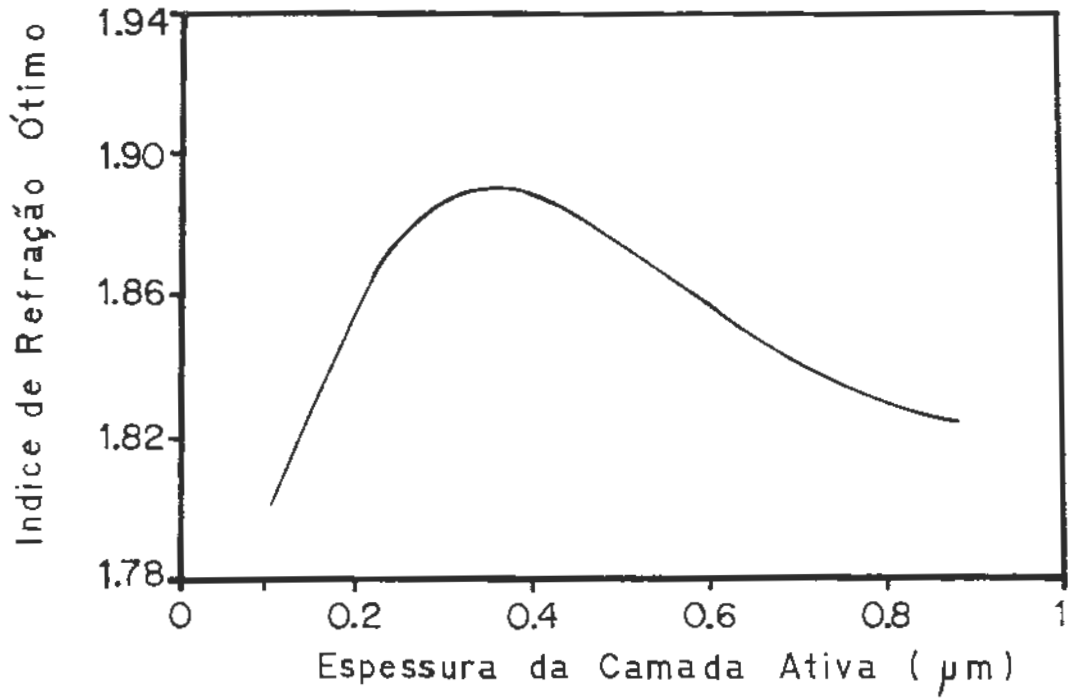


Fig. 2.15 - Índice de refração otimizado (n_{opt}) da camada AR em função da espessura da camada ativa.

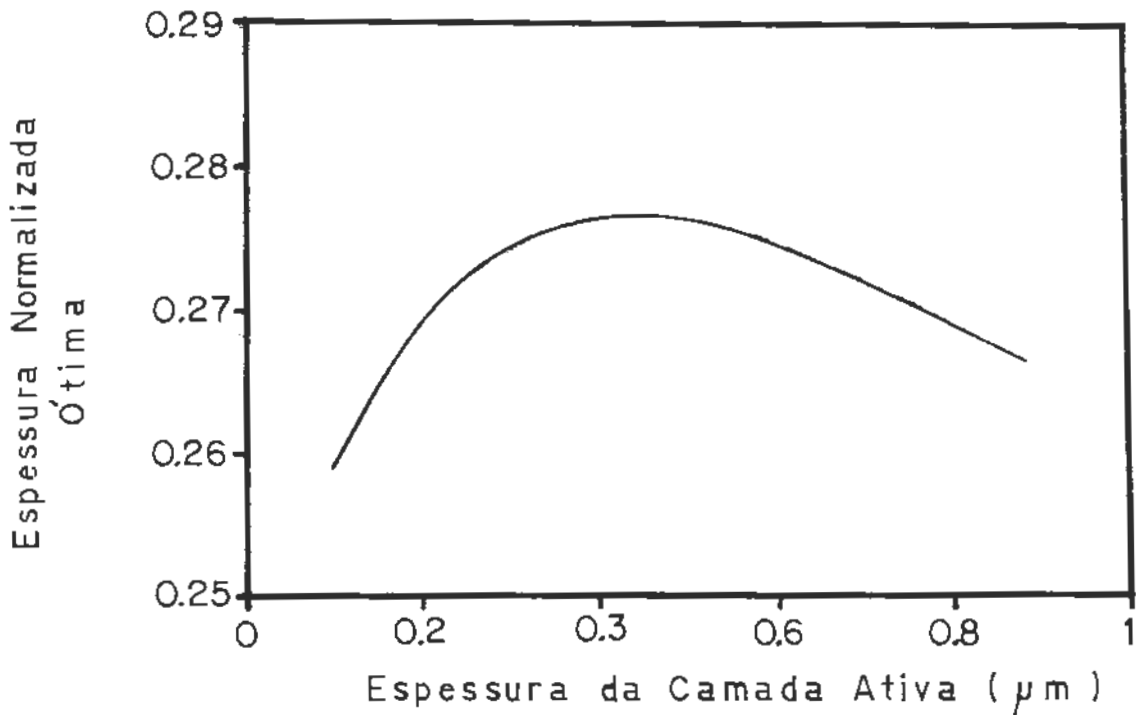


Fig. 2.16 - Espessura normalizada ótima ($t_n = n_{opt} t_{opt} / \lambda$) da camada AR em função da espessura da camada ativa.

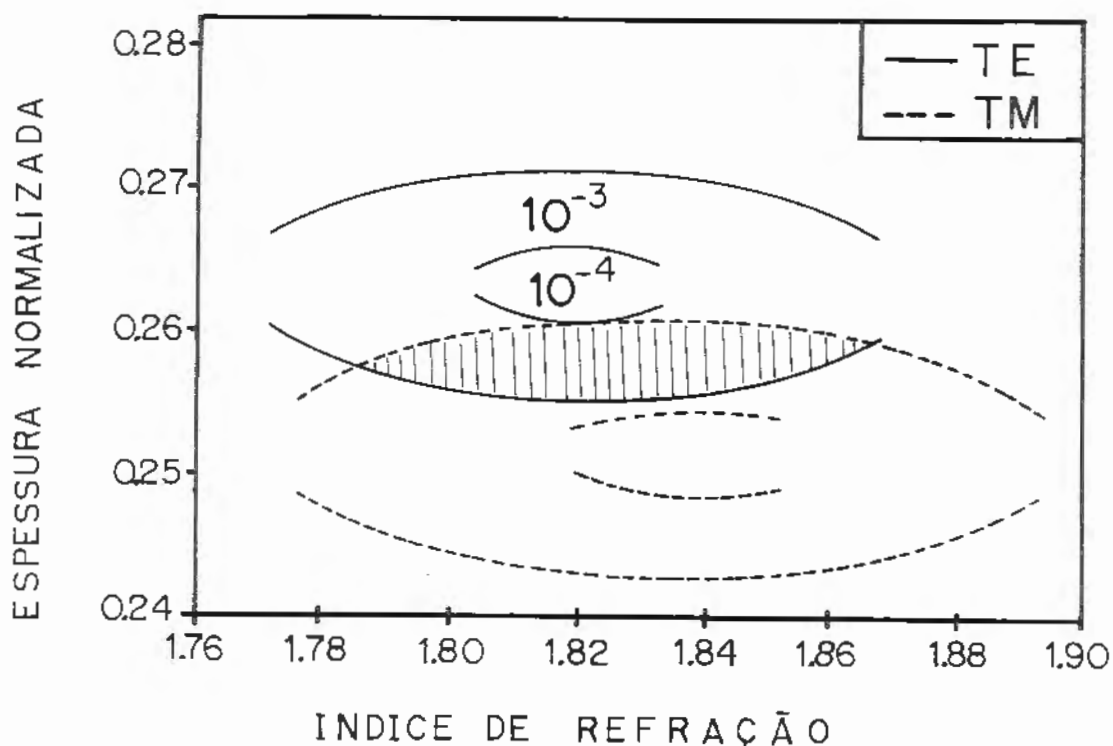


Fig. 2.17 - Refletividade dos modos TE e TM parametrizados em função do índice de refração n_{ar} e espessura normalizada t_n [25].

A principal conclusão obtida da Fig. 2.17 é de que não é possível, para o conjunto de valores utilizado, conseguir uma camada AR com refletividade menor que 10^{-4} nas duas polarizações simultaneamente. Este efeito deve ser atribuído à assimetria da camada ativa ($W/d \approx 10$), que produz índices de refração efetivos e uma distribuição angular diferentes para cada modo.

As tolerâncias na fabricação das camadas AR, estimadas a partir da Fig. 2.17, estão relacionadas na Tabela 2.2. Nota-se que a variação de cada parâmetro implica que o outro parâmetro assume o valor ótimo. Nota-se também uma tendência geral de exigências menores sobre o modo TM, que pode ser atribuído ao menor fator de confinamento Γ_{TM} e conseqüente distribuição espectral angular concentrada a baixos ângulos (ver Fig. 2.13).

Praticamente foi possível controlar o índice de refração com tolerâncias da ordem de 0,01 a 0,02 (ver seção 3.3). Esta margem é duas a três vezes menor que a tolerância requerida para refletividades menores que 10^{-3} , mas ainda acima do limite para refletividades menores que 10^{-4} . O controle de espessura não atinge a precisão apresentada na tabela, devido a problemas instrumentais. No entanto, existe grande variação individual entre as características dos lasers usados nas experiências, tornando sem sentido o controle de espessura neste nível de precisão. Experimentalmente, a espessura ótima é controlada por meios indiretos, como veremos na seção 3.4, através de monitoração em tempo real de uma variável (ótica ou elétrica) diretamente relacionada à refletividade. Isto nos permite interromper o processo de deposição quando o ponto de mínima refletividade individual é atingido, transferindo a exigência de precisão para o sistema de monitoração em tempo real.

Tabela 2.2 - Tolerâncias envolvidas na fabricação de monocamadas AR.

	MODO	VALOR	T O L E R Â N C I A			
			$R \leq 10^{-3}$		$R \leq 10^{-4}$	
Índice de Refração	TE	1,82	± 0,05	2,8 %	± 0,015	0,8 %
	TM	1,84	± 0,06	3,3 %	± 0,017	0,9 %
	TE e TM	1,83	± 0,04	2,2 %	-----	
Espessura (Å)	TE	1900	± 60	3,2 %	± 18	0,9 %
	TM	1800	± 65	3,6 %	± 20	1,1 %
	TE e TM	1850	± 18	1,0 %	-----	

Estudos recentes mostram que essa dificuldade pode ser contornada pelo uso de filmes AR com duas camadas e/ou pelo aumento de espessura e largura da camada ativa [24,39,45], e também diminuindo o degrau de índice de refração entre a camada ativa e confinante [25]. Isto mostra que a assimetria da camada ativa, discutida na seção (2.2.5), deve ser minimizada de modo a conseguir equalizar o ganho dos modos TE e TM e simultaneamente os pontos de mínima refletividade.

2.4) CONCLUSÃO

Através da modelagem matemática desenvolvida para o laser semiconductor (seção 2.2) e para camadas AR (seção 2.3), foram elucidadas algumas das principais características da amplificação ótica em dispositivos semicondutores.

Um laser semiconductor, projetado para apresentar alta eficiência quando operado como oscilador, mostrou que suas características estruturais não são otimizadas para funcionar como amplificador ótico. A assimetria de sua camada ativa ($W/d \cong 10$) produz grande sensibilidade à polarização, apresentando ganhos diferentes para os modos TE e TM. Para um enlace de comunicações óticas, onde a polarização de entrada da radiação ótica na entrada do amplificador não é controlada, isto introduz penalidades inaceitáveis na taxa de erro binária. A modelagem mostra também que parâmetros como potência de saída de saturação, figura de ruído e perdas por acoplamento podem ser otimizados.

Esta assimetria de forma introduz dificuldades no projeto de camadas AR, impossibilitando a obtenção de mínimos de refletividade coincidentes para os modos TE e TM. A faixa de operação onde ambas as refletividades são menores que o valor necessário para operação como AOC ($G_g = 20 \text{ dB} \Rightarrow R < 0,2 \%$), torna-se restrita prejudicando o desempenho do dispositivo.

Torna-se evidente, a partir destes dados, que a obtenção de um AOC com melhores características necessita ainda de maiores esforços. Deve ser projetada uma estrutura que minimize a sensibilidade à polarização e perdas por acoplamento, assim como filmes AR eficientes com duas ou mais camadas. Experimentalmente devem ser desenvolvidas técnicas que possibilitem a implementação prática dos resultados teóricos.

CAPÍTULO III

3) FABRICAÇÃO DE CAMADAS AR

Neste capítulo estão descritas as atividades realizadas na fase de pesquisa e controle das variáveis envolvidas no crescimento de camadas AR. Isto envolveu o contínuo aperfeiçoamento dos equipamentos e técnicas de operação, necessárias ao alto grau de controle sobre as variáveis do processo consideradas mais relevantes.

3.1) FILMES FINOS E CAMADAS ANTI-REFLETORAS

O campo da ótica de filmes finos possui uma história longa e ilustre, começando pela descoberta dos "anéis de Newton" em 1650, por Robert Boyle e Robert Hooke, assim como outros fenômenos descobertos na mesma época. Uma teoria da natureza da luz que explicasse esses efeitos demorou no entanto quase 150 anos a ser desenvolvida. Em 1801 Thomas Young enunciou o princípio da interferência da luz, seguido por Agustin Jean Fresnel em 1832 que produziu as leis de reflexão e refração, fundamentais para o estudo de interferência em filmes finos. Finalmente em 1873 James Clerk Maxwell publicou "*A Treatise on Electricity and Magnetism*", e todas as ferramentas matemáticas básicas estavam prontas para análise eletromagnética em problemas de filmes finos.

A tecnologia de vácuo, no entanto, somente adquiriu o efetivo domínio dos processos de produção de filmes em 1930 com as bombas difusoras a óleo, possibilitando a produção de camadas refletoras e antirefletoras por evaporação em vácuo de materiais dielétricos, metálicos e semicondutores [62-63]. A evolução técnica e de materiais provocou aumento explosivo das aplicações em ótica, astronomia e fotografia, até a atual indústria de semicondutores que a tornou uma de suas principais ferramentas. Dos ramos da ótica de filmes finos [64], o campo de camadas AR obteve maior impacto na tecnologia moderna, sendo ainda hoje o mais utilizado. Esta técnica encontra agora nova aplicação na área de Amplificadores Óticos Semicondutores, onde são requeridas refletividades ultrabaixas ($<10^{-3}$), exigindo controle rigoroso dos parâmetros índice de refração e espessura das camadas AR [21-27].

O controle do índice de refração exige um material em que se possa variar em uma certa faixa esse valor, sem que percam suas características de estabilidade, durabilidade e aderência. Entre os dielétricos utilizados na confecção de monocamadas AR estão o monóxido de silício SiO_x [65], o monóxido de zircônio ZrO_x e o nitreto de silício Si_xN_y [26]. Estes são materiais não estequiométricos cujo índice de refração pode ser ajustado através das condições de deposição. O material cujas características são melhor conhecidas é o monóxido de silício SiO [65], um dos primeiros dielétricos estudados por causa de sua facilidade de evaporação. A pressão de vapor do SiO é suficientemente alta para produzir taxas de evaporação práticas (10^{-2} mbar a 1050°C / 1 mbar a 1400°C) em temperaturas relativamente baixas. A curva Pressão de Vapor versus Temperatura para SiO e outros materiais é mostrada na Fig. (3.1). O SiO é um dielétrico que evapora por sublimação (sólido \rightarrow gasoso) nas condições de deposição usadas, resultando em pouco contato com as paredes do cadinho de aquecimento. Também resulta em contaminação reduzida do depósito por material do cadinho. Forma um filme uniforme, amorfo e adere a muitos metais e dielétricos. É quimicamente inerte a condições ambientais normais.

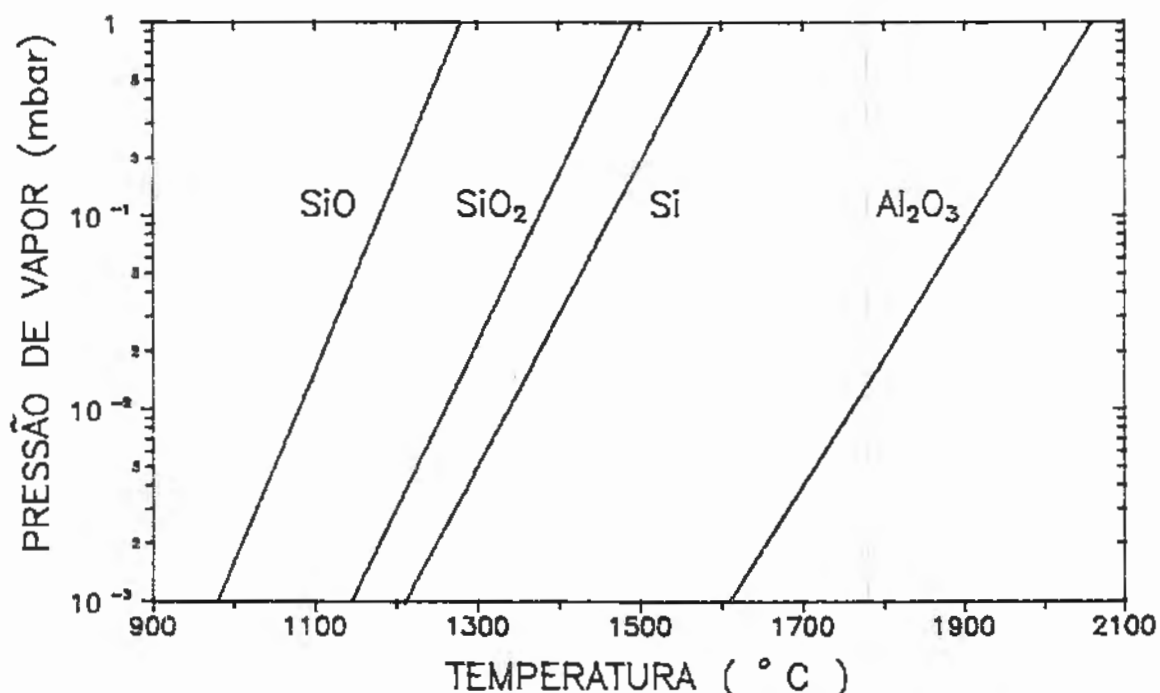


Fig. 3.1 - Curva Pressão de Vapor versus Temperatura para monóxido de silício SiO , sílica SiO_2 , silício Si e alumina Al_2O_3 .

3.2) INVESTIGAÇÃO SOBRE DEPOSIÇÃO DE CAMADAS AR

Nossa primeira tentativa de confecção de camadas AR sobre substratos de Fosfeto de Índio (InP) foi realizada em uma evaporadora Leybold Modelo UNIVEX 300. O equipamento consiste de : câmara de vácuo em aço inox tipo campânula ; bomba turbomolecular NT-360 e controlador eletrônico de rotação ; "electron-beam gun" com cadinho refrigerado, fonte de tensão e corrente ; medidores de alto e baixo vácuo (10^{+3} mbar a 10^{-6} mbar) ; monitor de espessura INFICON-XTM com cristal de quartzo oscilante (6 MHz).

Na época ainda estava em processo de aquisição o pedido de monóxido de silício SiO com grau de pureza elevado (99,8 %) para fins de pesquisa. Demos início à pesquisa usando o material disponível (alumina - Al_2O_3) e o equipamento/peças já adaptado à deposição de lasers e substratos.

3.2.1) PROCEDIMENTO DE LIMPEZA DE SUBSTRATOS DE InP

Durante o processo de calibração do crescimento de filmes finos de SiO_x sobre substratos de Fosfeto de Índio (InP) e Silício (Si), foi necessária a adoção de um procedimento padrão para manipulação e limpeza dos substratos utilizados. Este procedimento se divide em três partes, descritas a seguir :

- Manuseio : feito sempre com pinças de aço inox e luvas trocadas regularmente. Os substratos são guardados em recipientes de teflon dentro de armários com atmosfera de nitrogênio seco.

- Limpeza orgânica : os substratos são mergulhados em isopropanol e agitados, depois colocados sobre papel filtro e esfregados levemente em vários sentidos, com cotonete embebido em isopropanol, para retirada de pó e fragmentos de clivagem. Após isso são mergulhados novamente e secos com jato de nitrogênio.

- Polimento químico : usado para retirar óxidos e demais impurezas superficiais, para que o material não apresente ondulações nem contaminação. O substrato sofre ataque químico por 60 segundos em solução de 50 ml de HF (ácido fluorídrico) e 50 ml de H_2O (água deionizada - DI). A seguir lavagem em água DI corrente por 10 minutos. Retirar e secar as amostras com jato de nitrogênio para imediata colocação na câmara de vácuo ou ambiente com atmosfera seca de nitrogênio.

3.2.2) ELIPSÔMETRIA

A medida do índice de refração e espessura da camada dielétrica depositada foi feita através do elipsômetro (Fig. 3.2). A técnica de elipsometria consiste em incidir obliquamente radiação laser linearmente polarizada sobre o filme e medir os ângulos em que ocorre extinção, através de um arranjo de polarizadores cruzados. Os substratos são colocados próximos ao laser na câmara de vácuo, de modo a não ocorrer variação de espessura do filme durante a deposição. A radiação linearmente polarizada do laser de HeNe é transformada em circularmente polarizada pela placa $\lambda/4$. Passando pelo polarizador P₁, incide em ângulo sobre a amostra e é refletido, passando pelo polarizador P₂ (analisador) e sendo coletado pelo fotodetector. O sinal é amplificado e aciona o galvanômetro. O procedimento de operação do elipsômetro é descrito no Apêndice 1. Os dados obtidos, 4 medidas de ângulos (P₁, A₁, P₂ e A₂), são usados no programa Elipse, que fornece o índice de refração e espessura do filme depositado sobre a amostra. O uso do programa também é descrito no Apêndice 1.

O Elipsômetro Gaertner é composto de :

- Laser HeNe Melles-Griot e fonte de alta tensão.
- Lâmina quarto de onda ($\lambda/4$).
- Mesa regulável em altura que suporta a amostra.
- Polarizador e Analizador, com escalas graduadas (0 a 360 graus) e precisão de 0,1 grau.
- Fotodetector, Amplificador de ganho variável e Galvanômetro.
- Suporte de laser, regulável em 30 , 50 ou 70 graus.

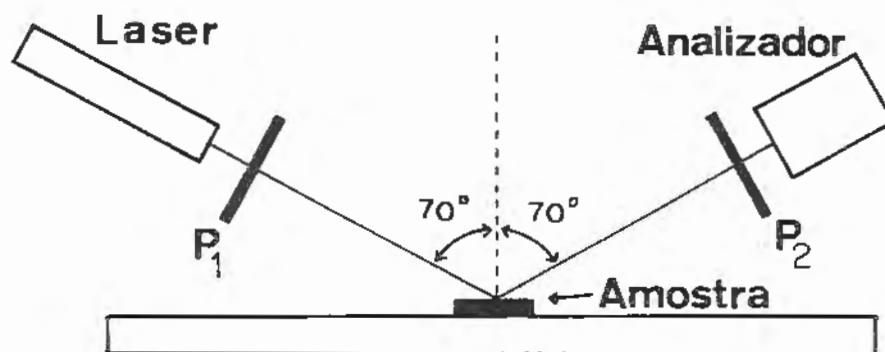


Fig. 3.2 - Elipsômetro

3.2.3) OBTENÇÃO DOS PARÂMETROS DE SUBSTRATOS DE InP

Após o estabelecimento do melhor método de limpeza, partimos para a obtenção das constantes elipsométricas dos substratos de InP. O procedimento para a obtenção destes dados e da operação do elipsômetro está descrito no Apêndice 1, onde estão definidos os parâmetros utilizados. Os dados obtidos a partir de 5 substratos são mostrados na Tabela 3.1, abaixo :

Tabela 3.1 - Dados obtidos por Elipsometria - InP

AMOSTRA	P1	A1	P2	A2	ÍNDICE	K
1 - a	56,0	8,9	145,9	172,0	3,5130	0,1057
b	55,8	9,1	146,0	172,0	3,5218	0,1062
2 - a	55,7	9,0	146,5	171,5	3,5390	0,1107
b	56,0	8,9	146,7	171,8	3,5165	0,1105
3 - a	55,6	8,9	146,5	171,5	3,5347	0,1096
b	55,6	9,0	146,4	171,6	3,5357	0,1091
4 - a	55,8	8,9	145,9	171,5	3,5382	0,1078
b	55,7	8,9	146,1	171,6	3,5322	0,1075
5 - a	56,5	9,0	146,8	171,9	3,5084	0,1141
b	56,9	8,9	146,7	171,9	3,5029	0,1141

A representação estatística dos resultados é apresentada a seguir :

$$\bar{X} = \bar{X} \pm T S / \sqrt{n} \quad (3.1)$$

onde os símbolos são dados por : \bar{X} - média aritmética ;
 S - desvio padrão amostral ; n - número de medidas (n = 10) ;
 T = 2,26 valor da distribuição bilateral de Student para $\phi = 9$
 (ϕ = graus de liberdade = n - 1) e nível de significância de 5% ;

N - Parte real índice : média = 3,52 ; desvio = 0,01 .

K - Parte imaginária : média = 0,109 ; desvio = 0,003 .

Portanto as constantes obtidas para os substratos são :

$$N = 3,524 \pm 0,009$$

$$K = 0,109 \pm 0,002$$

3.2.4) DEPOSIÇÃO DE ALUMINA (Al_2O_3) POR FEIXE DE ELÉTRONS

A evaporação e deposição de material dielétrico por meio de feixe eletrônico ("electron-beam"), em ambiente de alto-vácuo (10^{-6} mbar), consiste em focalizar o feixe de elétrons de alta energia em uma pastilha de material dielétrico ou metálico, situada dentro de um cadinho refratário refrigerado. O material é localmente aquecido a altas temperaturas, evaporando e se depositando sobre toda a superfície interior da câmara de vácuo, incluindo os substratos a serem recobertos. A taxa de evaporação é controlada pela energia do feixe, que por sua vez é função da tensão de aceleração do feixe (até 10 kV) e corrente da fonte de elétrons (até 1000 mA). Como o aquecimento do material a ser evaporado é localizado, a possibilidade de ocorrência de reações químicas entre a parede do cadinho e o material é reduzida, aumentando muito a pureza do filme depositado.

O processo de evaporação de filmes finos de alumina por feixe de elétrons revelou uma série de problemas, que torna a deposição de camadas AR inviável. Estes são enumerados abaixo :

- Ocorrência de descargas eletrostáticas no interior da câmara de vácuo, ocasionado pelo aprisionamento de cargas elétricas livres no dielétrico evaporado. Estas descargas chegavam por vezes a acionar o dispositivo de segurança da fonte de corrente do feixe de elétrons, interrompendo o processo.

-Os valores da taxa de crescimento e espessura final do filme depositado, fornecidos por um cristal oscilador de quartzo, eram afetados pelos campos eletrostáticos e descargas, levando a erro no processo.

- Não é possível o controle do índice de refração do filme de alumina depositado, dentro da faixa necessária para a obtenção de camadas AR com as especificações exigidas (Tabela 3.2).

Foram feitas várias evaporações exploratórias em substratos de InP, e os filmes obtidos caracterizados por elipsometria. Os resultados são apresentados na Tabela 3.2, onde as variáveis P1, A1, P2 e A2 são os ângulos (graus) obtidos por elipsometria.

Tabela 3.2 - Dados de espessura e índice de refração - Alumina

AMOSTRA	P1	A1	P2	A2	ÍNDICE	ESPESSURA
4 - a	95,6°	32,7°	186,3°	150,8°	1,548	683,2 Å
b	91,2°	26,8°	181,9°	156,1°	1,552	519,3 Å
5 - a	85,8°	22,3°	175,9°	159,8°	1,502	406,7 Å
b	91,7°	27,4°	183,6°	155,5°	1,579	530,1 Å
6 - a	78,9°	18,2°	169,3°	164,2°	1,552	267,4 Å
b	80,1°	18,3°	170,5°	163,4°	1,579	277,8 Å
7 - a	87,9°	23,9°	178,9°	158,3°	1,537	445,7 Å
b	94,3°	30,3°	184,8°	152,6°	1,548	624,1 Å

3.2.5) DEPOSIÇÃO DE MONÓXIDO DE SILÍCIO (SiO) POR FEIXE DE ELÉTRONS

Após a aquisição de SiO grau de pesquisa (Leybold - pureza 99,8%), foram realizadas experiências com o objetivo de verificar se ocorreriam os mesmos problemas que na evaporação de alumina. O SiO, sob a forma de grânulos negros, foi colocado no cadinho e se procedeu ao ciclo completo de vácuo. Ao se iniciar o aquecimento pelo feixe de elétrons foi observado que o dielétrico reagia violentamente e saltava para fora do cadinho, espalhando-se pela câmara. Ao fim de algum tempo não restava material no cadinho e o processo era abortado.

A adaptação deste sistema de evaporação por feixe de elétrons ao uso de SiO implicaria em muitas mudanças no sistema (troca de cadinho, reposicionamento de componentes, entre outras), necessárias para eliminação dos problemas citados. Levando em conta que esta evaporadora estava dedicada à operação com alumina e que se pretendia fazer uso intensivo de SiO, optamos por tornar operacional uma evaporadora térmica (Edwards EC-18). Este equipamento, apesar de antigo (fabricado em 1965), estava funcional e disponível para uso irrestrito.

3.2.6) EVAPORAÇÃO TÉRMICA DE MONÓXIDO DE SILÍCIO (SiO)

A evaporação térmica [62-63] baseia-se no aquecimento resistivo por alta corrente (até 500 ampéres) de um cadinho metálico, onde o material é aquecido por contato direto com as paredes e evapora (por sublimação no caso do SiO). Isto impõe restrições severas sobre o material de construção do cadinho, que deve possuir alto ponto de fusão e ser quimicamente inerte. Os metais refratários Tântalo (Ta) e Tungstênio (W) preenchem estes requisitos, além de serem baratos e maleáveis podendo ser moldados nas mais diversas formas. O material recomendado para evaporação térmica de SiO é o Tântalo (Ta - ponto de fusão 3000 °C). O cadinho possui cobertura vazada que minimiza a ejeção de material devido à reação violenta que sofre ao ser aquecido. O cadinho com cobertura vazada e suas dimensões pode ser visto na Fig. (3.3).

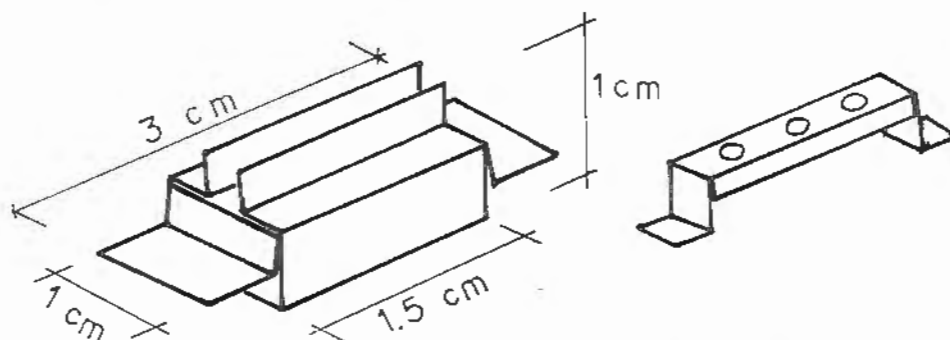


Fig. 3.3 - Cadinho de Tântalo com cobertura vazada

Filmes de SiO_x depositados sobre substratos de silício (Si) apresentaram ótima aderência. Mesmo após vários meses de exposição à atmosfera (de 70% a 80% de umidade relativa do ar), nenhum dos filmes apresentou rugosidades e descolamentos. Isto indica que o filme é estável e que não foram desenvolvidas tensões mecânicas extremas (compressivas ou trativas) durante o processo de fabricação. Esta afirmação somente é válida para substratos de Si.

A deposição de SiO_x sobre substratos de InP, no entanto, mostrou que ocorre formação de tensões compressivas extremas em certas faixas de taxa de crescimento e pressão de oxigênio, fato deduzido através de observação visual ao microscópio do processo de enrugamento do filme sobre o substrato. Para taxas menores que 5 Å/s os filmes duravam apenas alguns dias, enrugando-se e

descolando do substrato, revelando enorme tensão compressiva. Taxas intermediárias entre 5 Å/s e 10 Å/s produziram filmes com boa aderência e durabilidade. Não foram produzidos filmes com taxas maiores que 10 Å/s devido à ejeção de material do cadinho. As tensões mecânicas desenvolvidas nos filmes foram minimizadas pela redução da pressão parcial de vapor d'água residual na câmara de vácuo, obtida através de um ciclo de aquecimento a 100 °C por 2 horas, acompanhado de limpeza rigorosa do interior da câmara.

O sistema de evaporação (ver Fig. 3.4), consiste de : Evaporadora Edwards EC-18, com bomba difusora de 1500 litros/seg, bomba mecânica auxiliar e campânula de vidro, Controle tiristorizado e transformador de potência (500 A), Medidor Pirani baixo vácuo (atm - 10^{-3} mbar), Medidor Penning alto vácuo (10^{-2} mbar - 10^{-7} mbar), Monitor de espessura FTM5 e controle automático do shutter, Controlador Balzers RVG-040 / Válvula Eletromagnética RME-010 / Botijão oxigênio ultra puro, Variac / elemento de aquecimento da câmara (1000 Watts).

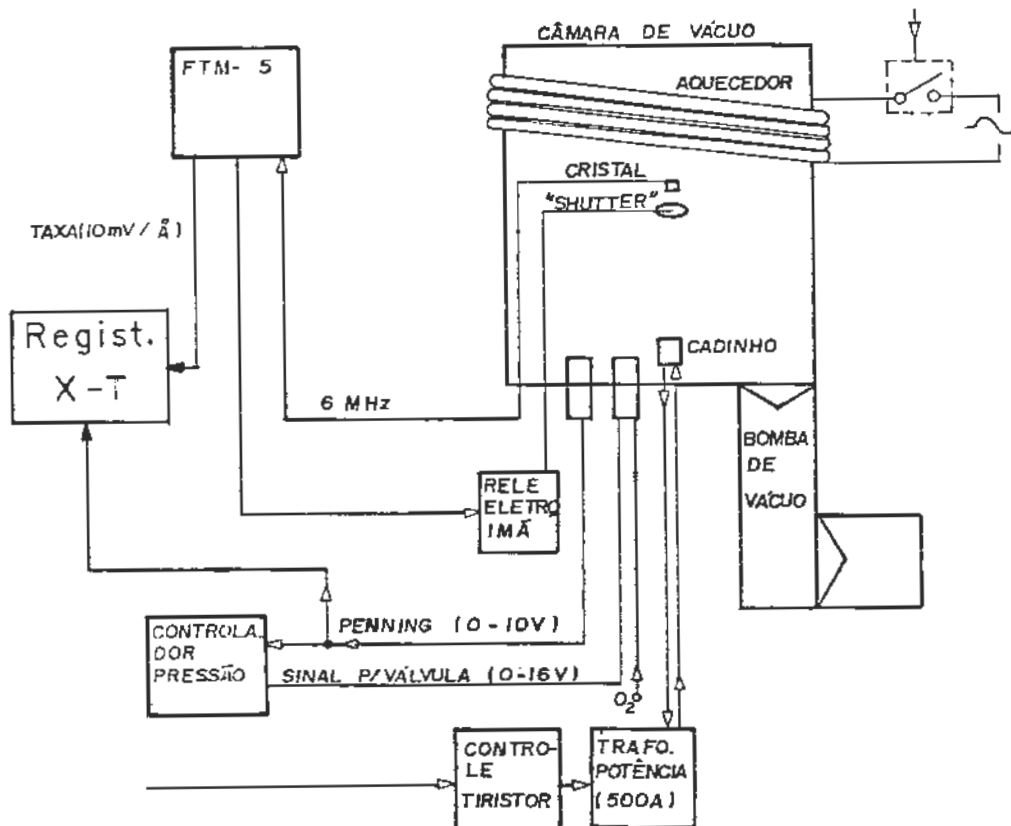


Fig. 3.4 - Esquema do Sistema de Evaporação

3.2.7) MODIFICAÇÕES DA EVAPORADORA

Para se obter controle e reprodutibilidade no processo, tornou-se necessária a adição de peças e equipamentos acessórios como cadinho especial, controlador de pressão, shutter automático, aquecimento da câmara e aperfeiçoamento do controle e visualização da taxa de evaporação.

- Cadinho : a aquisição de cadinhos especiais de Tântalo (Fig. 3.3), com cobertura vazada, se fez necessário uma vez que o SiO ao ser aquecido evapora violentamente e espirra do recipiente em que está contido ("efeito pipoca"). Isto contamina a câmara de vácuo, provoca oscilações na taxa de deposição e lança partículas no filme evaporado. A cobertura do cadinho confina grande parte das partículas no seu interior, e a pequena área de emissão dos furos torna mais estável a taxa de evaporação.

- Suporte do laser para monitoração local : permite a fixação simultânea de até 5 lasers montados em bloco escada (normal, chanfrado ou L-invertido). O laser na posição central possui conexão elétrica e é acoplado a uma fibra ótica com núcleo grande (200 μm); a radiação infravermelha emitida pelo laser é guiada pela fibra a um fotodetector externo à câmara de vácuo. Na parte frontal da peça, paralelo às faces dos lasers e o mais próximo possível, existem dois suportes para fixação de substratos de Silício ou Fosfeto de Índio. Estes substratos receberão o mesmo filme dielétrico que os lasers, permitindo medir espessura e índice de refração por elipsometria. O termopar Cromel-Alumel é ligado rigidamente ao suporte, permitindo monitorar a temperatura durante o processo. Este suporte também possui refrigeração por água gelada, permitindo manter a temperatura do laser estável durante a fase de aquecimento da câmara (100 °C por 2 horas) e também durante a deposição da camada AR .

- Flange de passagem para Monitoração "in situ" : permite a passagem de 2 fibras óticas com núcleo de 200 μm e revestimento de silicone (compatível com alto-vácuo), 1 par de fios para alimentação do laser e 1 termopar Cromel-Alumel para medir a temperatura no interior da câmara durante o processo. A selagem é feita com Torr Seal (adesivo especial de baixa pressão de vapor utilizado em ambientes de alto vácuo - até 10^{-9} mbar).

- Aquecimento da câmara : uma lâmpada de alta potência (1000 watts) controlada por um VARIAC permite aquecer e desgasificar rapidamente a câmara, atingindo temperaturas até 160 graus. Está sendo testada uma lâmpada ultra-violeta 400 W (o bulbo interno de uma lâmpada de mercúrio), para degasificação da câmara por quebra das ligações moleculares da água ($2 \text{H}_2\text{O} \xrightarrow{\text{UV}} 2 \text{H}_2 + \text{O}_2$) e aumento da desorção de gases das paredes. A velocidade de bombeamento dos gases resultantes (H_2 e O_2) pela bomba difusora é muito maior que para o vapor de água, resultando em melhor vácuo. Ocorre também decomposição de compostos orgânicos em CO_2 e H_2 , produzindo um ambiente limpo. O vácuo base é atingido em menor intervalo de tempo e com menos aquecimento da câmara, levando a um ciclo de vácuo mais rápido. Existe a possibilidade de usar radiação UV, durante a deposição de filmes de SiO_x , para melhorar as características dos filmes depositados.

- Shutter : a evaporadora dispõe de um obturador, uma placa de metal que se interpõe entre o cadinho e o suporte do laser, operado manualmente. Este dispositivo é usado para interromper o processo de evaporação quando as condições preestabelecidas são atingidas. O obturador foi interligado ao controlador de espessura EDWARDS FTM5 , que monitora a taxa de crescimento e a espessura nominal do filme através de um cristal oscilador de quartzo (Fig. 3.5), de modo a automatizar o processo.

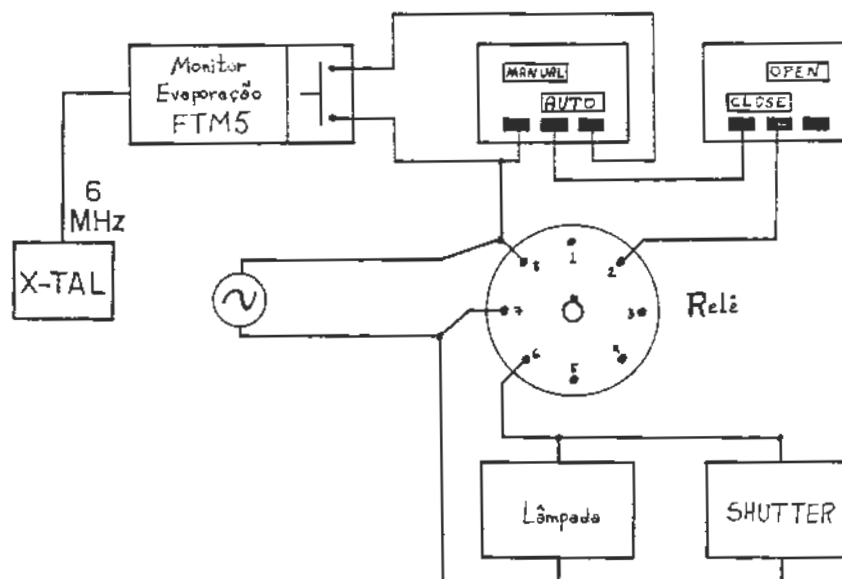


Fig. 3.5 - Interligação Shutter-FTM5

- Controlador de Pressão : durante a deposição é necessário manter constante a pressão de oxigênio na câmara, pois deseja-se oxidar parcialmente o SiO sob condições controladas. O controle manual através de válvula agulha revelou-se insatisfatório. Tornou-se necessária a instalação do controlador de pressão BALZERS RVG-040 (função proporcional integral com sinal de entrada 0-10 volts), e válvula eletromagnética RME-010 (controle do fluxo de O₂ através do sinal elétrico do controlador). Após montado e interligado como mostrado na Fig. (3.6), o sistema de realimentação mostrou-se eficiente e reduziu as flutuações de pressão de O₂ de aproximadamente 20 dB em torno do "set-point".

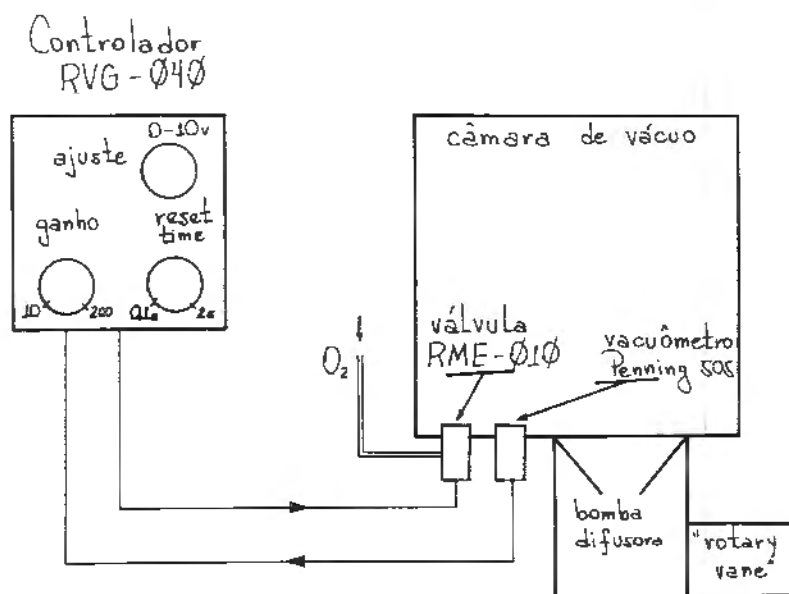


Fig. 3.6 - Sistema Controlador de Pressão

- Indicador de taxa : o monitor de espessura FTM5 possui uma saída analógica correspondente à taxa de crescimento do filme (10 milivolts/Angstrom.segundo). Esta porta foi conectada a um dos 3 canais do registrador X-T, juntamente com o sinal de pressão vindo do medidor Penning 505 (ver Fig. 3.4). Entretanto esta saída apresenta muito ruído de alta freqüência, tornando difícil a visualização da taxa de crescimento. Foi instalado um filtro passa-baixa RC nesta saída, com uma freqüência de corte de 2 Hz. Isto possibilita um registro gráfico de todo o processo, permitindo análises posteriores da confiabilidade e do seqüenciamento do processo. Este sinal filtrado será usado por um controlador de taxa de evaporação, em fase de implementação.

- Potenciômetro : o potenciômetro original do " Source Current Stabilizer 2 " não permitia um ajuste fino da taxa de evaporação (5 a 10 Angstrons/segundo). Por este motivo foi substituído por outro potenciômetro multivoltas de precisão permitindo um melhor ajuste e controle da taxa de evaporação, embora ainda sujeito a erros devido à operação manual.

- Controlador de Taxa : o controle de potência no cadinho está sendo substituído por um controlador proporcional-integral, realimentado pelo sinal do indicador de taxa. Isto permitirá um domínio melhor sobre as variáveis do processo, reduzindo os desvios decorrentes do controle manual feito atualmente. O controlador inclui operação manual/automático, desligamento remoto, ajuste fino da taxa de evaporação e as demais funções que permitem uma automação completa desta tarefa. A implementação da ação proporcional-integral, com ampla faixa de ajuste nas constantes de ganho e tempo de integração, nos permitirá reduzir as flutuações da taxa de evaporação em uma ordem de grandeza ($\approx 0,1$ Angstrom/segundo).

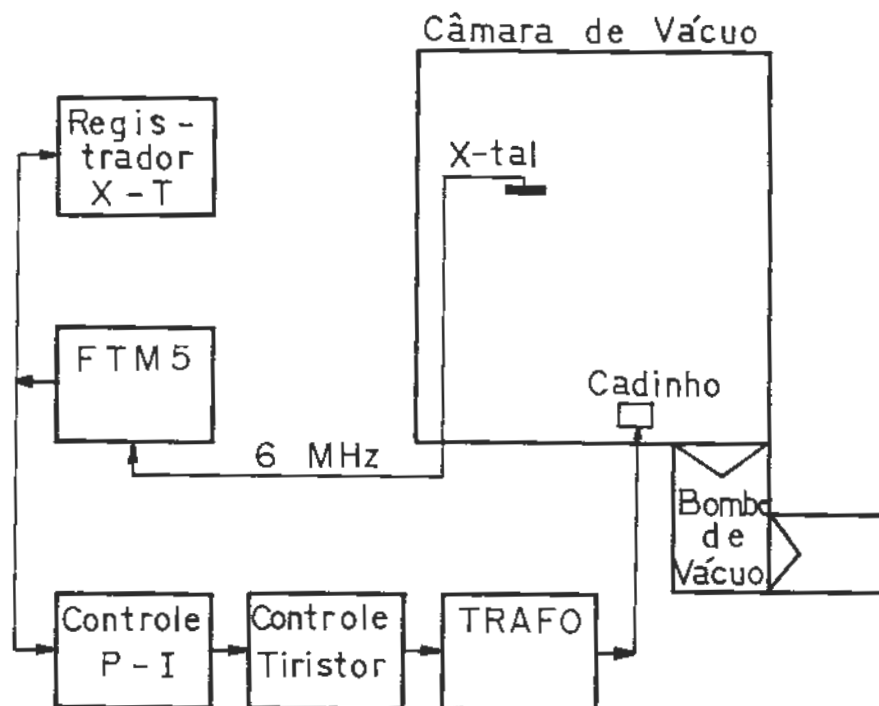


Fig. 3.7 - Controle automático da taxa de deposição.

3.3) PLANEJAMENTO FATORIAL

A descoberta e pesquisa das variáveis envolvidas no crescimento de filmes finos de SiO_x com índice de refração controlado [65], foi desenvolvida através do método conhecido como "Planejamento Fatorial de Experimentos" [66-67]. Este método faz parte de uma família de técnicas desenvolvidas no campo da Estatística, e introduzidos por Fischer na década de 20 [68]. Estes se aplicam a planejamentos experimentais em diferentes situações na agricultura, biologia, química e engenharia química. O objetivo é otimizar a obtenção de informações na pesquisa experimental, uma situação desejável e extremamente atual. Existe uma série de vantagens no seu uso :

- Muitas variáveis podem ser estudadas simultaneamente, tornando possível a visualização dos efeitos e interações nas respostas de interesse.

- Direções úteis de exploração são indicadas.

- O balanço cuidadoso e formato especial dos dados obtidos permite interpretação fácil.

- A aplicação de métodos computacionais estatísticos na interpretação dos dados permite verificação da reprodutibilidade e significância dos resultados.

3.3.1) CALIBRAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO

Uma avaliação preliminar indicou 3 variáveis importantes no controle do processo :

- taxa de deposição (angstroms/segundo).

- pressão de oxigênio (mbar).

- temperatura do substrato (graus Celsius).

A influência da temperatura do substrato sobre a qualidade do filme dielétrico depositado é negligenciável abaixo de 100 °C. Um laser semiconductor de InGaAsP funcional (soldado ao dissipador e bloco de cobre chanfrado) não funciona e também não pode ser aquecido a temperaturas maiores que 120 °C sob risco de descolamento das soldas usadas. Optamos portanto pelo controle das 2 primeiras variáveis. Os fatores a serem pré-fixados são :

- distância fonte-substrato : 21 cm .

- pressão de vácuo base : $< 2 \times 10^{-6}$ mbar

- aquecimento da câmara : 100 °C por 2 horas .
 - resfriamento da câmara : 1 hora.
 - fluxo de oxigênio antes do início da deposição : 1×10^{-5} mbar por 30 minutos.
 - pré-evaporação : 5 minutos a 5 amperes e 1×10^{-5} mbar (O₂).
- A matriz do projeto é mostrada na Tabela 3.3 :

Tabela 3.3 - Matriz do Projeto Fatorial

	Código	Variável Codificada		A (Å/s)	B (mbar)
1	(1)	-	-	6	1×10^{-5}
2	a	+	-	8	1×10^{-5}
3	b	-	+	6	2×10^{-5}
4	ab	+	+	8	2×10^{-5}
5	00	0	0	7	1.5×10^{-5}
6	00	0	0	7	1.5×10^{-5}

- onde :
- a - taxa de crescimento (Å/s)
 - b - pressão de oxigênio (mbar)
 - + - indica nível alto da variável
 - - indica nível baixo da variável
 - 00 - indica valores médios das variáveis (a e b)
 - (1) - todas as variáveis em nível baixo

Os experimentos foram replicados para se determinar o nível de significância estatística [67] e a consistência dos efeitos. Os 6 substratos usados foram colocados em um suporte hexagonal rotativo, de modo que deposições sob diferentes condições podiam ser feitas sob o mesmo ciclo de vácuo. A seqüência de execução dos experimentos foi escolhida aleatoriamente e fixada como :

- Bloco I : 1- (1) ; 2- ab ; 3- (1) ; 4- ab ; 5 e 6- 00
- Bloco II : 1- a ; 2- b ; 3- b ; 4- a ; 5 e 6- 00

As deposições foram realizadas na seqüência :

- Bloco I no dia 30/05/90.
- Bloco II no dia 31/05/90.

Os dados de índice de refração, obtidos por elipsometria, e a análise estatística são mostradas na Tabela 3.4. A análise foi realizada através de um programa de computador desenvolvido no CPqD-Telebrás [69], usando o algoritmo de Yates [67].

Tabela 3.4 - Matriz de dados do projeto fatorial

	Codigo	Resultados		Diferença entre médias	T(4) Student	P(T)	F(2,2) Fischer	P(F)
		R1	R2					
1	(1)	1.895	1.896	1.8603	—	—	—	—
2	a	1.929	1.926	0.0665	22.5	0.002%	1.4	41.7%
3	b	1.763	1.754	-0.103	34.7	0.0004%	13.0	7.1%
4	ab	1.863	1.856	0.035	11.7	0.03%	1.8	35.7%
5	00	1.881	1.853	—	—	—	—	—
6	00	—	—	—	—	—	—	—

onde $T(n)$ é o valor da distribuição bilateral de Student (DBS) para n graus de liberdade; $P(T)$ é a probabilidade de erro no teste da hipótese nula (hipótese H_0 ou nula = o parâmetro não influi no índice de refração); $F(n_1, n_2)$ é o valor da distribuição de Fischer para (n_1, n_2) graus de liberdade; $P(F)$ é a probabilidade associada à distribuição de Fischer.

Na análise de Student testamos a igualdade das médias aritméticas dos valores do experimento tendo como hipótese que as variâncias sejam iguais. Valores decrescentes de $P(T)$ indicam menores probabilidades de que as médias sejam iguais (menor probabilidade de que a hipótese nula seja verdadeira), ou seja, que a significância é grande e que sua hipótese foi comprovada.

Na análise de Fischer testamos a igualdade das variâncias do conjunto de dados, tomando-se a hipótese de que as variâncias são iguais (independem do nível das variáveis para cada experimento). Valores crescentes de $P(F)$ indicam probabilidades maiores de que as variâncias sejam iguais, mostrando que o experimento é consistente e que os resultados podem ser sistematicamente reproduzidos.

Analisando a Tabela 3.4, vemos que ela é altamente significativa, isto é, que as variáveis sob controle realmente influenciam no resultado (índice de refração), pois $P(T)$ é muito pequeno. O erro cometido na rejeição da hipótese H_0 é menor que 0,1%. A consistência do experimento também é grande, mas a experiência nº 3 (código b) indica que a pressão de oxigênio deve ser melhor controlada pois afeta a reprodutibilidade. A solução encaminhada é a compra de um medidor de vácuo a catodo quente, cujo tempo de resposta rápido deve solucionar o problema.

A experiência nº 4 (código ab) indica que existe uma grande interação entre as variáveis controladas (P e R). Este efeito se torna mais visível se exibirmos os dados como no diagrama da Fig. 3.8, onde estão colocados os valores médios das duas experiências ($[R_1 + R_2]/2$).

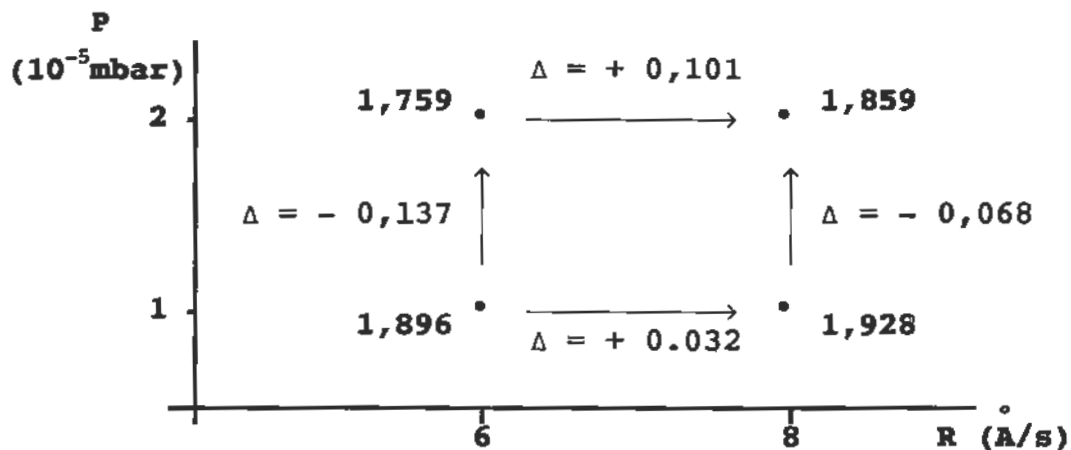


Fig. 3.8 - Diagrama Pressão de Oxigênio (P) versus Taxa de Deposição (R). Os valores de refração e devidas variações estão indicadas no diagrama.

Observamos pelo diagrama que em baixas taxas de deposição, um aumento da pressão de oxigênio reduz o índice ($\Delta = - 0,137$). Em taxas de deposição maiores a mesma variação de pressão produz uma redução menor no índice ($\Delta = - 0,068$).

O efeito provocado pelo aumento da taxa de deposição sobre o índice de refração é mais pronunciado em pressão de oxigênio elevada ($\Delta = + 0,101$) do que em pressão menor ($\Delta = 0,032$).

Filmes feitos em diversas condições de taxa de deposição e pressão parcial de oxigênio podem ser apresentadas de forma compacta pelo uso de um único parâmetro (m). Definimos este parâmetro como a razão das taxas de choque molecular de átomos de oxigênio e moléculas de SiO sobre o substrato. Observa-se que 'm' pode ser expresso como

$$m = c (P / R) \quad (3.2)$$

onde c é uma constante, P é a pressão de oxigênio (mbar) e R é a taxa de deposição (Angstroms/seg).

A pressão de oxigênio é tomada como a indicada pelo medidor, desde que a soma das pressões parciais de todos os outros gases componentes na mais baixa pressão total (1×10^{-5} mbar) seja menor que 5% da pressão parcial de O_2 . O fator do medidor (Penning) para oxigênio foi tomado como unitário com respeito a sua calibração em ar.

A Fig. 3.9 mostra os resultados obtidos de índice de refração em função de (P/R). O índice de refração decresce com o aumento de P e diminuição de R . A reta de regressão linear obtida pela análise dos dados é dada pela Eq. (3.3).

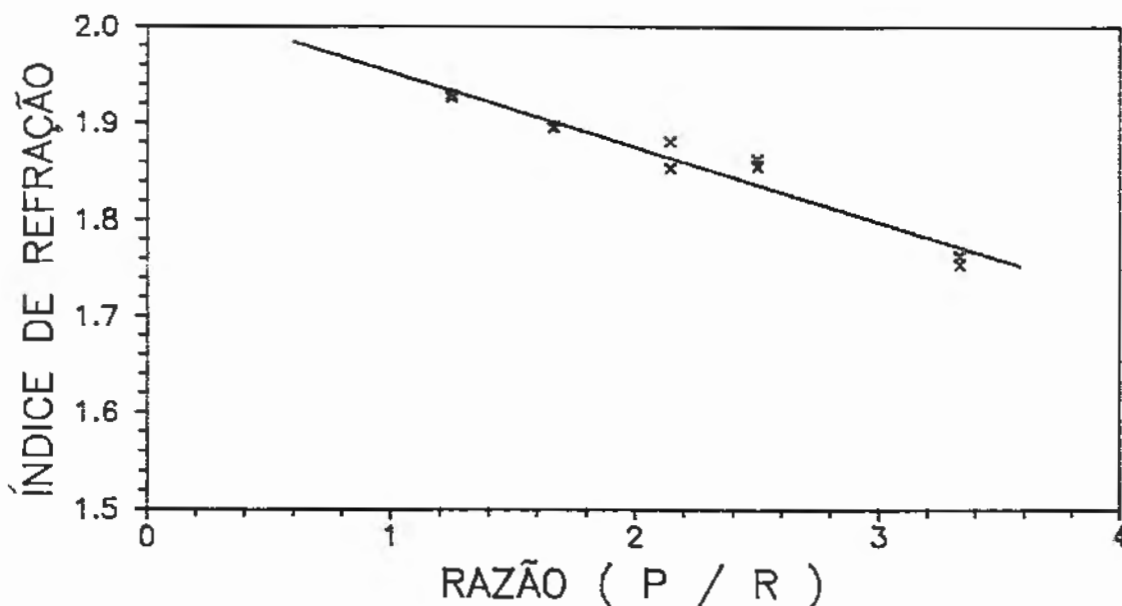


Fig. 3.9 - Gráfico Índice de Refração versus razão (P/R)

$$N = 2,03 - 0,077 (P / R) \quad (3.3)$$

$$\text{Correlação} = 0,97$$

onde N - índice de refração
 P - pressão de oxigênio ($\times 10^{-6}$ mbar)
 R - taxa de crescimento (Angstroms/segundo)

3.3.2) DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A equação de regressão (Eq. 3.3) obtida da análise permite verificar que existe um grau de liberdade na escolha das condições de deposição. Para um dado índice de refração fixo, podemos variar a pressão P ou a taxa R mantendo constante a relação (P/R). Esta é uma conclusão importante, pois nos permite investigar a região de maior estabilidade do filme. Ainda não foi possível o estudo quantitativo de "stress" nos filmes depositados, devido à falta de uma montagem adequada. Qualitativamente, porém, observamos que os filmes depositados sobre substratos de InP com baixas taxas de evaporação ($R < 5 \text{ \AA/s}$) apresentavam alto stress compressivo, provocando enrugamento e descolamento do filme no substrato. A deposição com taxas de evaporação elevadas ($> 10 \text{ \AA/s}$) provocou ejeção excessiva de material do cadinho, que não pudemos minimizar nem mesmo com a adoção de um novo tipo de cadinho com cobertura vazada. Este efeito levou a instabilidade na taxa de deposição e aparecimento de partículas no filme, prejudicando a qualidade das camadas anti-refletoras depositadas.

A dependência (P/R) encontrada na análise demonstra que não se pode considerar independentemente o efeito das variáveis sobre o índice de refração. Este depende da proporção relativa de moléculas de oxigênio e evaporante (SiO) que atingem simultaneamente o substrato.

Em conclusão, foi obtido o controle efetivo do índice de refração de filmes de monóxido de silício, utilizando técnicas de evaporação térmica em alto vácuo. As tolerâncias impostas sobre o processo são pequenas e exigem atenção constante quanto a detalhes, para a deposição de camadas AR com a qualidade requerida.

3.4) MONITORAÇÃO LOCAL EM TEMPO REAL

A deposição de camadas AR com ultra-baixa refletividade, nas facetas terminais de lasers semicondutores, é uma condição necessária para a obtenção de Amplificadores Óticos de Onda Caminhante. A qualidade destas camadas depende fortemente de dois fatores - o índice de refração e a espessura da camada.

- Índice de refração : o controle desta variável é feito através do procedimento descrito nas seções 3.2 e 3.3, onde foram estudadas a durabilidade e aderência dos filmes obtidos. O valor ótimo do índice é encontrado através dos cálculos de otimização apresentados na seção 2.3, assim como estimativas das tolerâncias envolvidas. No entanto, é somente a verificação experimental do comportamento eletro-ótico do laser, após a deposição de camadas AR, que permite avaliar a qualidade global do processo.

- Espessura : o valor ótimo de espessura é fornecido pelos cálculos da seção 2.3, onde são feitas estimativas de tolerância que mantenham a refletividade abaixo do valor prefixado (10^{-3}). A espessura ótima para cada laser é individualizada devido à não uniformidade das características espectrais, como o comprimento de onda do pico de ganho (λ_p) e a variação deste com o aumento da corrente e temperatura (ver seção 2.2). A calibração do medidor de espessura não é suficientemente precisa para assegurar a deposição da espessura correta. Portanto, a deposição de camadas AR otimizadas deve ser monitorada em tempo real através de algum parâmetro relacionado à refletividade. Este parâmetro pode ser :

i) Potência ótica emitida pelo laser polarizado em corrente constante pulsada [19-20].

ii) Variação da tensão elétrica nos terminais do laser, sob condição de corrente de polarização constante [27].

A implementação seqüencial destes dois métodos é descrita nos itens a seguir, onde são estudadas características como : imunidade a ruído, complexidade instrumental e operacional, reprodutibilidade de resultados e principalmente capacidade de produzir camadas AR com as especificações exigidas.

3.4.1) MONITORAÇÃO ÓTICA EM TEMPO REAL

A potência ótica emitida pelo laser semiconductor polarizado em corrente constante ou pulsada acima do limiar, está diretamente relacionada à refletividade das facetas. Quando atingimos o ponto de mínima refletividade a potência ótica emitida pela faceta traseira também será mínima. No sistema implementado a luz emitida pela faceta traseira é coletada por uma fibra ótica de área larga sílica-silicone, com núcleo de 200 μm e revestimento de silicone. Na extremidade desta fibra foi confeccionada uma microlente por fusão em arco voltaico, usada para reduzir o trabalho de acoplamento laser-fibra e aumentar a captação de radiação ótica do laser. A luz coletada é conduzida pela fibra a um fotodetector de germânio de área larga (diâmetro 10 mm), fora da câmara de vácuo.

O laser é alimentado por uma fonte pulsada em baixa frequência (1 kHz) e regime de baixo fator de trabalho (50 μs / 1 ms = 5 %), para minimizar problemas de aquecimento. A corrente elétrica é monitorada por um medidor de corrente alicate e visualizada no osciloscópio. O nível de corrente empregado é de 5 vezes a corrente de limiar original (20 a 30 mA), resultando em corrente de pico em torno de 150 mA. Usamos detecção síncrona através de um amplificador Lock-In, para minimizar ruído e interferências externas como a radiação emitida pelo cadinho, devido à baixa potência detectada.

3.4.1.1) IMPLEMENTAÇÃO DO SISTEMA

O sistema de monitoração ótica em tempo real implementado fez uso dos equipamentos descritos abaixo , e o esquema de montagem é descrito na Fig. 3.10 .

EQUIPAMENTO (ver Fig. 3.10) :

- Amplificador Lock-In SR-530 Stanford Research Systems.
- Fonte Pulsada HP-214B ou HP-8013B.
- Ponta e Amplificador de Corrente Tektronix PM-501 e AM-501
- Osciloscópio duplo traço e cabos coaxiais dedicados.
- Fotodetector Germânio com cabo e baterias de polarização.
- Suporte do fotodetector e fibra.

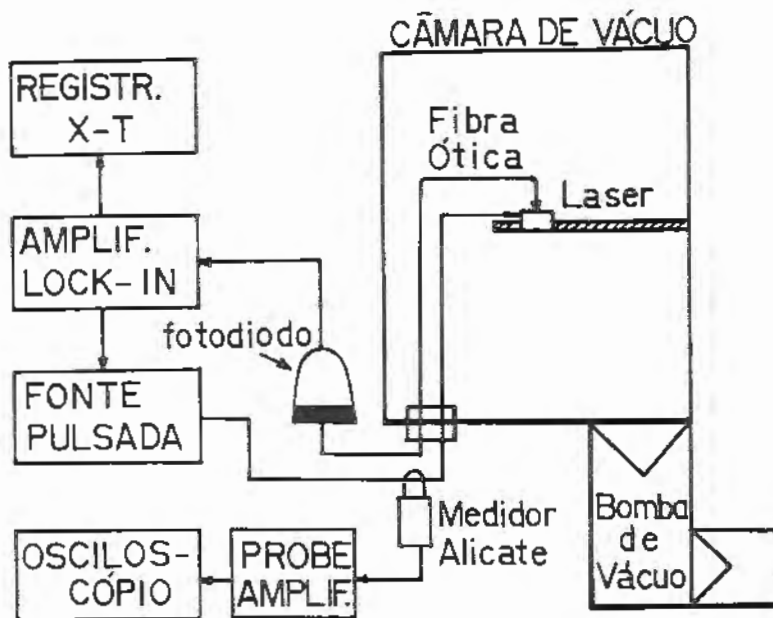


Fig. 3.10 - Esquema Monitoração Ótica em Tempo Real.

3.4.1.2) OPERAÇÃO DO SISTEMA

Com a câmara aberta e usando luvas e pinças limpas procede-se as seguintes etapas :

- Retirar suporte do laser do soquete e apoiar na placa de metal. Colocar laser no suporte e fixá-lo com micro-parafuso.
- Fazer conexão elétrica com agulha de contato.
- Com o máximo cuidado, trazer a ponta da fibra o mais próximo possível da face traseira do laser. Fixar a fibra.
- Ligar a fonte pulsada de alimentação do laser e verificar se o acoplamento está bom.
- Desligar o laser e fixar o suporte no soquete.
- Checar cristal oscilador, cadinho e termopar.
- Fechar a câmara e proceder ao ciclo normal de vácuo.
- Antes do início da evaporação, ajustar os controles da fonte pulsada nos seguintes parâmetros :
 - trigger externo (vindo do lock-in)
 - Oscilador interno do lock-in em 1 kHz. Modo R-θ .
 - Fator de trabalho ("duty-cycle") da forma de onda na fonte pulsada : 5 % (50 μseg).
 - Amplitude do pulso de corrente : 5 a 6 vezes a corrente de limiar original do laser.

- Escala do lock-in : tentar manter o maior sinal possível sem saturar o lock-in nem o registrador.

- Iniciar a evaporação. À medida que prossegue a evaporação verificar a saída do lock-in e a velocidade de queda do sinal. Quando cair a menos de 10% da escala, aumentar a amplificação de modo a tornar mais visível o mínimo.

- Quando o mínimo for detectado acionar manualmente o shutter.

- Desligar o laser. Desligar evaporadora.

3.4.1.3) DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Este método revelou grande sensibilidade na detecção do ponto de mínima potência ótica, que corresponde ao mínimo de refletividade, como pode ser visto na Fig. 3.11 . Atribui-se este fato ao uso de corrente pulsada e ao baixo fator de trabalho empregado, o que minimiza problemas de aquecimento durante a deposição. Devido ao uso de detecção síncrona com amplificador Lock-In, o sinal apresenta um nível surpreendentemente baixo de ruído considerando os altos níveis de ruído e vibração ambiental, pequeno fator de trabalho usado e mínimo nível de potência ótica detectada. O intervalo de tempo onde o processo deve ser interrompido é claramente delimitado, de modo a obter o ponto de mínima refletividade.

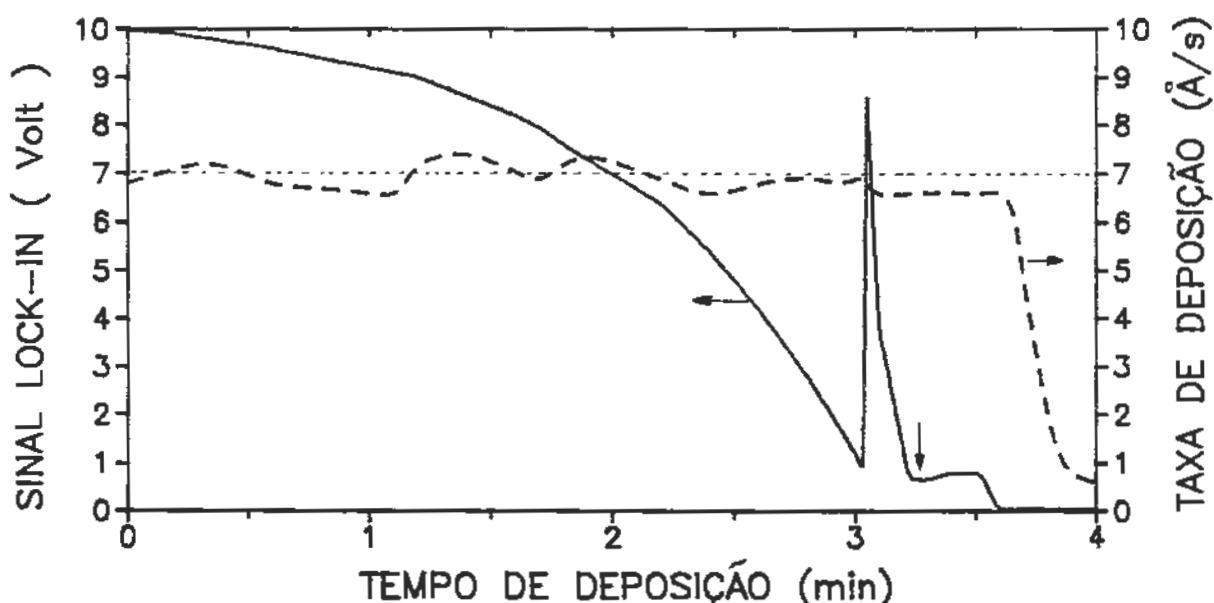


Fig. 3.11 - Registro gráfico do processo de deposição por Monitoração Ótica.

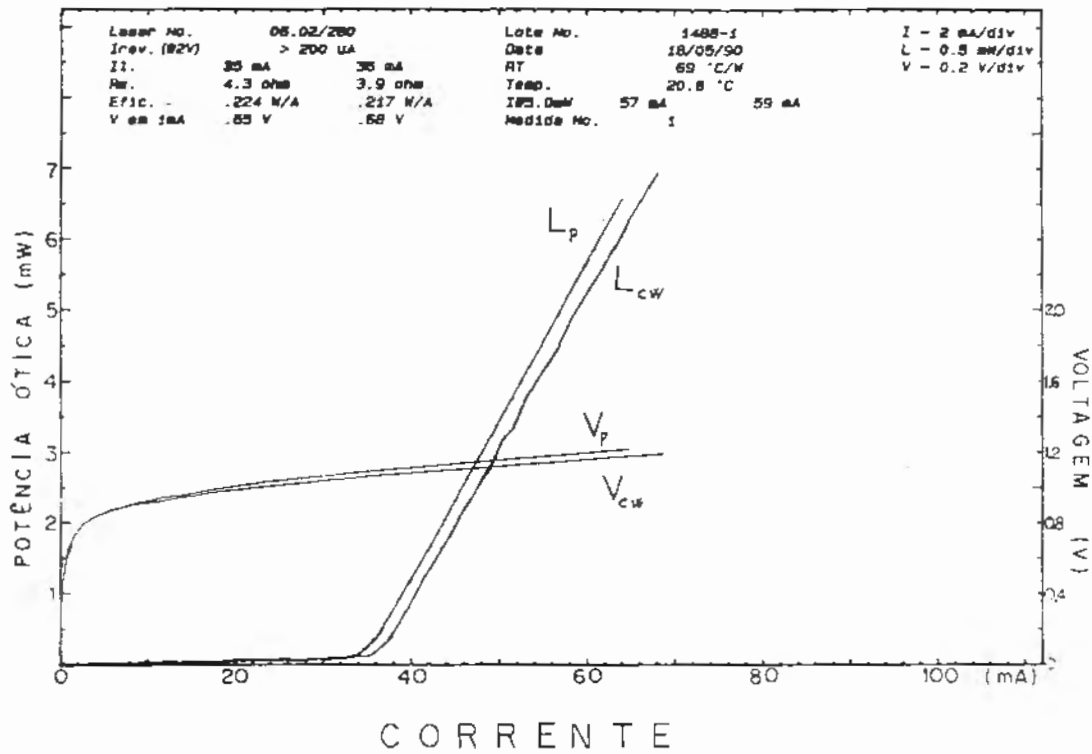


Fig. 3.12 - Curvas Eletro-Óticas do Laser Original.

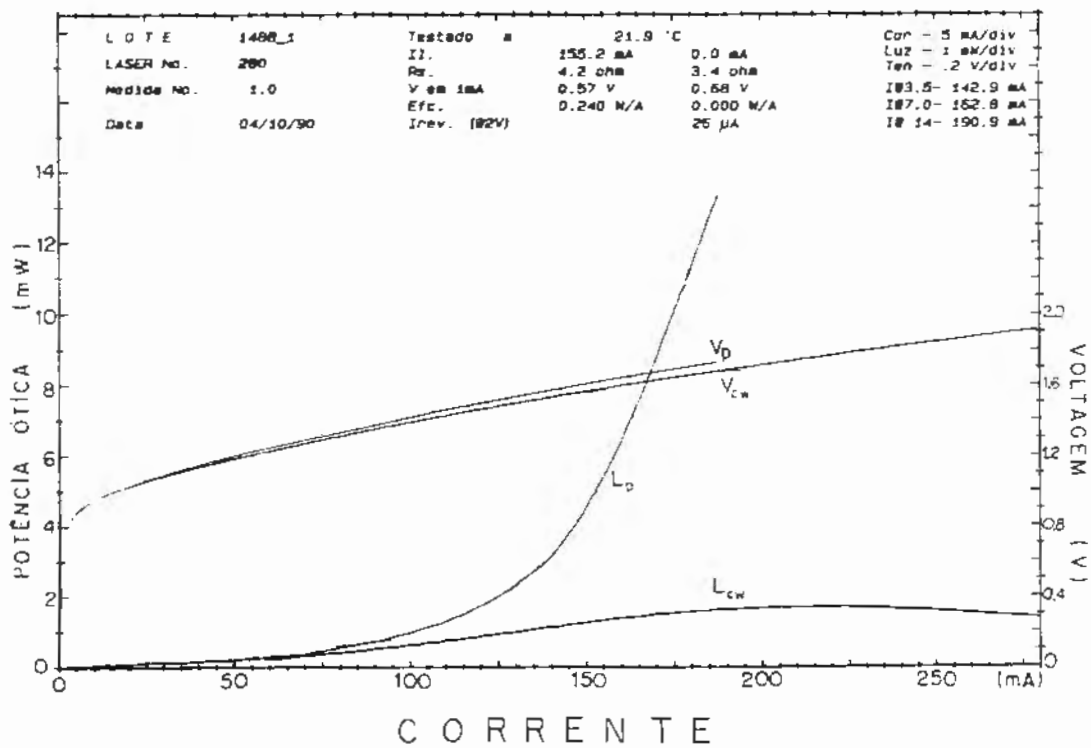


Fig. 3.13 - Curvas Eletro-Óticas do Laser com Camada AR

O controle da taxa de evaporação, visto na Fig. 3.11, embora se mantenha dentro dos limites de tolerância, ainda não é o melhor possível devido à operação manual dos controles.

A excelente qualidade da camada AR pode ser verificada através das curvas eletro-ópticas das Figs. 3.12 e 3.13. Devem ser notadas as diferentes escalas de corrente elétrica (2 mA e 5 mA) e potência ótica (0,5 mW e 1 mW) respectivamente, usadas nas duas figuras. A corrente de limiar pulsada aumentou de 35 mA para 155 mA, sendo que após a deposição da camada AR verifica-se que o dispositivo não oscila mais em regime contínuo.

Outra evidência da qualidade da camada depositada é mostrada na curva espectral de Emissão Espontânea Amplificada do laser (Fig. 3.14) em uma corrente de 120 mA (3,5 vezes a corrente de limiar original). A ausência de modulação em uma faixa espectral de 100 Ångstrons, próxima ao pico da curva de ganho, indica uma refletividade residual $R \leq 10^{-4}$ [28]. Nota-se também uma grande variação (≈ 50 nm) no comprimento de onda do pico de ganho do dispositivo, que originalmente ocorria em 1,32 μm e após o primeiro recobrimento ocorre em 1,27 μm .

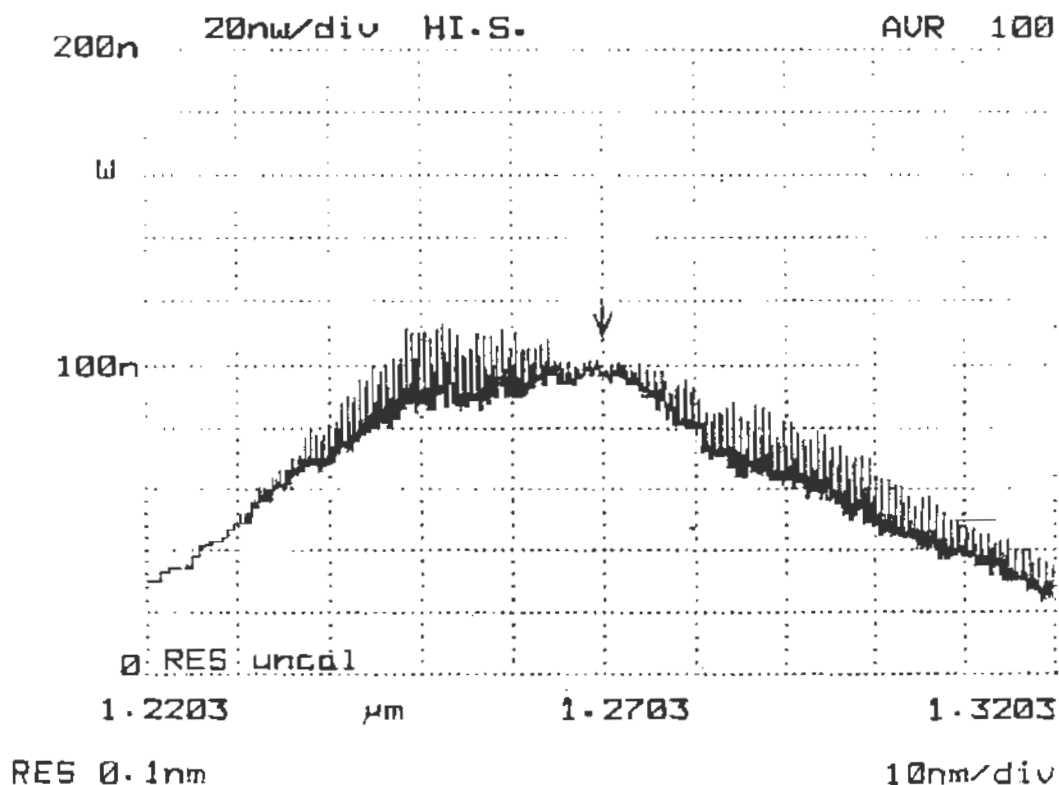


Fig. 3.14 - Curva espectral de EEA do laser com camada AR

3.4.1.4) COMENTÁRIOS

Os resultados alcançados através da monitoração ótica em tempo real foram muito bons. A sensibilidade de detecção do ponto de mínima refletividade é extraordinária e o nível de ruído apresentado também é muito baixo.

A operação deste sistema de monitoração é muito complexa, envolvendo a manipulação de componentes frágeis como fibras óticas e lasers desprotegidos. O acoplamento destas fibras com os lasers é realizado manualmente, devido à não disponibilidade de microposicionadores que pudessem ser usados em ambiente de alto vácuo. O procedimento de alinhamento dos componentes é sujeito a erros freqüentes, e danos físicos como quebra das fibras e lasers são comuns.

Outro problema é a disponibilidade restrita de equipamentos como o amplificador Lock-In, a fonte pulsada de alta potência e o monitor de corrente com medidor alicate, que não puderam ser imobilizados no sistema de monitoração ótico.

Devido a todos os problemas apresentados a confiabilidade e reprodutibilidade deste processo são muito críticas, não o tornando recomendável para produção em série de componentes, apesar dos ótimos resultados obtidos.

A recente adaptação deste método à obtenção de lasers DFB monomodo dinâmico se fez pelo uso de um espectrômetro automatizado Anritsu, substituindo a detecção síncrona. A monitoração contínua do espectro do laser durante a deposição da camada AR permite a interrupção do processo quando o regime monomodo é atingido. Isto permitiu a obtenção de dispositivos DFB monomodo com razão de extinção de modos laterais maior que 30 dB. O método apresenta os mesmos problemas citados anteriormente, mas aqui o esforço é justificado pelo alto valor associado a estes dispositivos. Se forem realizados esforços no sentido de minimizar os problemas atuais, através de peças e componentes mais adequados, podemos voltar a usar este método devido a sua grande potencialidade.

3.4.2) MONITORAÇÃO EM TEMPO REAL POR TENSÃO

O processo de monitoração ótica descrito acima provou ser preciso, e possibilitou a obtenção de camadas AR de alta qualidade. No entanto a instrumentação associada é complexa e o procedimento de alinhamento dos componentes é sujeito a erros freqüentes, tornando o procedimento muito crítico. Por estes motivos, procuramos um método mais simples que nos permitisse minimizar estes problemas. Recentemente surgiu a idéia [27] da monitoração em tempo real da refletividade de camadas AR, depositadas sobre facetas de lasers semicondutores, através da variação de tensão elétrica nos terminais do dispositivo sob corrente de polarização constante. Este método foi implementado (ver Fig. 3.15) com uma tremenda simplificação no processo de monitoração utilizado anteriormente, viabilizando a deposição rotineira de camadas AR com refletividades menores que 10^{-3} .

3.4.2.1) IMPLEMENTAÇÃO DO SISTEMA DE MONITORAÇÃO ELÉTRICA

O princípio de operação baseia-se na relação que existe entre a densidade de fótons na cavidade e a densidade de portadores fora do equilíbrio termodinâmico (inversão de população). Quando a refletividade das facetas do laser é reduzida durante a deposição da camada AR, a densidade de fótons diminui pois aumenta a perda de radiação pela extremidade do dispositivo submetido à deposição. Conseqüentemente, aumenta a densidade de portadores na região ativa (a taxa de emissão estimulada diminui), que por sua vez induz uma separação maior dos quase-níveis de Fermi da dupla-heterojunção. Externamente, essa modificação é observada, sob corrente constante, como um aumento diferencial de tensão ΔV nos terminais do diodo laser. Pela modelagem realizada em [27], observa-se que a maior queda de tensão ΔV corresponde à menor refletividade na faceta. Monitorando esse parâmetro pode-se detectar o ponto de máximo ΔV e obter a espessura otimizada da camada AR (o índice de refração otimizada é obtido através dos cálculos apresentados na seção 2.3 e de calibração experimental). Este método pode também ser aplicado ao recobrimento AR da segunda faceta do laser semicondutor, pois independe de métodos de monitoração ótica que induzem realimentação (reflexões).

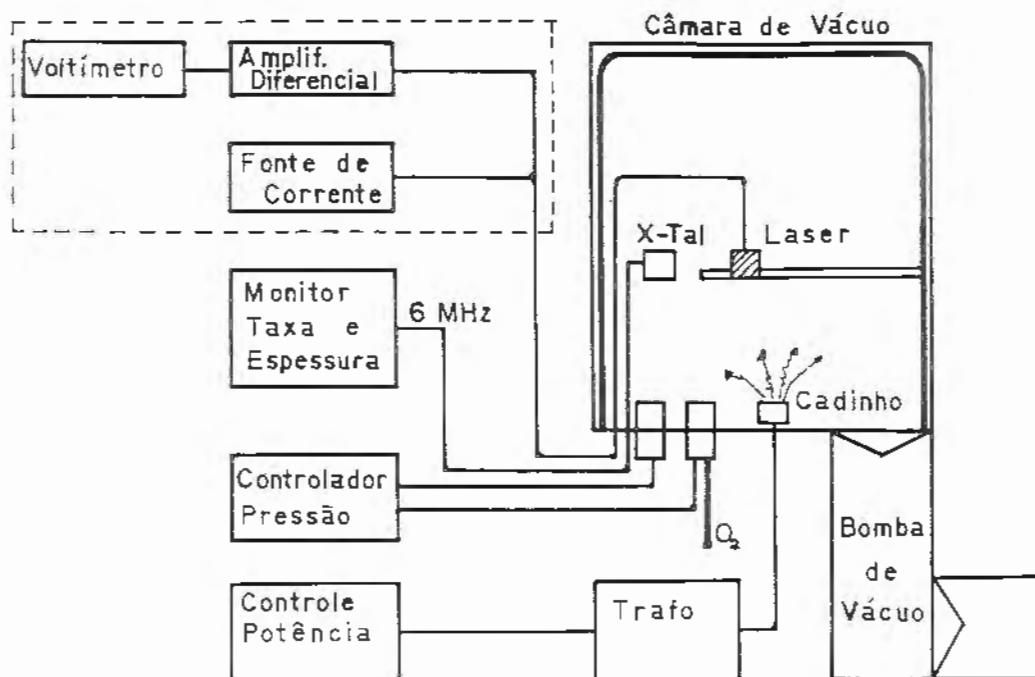


Fig. 3.15 - Monitoração Elétrica em Tempo Real.

Equipamento : Fonte Corrente HP-6177C ; Osciloscópio Tektronix 7603 com comparador diferencial "plug-in" 7A13 ; Multímetro 5 1/2 dígitos HP 3478A e cabos coaxiais dedicados.

A escolha da fonte de corrente contínua utilizada na montagem é muito importante, pois este método requer excelente estabilidade de modo a ser possível detectar as variações de tensão relacionadas com a deposição da camada AR . A ordem de grandeza destas variações é de dezenas de milivolts (≈ 20 mV), dependendo da corrente de polarização e comprimento dos lasers. Na deposição da segunda camada estes valores caem pela metade. A fonte HP possui estabilidade em corrente de 100 ppm (partes por milhão) em condições extremas de variação da tensão da rede e temperatura. Isto corresponde a $25 \mu\text{V}$ em corrente de polarização de 150 mA e impedância dinâmica do laser de 5Ω , resultando em estabilidade menor que 0,2 % em variações de tensão de 20 mV. No entanto devemos tomar extremo cuidado com blindagem de cabos, laços de corrente ("ground loops") e isolamento com respeito ao circuito de potência da evaporadora, se quisermos aproveitar toda a estabilidade oferecida pela fonte HP. O uso de um voltímetro com 5

1/2 dígitos de resolução para monitorar a variação de tensão é opcional, e serve como apoio ao sistema principal.

A grande vantagem deste sistema reside na economia de tempo na etapa de ligação do laser, que não envolve alinhamento de componentes. A adoção de um novo bloco de silício como suporte mecânico, com perfil mais baixo e maior área para apoio da agulha de contato elétrica, tornou este passo ainda mais fácil. A eliminação da etapa mais perigosa e delicada, a manipulação e alinhamento manual dos blocos escada com lasers e fibras, reduziu a perda de componentes por acidente a um mínimo. O projeto deste componente se encontra detalhado na seção 4.2.2 .

3.4.2.2) OPERAÇÃO DO SISTEMA

Com a câmara aberta e usando luvas e pinças limpas procede-se as seguintes etapas :

- Retirar suporte do laser do soquete e apoiar na placa de metal. Colocar laser no suporte e fixá-lo com micro-parafuso.

- Fazer conexão elétrica com agulha de contato.

- Ligar a fonte de corrente contínua e verificar se o circuito está fechado e o laser funcionando.

- Desligar o laser e fixar o suporte no soquete.

- Colocar substratos nas presilhas e limpar com jato leve de nitrogênio.

- Checar cristal oscilador, preencher o cadinho com material e fixar o termopar. Fechar a câmara e proceder ao ciclo de vácuo.

- Antes do início da evaporação, ajustar os controles do equipamento nos seguintes parâmetros :

- Valor da corrente de polarização : 5 vezes a corrente de limiar original do laser.

- Escala do osciloscópio : manter a maior amplificação possível sem saturar o registrador (escala de 20 mV ou 50 mV).

- Iniciar a evaporação, verificando a saída do registrador e a velocidade de subida do sinal à medida que prossegue a evaporação.

- Quando o máximo for detectado acionar manualmente o shutter.

- Desligar o laser e dar seqüência ao procedimento de desligamento e abertura da evaporadora.

3.4.2.2) RESULTADOS OBTIDOS

Um gráfico da variação típica de tensão observada durante a deposição da primeira camada AR é apresentada na Fig. 3.16 . A estabilidade da taxa de crescimento ($\text{\AA}/\text{seg}$) da camada obtida também é apresentada.

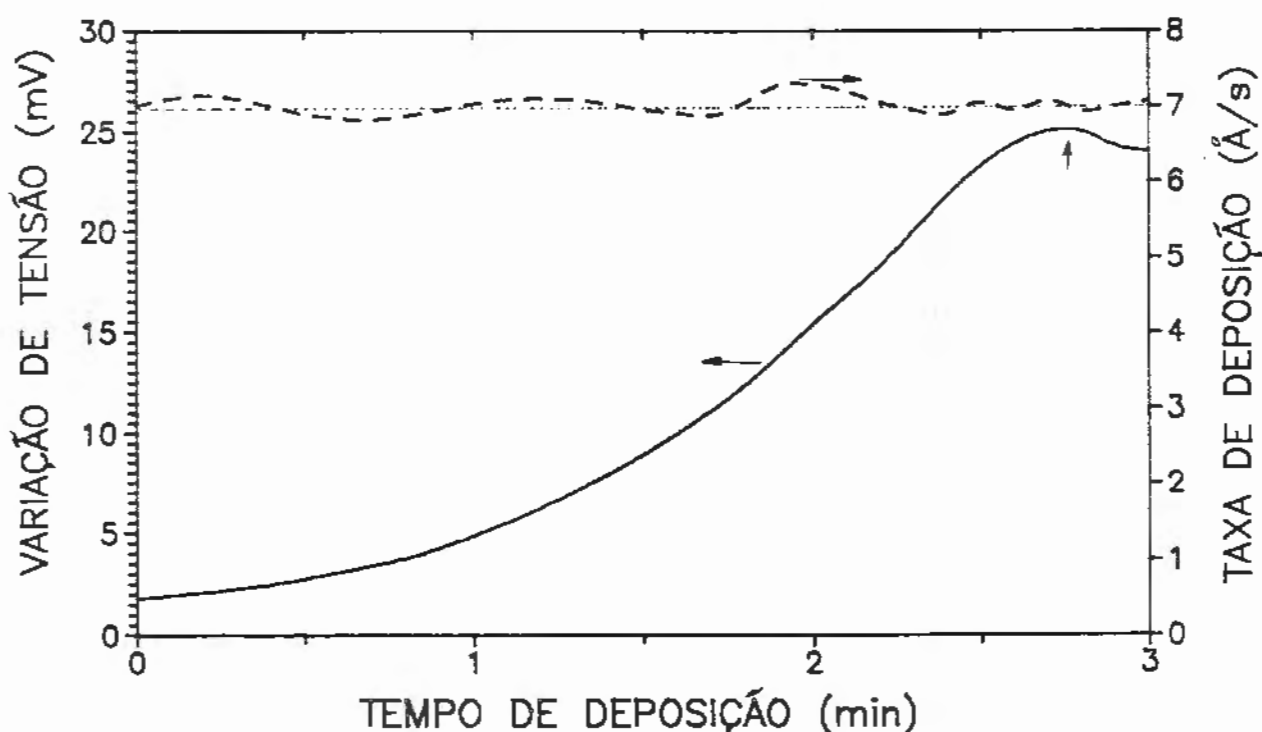


Fig. 3.16 - Registro gráfico do processo de deposição - Monitoração Elétrica (pressão de oxigênio de $1,5 \times 10^{-5}$ mbar).

A ótima qualidade da camada AR pode ser verificada através das curvas eletro-ópticas das Figs. 3.17 e 3.18 . O dispositivo se comporta como um diodo superluminescente após a deposição da camada AR, como pode ser visto pela forma abaulada da curva de emissão contínua L_c . A corrente de limiar pulsada aumentou de 27 mA para 80 mA e a contínua de 28 mA para 91 mA. Devem ser notadas as diferentes escalas usadas nas figuras , de corrente elétrica (2 mA e 5 mA) e potência ótica (0,5 mW e 1 mW).

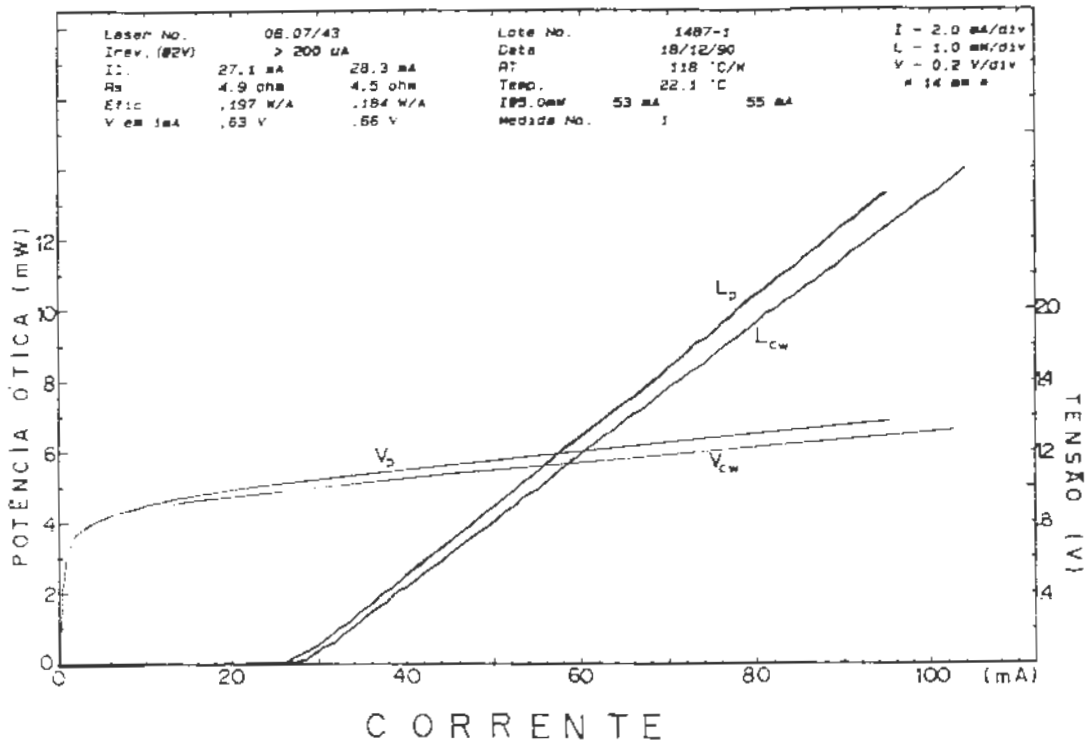


Fig. 3.17 - Curvas Eletro-Óticas do Laser Original.

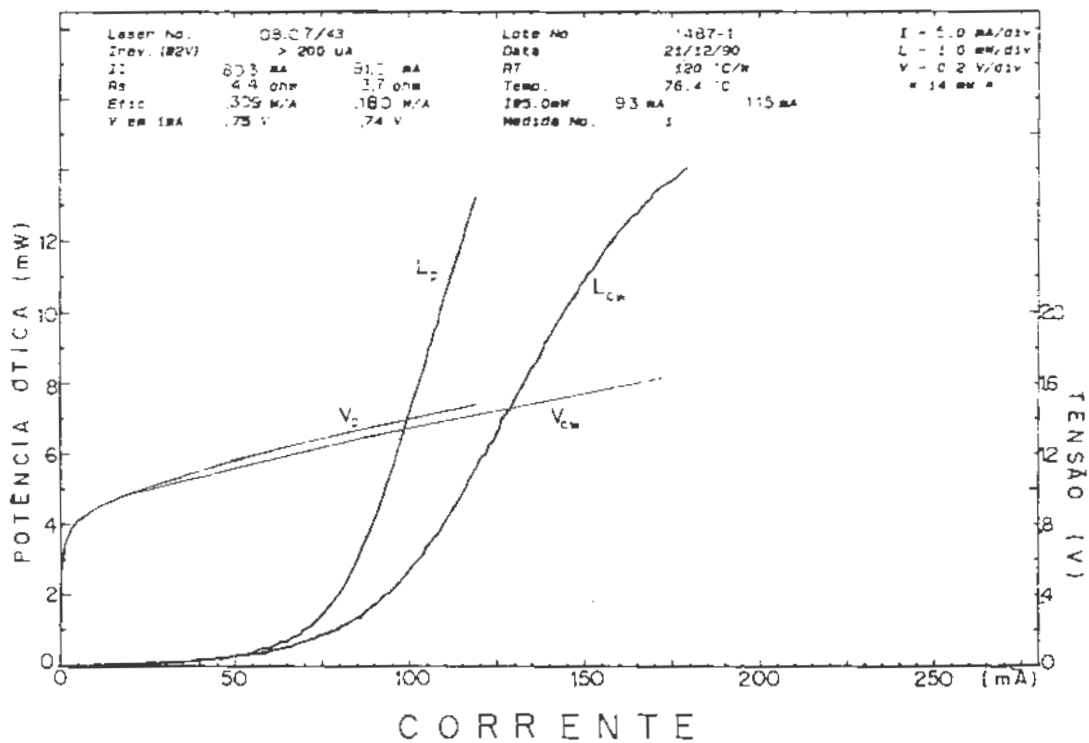


Fig. 3.18 - Curvas Eletro-Óticas do Laser com Camada AR

Foi deduzida uma relação direta (Eqs. A3.3 e A3.5) entre a refletividade da camada AR e a corrente de limiar do laser, mediada pela densidade de portadores na região ativa. Esta relação, plotada na Fig. 3.19 , permite estimar a refletividade da camada depositada sem recorrer a medidas complexas. Devido às diferenças individuais dos lasers semicondutores, usamos como parâmetro a corrente de limiar normalizada em relação à corrente de limiar do laser original. Usamos a corrente de limiar em regime pulsado, por ser menos afetada pelo aumento de temperatura e perdas por recombinação não-radiativa Auger. Uma escala logarítmica é empregada na Fig. 3.19 devido às várias ordens de grandeza envolvidas. A Fig. 3.19 também apresenta dados obtidos em nossas experiências e dados encontrados na literatura [27]. O ponto de partida é a refletividade natural de 32% do espelho de um laser semiconductor, quando a corrente normalizada é unitária. A seguir são colocados os pontos obtidos experimentalmente, com suas respectivas barras de erro. Uma fundamentação teórica é desenvolvida no Apêndice 3, onde são deduzidas as equações e explicitadas as principais hipóteses usadas.

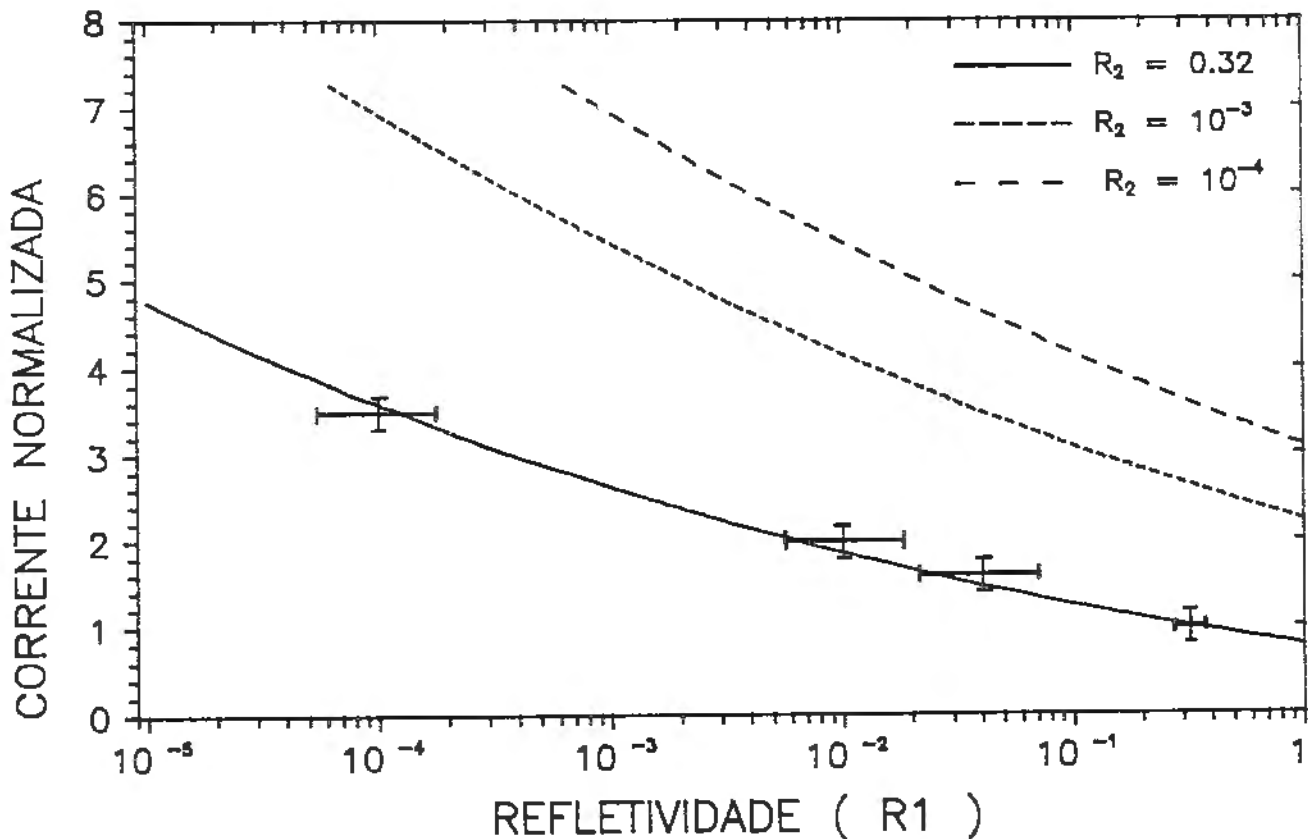


Fig. 3.19 - Curva de Calibração da Refletividade

3.4.2.3) COMENTÁRIOS

Os dados obtidos confirmaram a expectativa de simplificação e aumento de confiabilidade no processo. Todos os procedimentos se tornaram mais rápidos e com menor incidência de acidentes. A disponibilidade de equipamentos é grande e estes podem ser alocados permanentemente ao sistema de monitoração, além de serem mais baratos e de operação simples. A qualidade das camadas AR depositadas é muito boa e a deposição da segunda camada, na faceta posterior do laser semiconductor, não apresenta problemas de realimentação ótica como no sistema de monitoração utilizado anteriormente.

As possibilidades de automação neste sistema de monitoração são muito boas, pois a instrumentação associada (fontes de corrente, voltímetros e/ou conversores A/D) é de aquisição e operação simples e fácil. Pode ser implantado um sistema de produção automatizado, onde um computador controlaria a deposição de vários lasers simultaneamente. Com o uso de "shutters" independentes (ou de um sistema rotativo), cada laser seria controlado individualmente e a evaporação interrompida no ponto ótimo. Com a possibilidade de produção em maior escala, os custos seriam grandemente reduzidos e as aplicações potenciais ampliadas.

3.5) CONCLUSÕES

Neste capítulo são descritas as atividades, desenvolvidas ao longo deste Programa de Mestrado, relativas ao estudo, controle e aplicação de camadas AR de alta qualidade. Estas atividades se dividem basicamente no controle do índice de refração do filme dielétrico, e a seguir no controle da espessura otimizada.

Uma grande parte do sucesso alcançado se deve à ênfase colocada na pesquisa em Ciência dos Materiais, com destaque nos seguintes tópicos :

- controle do índice de refração de filmes de monóxido de silício SiO_x ($0 < x \leq 2$), variando a estequiometria através da taxa de evaporação e pressão parcial de oxigênio durante a deposição.

- Uso de métodos estatísticos aplicados a pesquisa experimental ("Planejamento Fatorial"), possibilitou um amplo estudo sobre o comportamento e propriedades do SiO_x .

- Avaliação das condições de deposição a partir da qual foram obtidos filmes estáveis, com respeito a "stress" e degradação da camada, e à durabilidade dos filmes a longo prazo.

Foram implementados métodos de monitoração ótica e elétrica em tempo real para o controle da espessura otimizada das camadas AR. Isto permitiu a deposição reprodutiva de camadas AR com as especificações exigidas sobre as facetas de lasers semicondutores, resultando na obtenção de protótipos funcionais de Amplificadores Óticos Semicondutores de Onda Caminhante e de Lasers em Cavidade Externa com ótimo desempenho.

Outro fator determinante foi a disponibilidade de meios para o desenvolvimento e implementação da instrumentação associada ao controle preciso e reprodutível do processo de deposição. O uso em tempo integral de uma evaporadora térmica dedicada à deposição de camadas AR, assim como a possibilidade de serem executadas as modificações planejadas, facilitou enormemente todo o trabalho.

CAPÍTULO IV

4) RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo são descritas as atividades relativas à caracterização das camadas AR e a caracterização dos dispositivos obtidos pela deposição destas camadas sobre lasers semicondutores. Primeiramente, usamos um método para inferir a refletividade espectral das camadas AR (CAR), através das curvas de emissão espontânea dos dispositivos polarizados em corrente menor que a corrente de limiar. A seguir são descritas as atividades de montagem de um sistema de caracterização direta do ganho, devido às deficiências apresentadas pelo método anterior. Finalmente são apresentadas as medidas realizadas em um dispositivo AOS, comparações com estimativas teóricas e as conclusões finais do trabalho.

4.1) INFERÊNCIA DE PARÂMETROS ESPECTRAIS DO AOS

O método de inferência da refletividade espectral é fornecido pela interpretação das curvas de Emissão Espontânea Amplificada (EEA) dos modos TE e TM, desenvolvida por Hakki e Paoli [70]. Por uma análise matemática da cavidade Fabry-Perot ativa obtemos uma relação direta entre a profundidade de modulação da curva de EEA, a refletividade das facetas e o ganho interno do dispositivo. A seguir são obtidas as curvas de refletividade e ganho na faixa espectral de interesse, para diversas correntes de polarização.

4.1.1) INTERPRETAÇÃO (MÉTODO HAKKI-PAOLI)

As curvas espectrais de refletividade e ganho são obtidas através da dependência espectral na profundidade de modulação X (ver Eq. 2.24), antes e após a deposição do filme antirefletor de SiO_x . Os procedimentos seguidos são :

- Obtenção da curva EEA do laser original, sem camada AR .
- Deposição da camada AR .
- Obtenção da curva EEA do laser recoberto, nas condições de corrente e temperatura anteriores.

A fórmula básica usada na análise é a seguinte (Eq. 2.24) :

$$G_s \sqrt{R_1 R_2} = \left[\frac{\sqrt{X} - 1}{\sqrt{X} + 1} \right] = F \quad (4.1)$$

onde G_s - ganho de passagem única (constante).

R_1, R_2 - refletividade das facetas 1 e 2 .

$X = (P_{max}/P_{min})$ - razão entre o máximo e mínimo da curva EEA (Fabry-Perot).

F - figura de mérito.

Aplicando-se esta equação aos gráficos de EEA antes e depois da deposição da cobertura AR, obtém-se :

$$R_{1d} = R_{1a} (F_d / F_a)^2 \quad (4.2)$$

onde R_{1d} - refletividade após a camada AR

R_{1a} - refletividade original (32 %)

F_a - figura de mérito original

F_d - figura de mérito após camada AR

Aplicando a Eq. (4.2) às curvas de EEA original e pós-camada AR, ponto a ponto no mesmo comprimento de onda, obtém-se as curvas de refletividade versus lambda (R versus λ) para os modos TE ou TM. A refletividade da segunda camada AR depositada é medida por procedimento análogo ao anterior (mas usando a curva EEA do dispositivo com a primeira camada AR).

Podemos inferir o ganho G_s de passagem única (TE ou TM), o máximo ganho disponível na cavidade em correntes acima do limiar original, através das refletividades calculadas e das curvas de EEA obtidas nestas correntes, aplicando novamente a Eq. (4.1). Isto se deve ao fato de que as refletividades são fatores geométricos, que independem do ganho do dispositivo.

O regime de operação do dispositivo como Amplificador de Onda Caminhante é definido por $P_{max}/P_{min} \leq 2$, o que equivale a uma ondulação da curva de ganho inferior a 3 dB. A partir desse ponto, inicia-se a operação em regime ressonante, o que acarreta uma acentuada redução na largura espectral.

4.1.2) CARACTERIZAÇÃO DE CAMADAS AR

O aparato utilizado na obtenção das curvas de EEA está esquematizado na Fig. 4.1. Este consiste em um espectrômetro SPEX de 0,75 metro, em configuração Czerny-Turner, com grade de difração de 1200 linhas/mm. O espectrômetro utilizado possui controle automatizado das principais funções como taxa de varredura (Angstroms/segundo), comprimento de onda inicial e final. O SPEX e toda sua ótica de colimação e focalização associada estão montados sobre uma bancada ótica de mármore, que por sua vez repousa sobre um colchão de espuma para amortecer vibrações. A medida do sinal é realizada por meio de detecção síncrona usando um Amplificador Lock-In 124B, da Princeton Applied Research, devido ao nível extremamente baixo do sinal a ser detectado. O fotodetector de germânio de área larga (20 mm^2), refrigerado a nitrogênio líquido (LN_2 a 77 K), possui corrente de escuro da ordem de $0,5 \times 10^{-12}$ ampere e conseqüentemente baixo nível de ruído ($\text{NEP} = 2 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$). O polarizador, inserido no caminho ótico do feixe colimado, permite selecionar a polarização TE ou TM da radiação emitida pelo laser. A razão de extinção de 20 dB do polarizador permite obter boa razão de rejeição entre as duas polarizações ortogonais. A curva de EEA obtida é traçada em papel milimetrado em um registrador X-T.

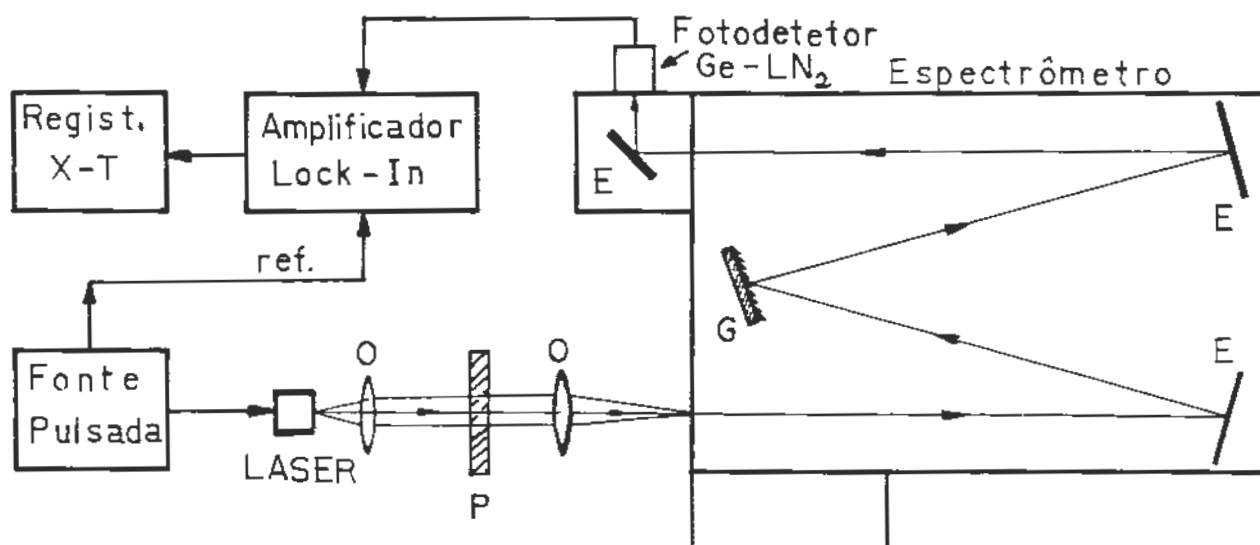


Fig. 4.1 - Espectrômetro com polarizadores.

Os dados aqui apresentados referem-se à deposição de uma camada AR sobre a face frontal do laser DCPBH 1,3 μm lote 1488-1 g23, destinado a operação como Laser de Cavidade Externa. Na deposição foi empregado o método de monitoração ótica em tempo real (seção 3.4.2). O limiar de oscilação original do laser em corrente contínua ($I_0 = 38 \text{ mA}$) foi transferido para $I_{ar} = 129 \text{ mA}$, o que equivale a um aumento de 3,4 vezes na corrente I_0 original. As curvas de EEA para o modo TE do laser original , polarizado a 90% de I_0 , são apresentadas na Fig. 4.2 . A curva do dispositivo com uma camada AR, realizada nas mesmas condições experimentais, é apresentada na Fig. 4.3 .

Estas curvas serão usadas para inferir a refletividade espectral da camada AR, e também para inferir a curva de ganho do laser polarizado em diversas correntes acima do limiar original.

Uma dificuldade de ordem experimental que se apresenta na interpretação dos resultados é a sub-modulação da curva de EEA, observada nas Figs. 4.2 e 4.3 . A curva apresenta duas modulações distintas :

- modulação Fabry-Perot com período de 15 \AA devida às facetas terminais , correspondente a uma cavidade de 300 μm .
- sub-modulação com período de 90 \AA de origem incerta, correspondente a uma cavidade de 50 μm .

A possibilidade de causas instrumentais (reflexões na objetiva de focalização ou internas ao espectrômetro) foi testada e afastada. Resta a hipótese da existência de subcavidades internas ao laser, hipótese esta que deve ser testada por outros métodos. Estas subcavidades podem ser originadas de imperfeições na camada ativa do laser , como variações na largura e espessura , ou ainda defeitos localizados provocados por falhas no processo de fotografação e ataques químicos. O trabalho reportado por Cassidy [71] realiza um modelamento da curva de emissão ótica de lasers com diversos tipos de estrutura, incorporando o efeito de subcavidades internas à camada ativa devido a espalhamento. Os resultados apresentados recuperam exatamente o comportamento de sub-modulação da curva de emissão, mostrando que mesmo pequenas refletividades internas exercem grande influência sobre o espectro de emissão ótico de lasers semicondutores.

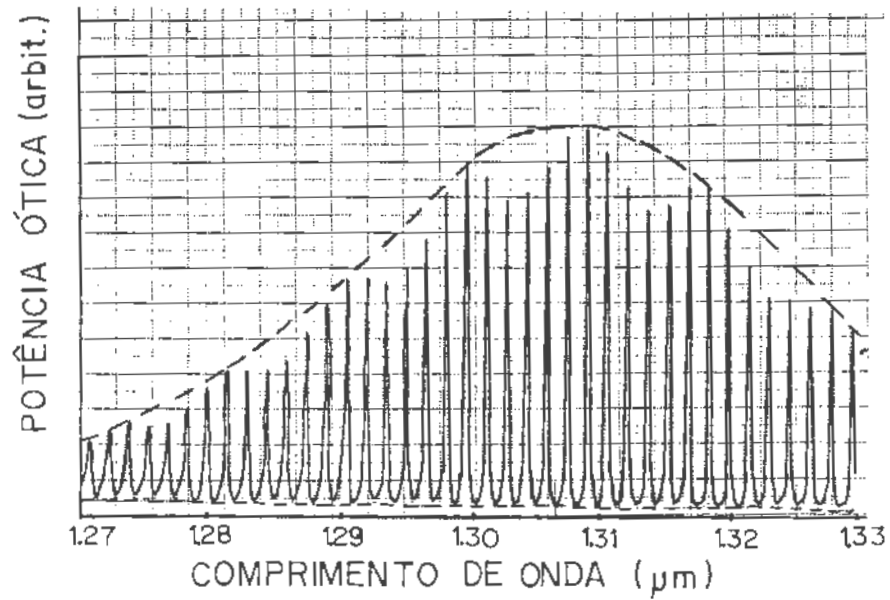


Fig. 4.2 - Curva EEA do laser original (modo TE).

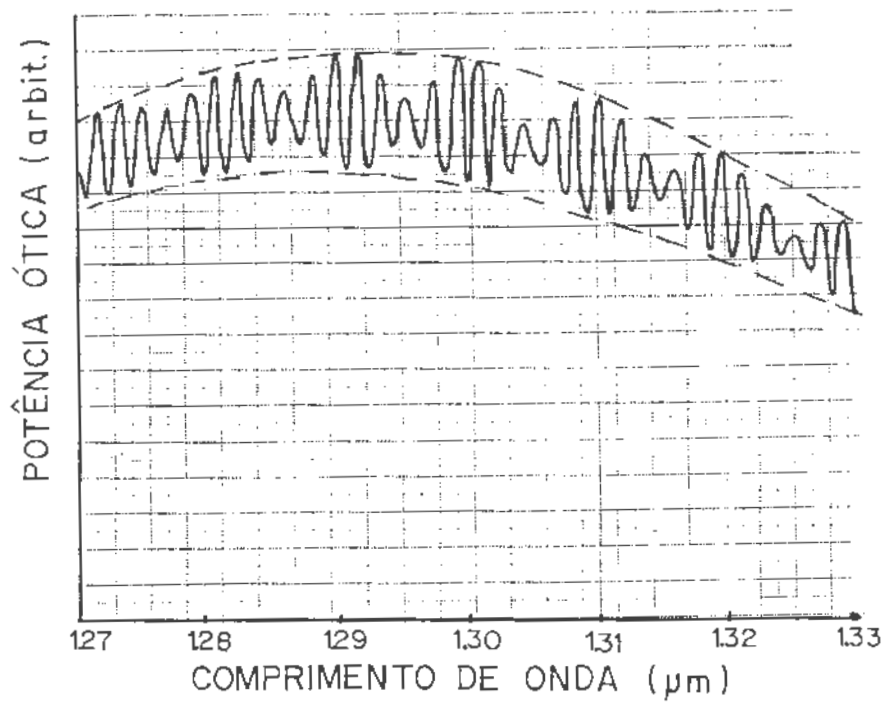


Fig. 4.3 - Curva EEA do laser com AR na primeira faceta.

A solução adotada para este problema foi trabalhar com a envoltória da curva de emissão espontânea. O cálculo da refletividade nos vales da sub-modulação gera valores 10 vezes menores que nos picos. Nestes comprimentos de onda a refletividade atinge valores na faixa de 10^{-4} (0,01 %). A interpretação destas curvas pelo procedimento descrito nos permitiu obter as curvas de Refletividade $R(\text{TE})$ e $R(\text{TM})$ versus Lambda , apresentada na Fig. 4.4 . A análise destes dados confirma experimentalmente o dicroísmo esperado entre as refletividades TE e TM. Nota-se na Fig. 4.4 que tanto o valor absoluto dos mínimos $R(\text{TE}) = 3 \times 10^{-3}$ e $R(\text{TM}) = 7 \times 10^{-3}$, como os comprimentos de onda onde estes ocorrem $\lambda(\text{TE}) = 1,317 \mu\text{m}$ e $\lambda(\text{TM}) = 1,329 \mu\text{m}$ são diferentes.

Esta diferença também se manifesta na curva Ganho (TE e TM) versus Lambda , mostrada na Fig. 4.5 . Esta diferença é atribuída ao maior fator de confinamento do modo TE (≈ 6 %).

Encontram-se na Fig. 4.6 as curvas de ganho do dispositivo (modo TE), obtidas em diferentes correntes de polarização. É nítida a variação do pico de ganho no sentido de energias mais altas com o aumento da corrente de injeção (de $1,32 \mu\text{m}$ em 35 mA para $1,30 \mu\text{m}$ em 100 mA).

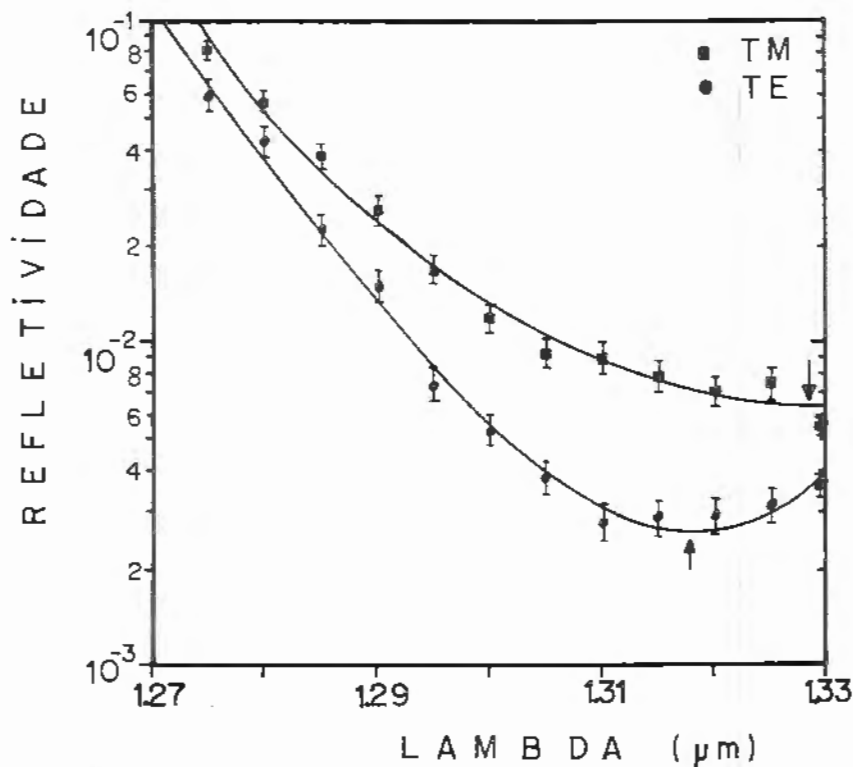


Fig. 4.4 - Refletividade (TE e TM) versus Lambda .

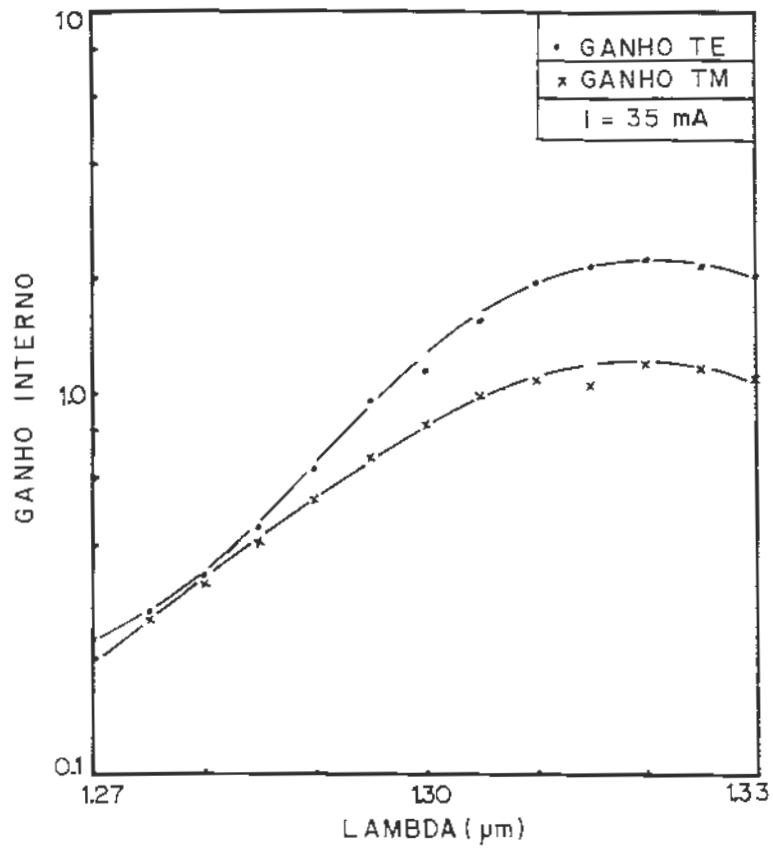


Fig. 4.5 - Curva Ganho (TE e TM) versus Lambda (com AR)

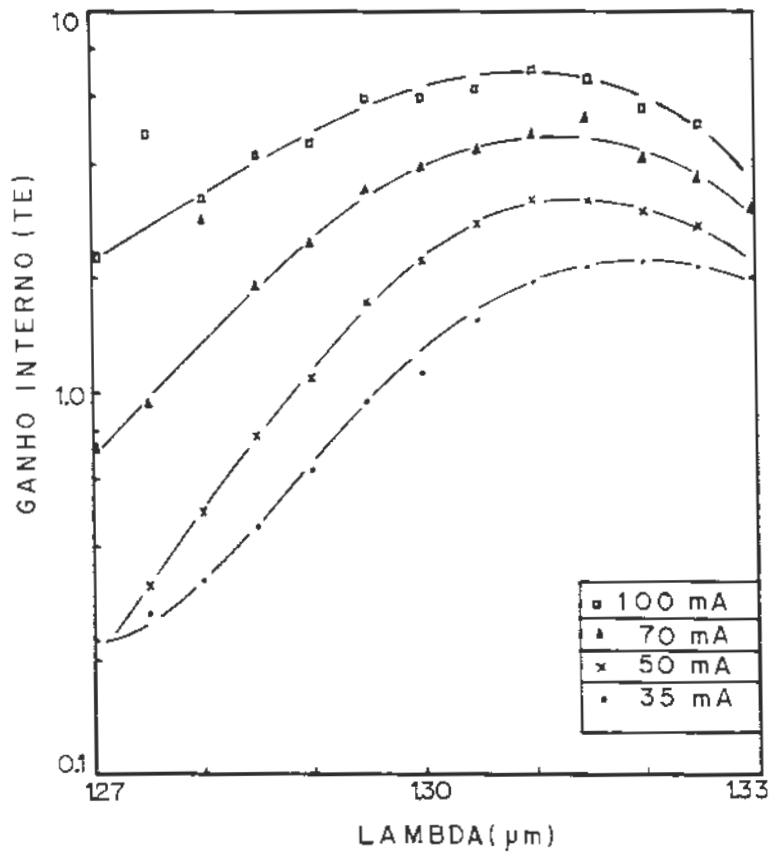


Fig. 4.6 - Curva Ganho (TE) versus Lambda com AR

4.1.3) DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os resultados obtidos na caracterização espectral de refletividade e ganho permitem alcançar a série de conclusões enumeradas a seguir :

- O estudo conjunto das curvas mostradas nas Figs. 4.4 , 4.5 e 4.6 mostra que foi obtida uma camada AR de alta qualidade, com refletividade menor que 1 % para as polarizações TE e TM simultaneamente.

- A Fig. 4.4 apresenta o dicróismo observado entre as refletividades TE e TM, onde tanto os valores mínimos como os comprimentos de onda em que ocorrem são diferentes.

- Este dicróismo também se manifesta nos valores de ganho máximo TE e TM, conforme indica a Fig. 4.5 . Pode ser mostrado analiticamente, modelando-se o comportamento do laser empregado, que esta diferença deve-se principalmente ao maior fator de confinamento do modo TE (≈ 6 %), resultante do projeto da camada ativa do dispositivo original (ver seção 2.2).

- O deslocamento do pico da curva de ganho para comprimentos de onda menores, como função do aumento da densidade de portadores na dupla heteroestrutura (Eq. 2.1), pode ser observado na Fig. 4.6.

- A existência da submodulação da curva de EEA impõe limitações ao uso deste método, superestimando o valor das refletividades e ao mesmo tempo subestimando os valores de ganho.

Estas considerações mostram que a estrutura do laser usado apresenta problemas e deve ser otimizada para operação como amplificador ótico semiconductor. Devem ser realizadas modificações para eliminar o dicróismo apresentado pelo ganho e simultaneamente equalizar a refletividade dos modos TE e TM. Parâmetros como espessura e largura da camada ativa, degrau de índice de refração e dopagem das camadas confinantes devem ser reprojctadas para tornar o amplificador insensível à polarização.

Apesar da boa qualidade da camada AR conseguida, resultados da literatura mostram que é possível reduzir em um ordem de grandeza o ponto de mínima refletividade. Devemos também conseguir uma maior largura espectral onde a refletividade se situe na faixa entre 10^{-3} e 10^{-4} .

4.2) SISTEMA DE CARACTERIZAÇÃO DE GANHO

A técnica de inferência do ganho a partir da curva de Emissão Espontânea Amplificada, descrita na seção (4.1), apresenta limitações devido à presença da submodulação do espectro de emissão. Os baixíssimos níveis de potência ótica empregados impõem exigências severas sobre o equipamento de detecção utilizado. Além disso, existem outros fatores instrumentais que levam à subestimação do ganho e refletividade espectrais [72], tornando este método de medida demorado e trabalhoso.

Parâmetros importantes do dispositivo como potência de saída de saturação, variação de ganho com temperatura, ondulação de ganho e sensibilidade à polarização devem ser medidos diretamente, pois o processo de inferência é apenas qualitativo.

Por estes motivos, tornou-se necessário o desenvolvimento de um sistema para caracterização direta do ganho e de outros parâmetros dos dispositivos construídos. As principais características exigidas deste sistema são :

- Fonte ótica sintonizável na faixa de interesse em $1,3 \mu\text{m}$, com largura espectral estreita para resolver a curva de ganho e suficiente potência para medir as características de saturação do amplificador ótico.

- Suporte mecânico que permita o acesso de fibras óticas, objetivas de microscópio e fotodetectores às duas faces do dispositivo.

- Controle e estabilização da temperatura na montagem, usando efeito termoelétrico Peltier e com realimentação elétrica.

- Uso de um acoplador monomodo com microlentes confeccionadas nos braços para estudos de acoplamento laser-fibra e monitoração da potência ótica injetada no amplificador ótico.

- Controle de polarização da radiação ótica para medir as diferentes características dos ganhos TE e TM.

- Sistema de detecção ótica com um fotodetector de germânio de área larga, para minimizar problemas de acoplamento, uso de detecção síncrona empregando um amplificador lock-in para permitir a medida de ganho em baixos sinais e isolar a emissão espontânea contínua emitida pelo amplificador.

4.2.1) LASER SEMICONDUTOR EM CAVIDADE EXTERNA

A caracterização espectral do ganho do AOS necessita de um emissor operando em $1,3 \mu\text{m}$, sintonizável em uma banda larga ($\Delta\lambda \geq 50 \text{ nm}$) e com largura de linha estreita ($\Delta\nu \leq 1 \text{ MHz}$) para resolver a modulação da curva de ganho. A potência útil (mW) deve ser suficiente para medir parâmetros como a potência de saída de saturação P_{ss} (-3 dB).

Uma fonte que se encaixa nessa categoria é o laser semiconductor operando em cavidade externa (LCE) [29]. Sua seletividade de frequência é obtida através da rotação de uma grade de difração (Fig. 4.7). A radiação ótica emitida pelo laser é colimada por uma objetiva especial e incide sobre a grade de difração em montagem Littrow [52,73]. O comprimento de onda da radiação ótica realimentada no laser é selecionado pelo ângulo da grade. Devido à forte seletividade e realimentação da grade e ao longo caminho ótico na cavidade, o laser oscila em um modo longitudinal único e com uma largura espectral muito estreita ($\delta\nu \approx 10 \text{ kHz}$). Este dispositivo também é útil em aplicações óticas avançadas que necessitam de transmissores e osciladores locais estabilizados, com as seguintes características :

- Regime monomodo transversal (fundamental) e longitudinal.
- Largura espectral estreita ($\Delta\nu \leq 1 \text{ MHz}$).
- Sintonia em frequência ($\Delta\lambda \geq 50 \text{ nm}$).
- Potência ótica de saída alta (até 10 mW).
- Baixo consumo de potência elétrica (décimos de watt).

4.2.1.1) PROJETO MECÂNICO

O projeto mecânico foi realizado tendo em vista manter a máxima rigidez estrutural, calculando as dimensões para obter pequenas amplitudes de vibração residuais. Os suportes mecânicos e microposicionadores foram solidamente fixados a uma base rígida de alumínio, usinada e retificada de modo a manter o alinhamento planar e angular dentro de tolerâncias estreitas . O amortecimento de vibrações foi realizado pelo uso de uma base de espuma onde o conjunto foi assentado, obtendo bons resultados. Todos os componentes metálicos foram anodizados em negro para evitar reflexões espúrias.

Os componentes utilizados na montagem são descritos abaixo :

- Laser : com estrutura DCPBH emitindo em $1,3 \mu\text{m}$, possui a faceta frontal recoberta por uma camada AR, depositada usando SiO_x com monitoração em tempo real por tensão e refletividade média $R < 10^{-3}$ (ou 0,1 %).

- Objetiva : com abertura numérica $\text{AN} = 0,45$ e aumento de 20 X, possui cobertura anti-refletora otimizada para a região infravermelha.

- Grade de Difração : tipo Echelette em montagem Littrow, com comprimento de onda nominal ("blaze") em $1,2 \mu\text{m}$. Possui 1200 linhas/mm e alta eficiência de difração ($> 70 \%$ [73]) operando no modo de primeira ordem. Seu recobrimento de ouro permite trabalhar em toda a região de infravermelho com alta refletividade.

- Estágio de Rotação : permite o ajuste da grade com precisão angular de 1 minuto de arco. A montagem "gimbal" superior permite o ajuste em torno de dois eixos de rotação perpendiculares e cruzados (planos sagital e tangencial).

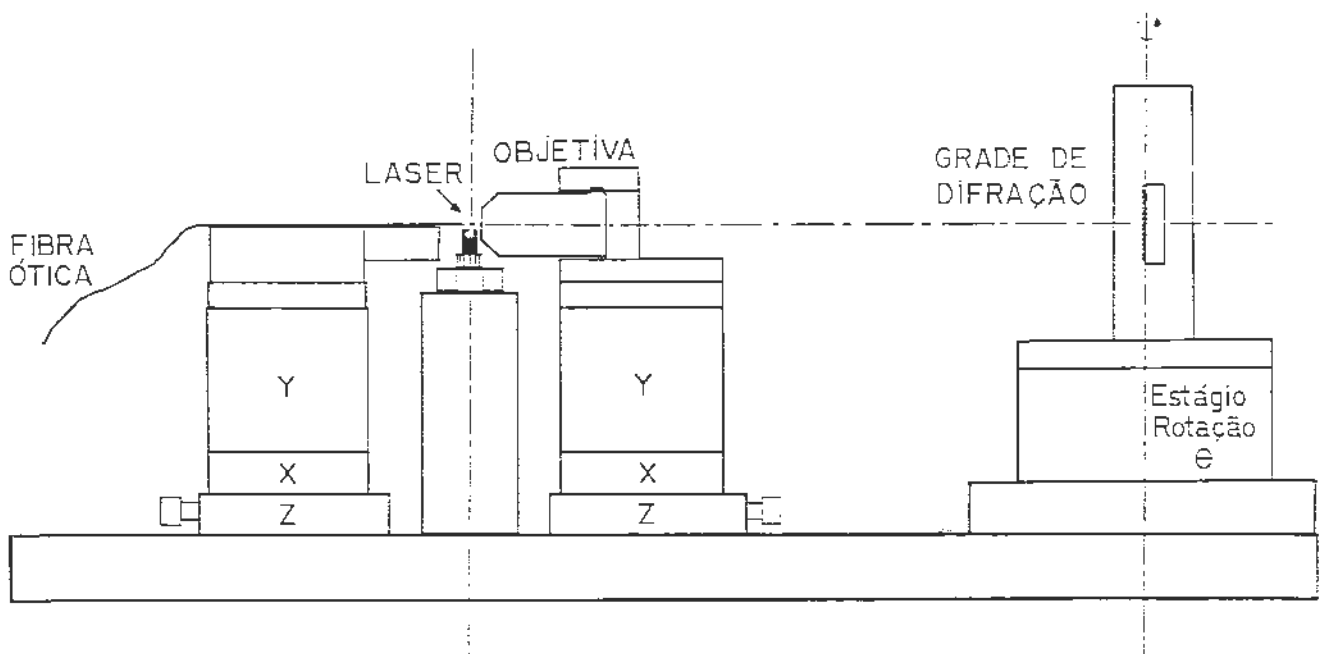


Fig. 4.7 - Laser Semicondutor em Cavidade Externa.

4.2.1.2) RESULTADOS EXPERIMENTAIS

As características espectrais deste LCE foram obtidas com o auxílio de um espectrômetro Anritsu MS96A inteiramente automatizado. Este aparelho realiza medidas em toda a faixa de $1,1 \mu\text{m}$ a $1,7 \mu\text{m}$. Possui resolução selecionável entre 1 Angstrom (20 GHz), 0,12 Angstrom (2,5 GHz) e 0,005 Angstrom (100 MHz) através de um interferômetro Fabry-Perot interno.

O intervalo de sintonia medido foi $\Delta\lambda = 92 \text{ nm}$ (18 THz) como pode ser visto na Fig. 4.8 , sendo aproximadamente igual a 100 FSR (" Free Spectral Range") do AOS . Uma unidade FSR é o espaçamento entre dois modos longitudinais consecutivos da cavidade Fabry-Perot, correspondendo aproximadamente a 7 Ångstroms no comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$. Deve ser ressaltado que a sintonia obtida é descontínua, pois com a rotação da grade o comprimento de onda salta entre os diferentes modos longitudinais permitidos pela cavidade. A estabilidade obtida após a sintonia em um modo preferencial do LCE é excelente. Podemos obter sintonia fina em 4 Angstroms, através do ajuste de temperatura ou da corrente de polarização.

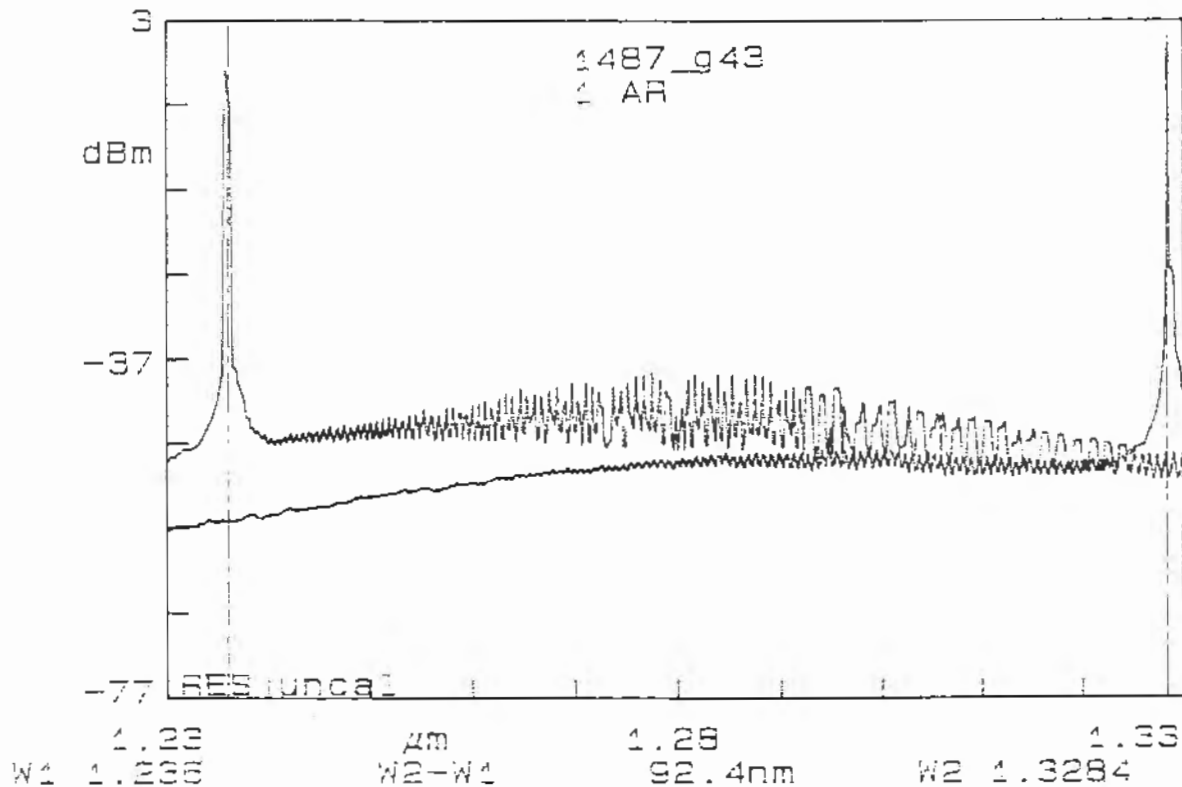


Fig. 4.8 - Intervalo de Sintonia do LCE

A largura de linha medida com o etalon interno foi $\delta\nu \approx 200$ MHz, correspondendo ao limite de resolução do aparelho (ver Fig. 4.9). A medida foi refeita em um sistema para medição de largura de linha muito estreita usando o método auto-homódino, com resolução de 100 kHz [74]. O resultado obtido indicou que a largura de linha do LCE é muito menor que a resolução deste sistema, provavelmente se situando em torno de 10 kHz. No entanto, ainda existem dúvidas quanto ao correto funcionamento deste sistema de medidas quando aplicado à medida de larguras de linha tão estreitas.

A razão de extinção (ou rejeição de modos laterais) é maior que 40 dB em uma potência ótica de 10 mW (ver Fig. 4.9). Estas características satisfazem a todos os requisitos pré-estabelecidos no início do trabalho em termos de sintonia espectral, largura de linha, potência de saída e estabilidade.

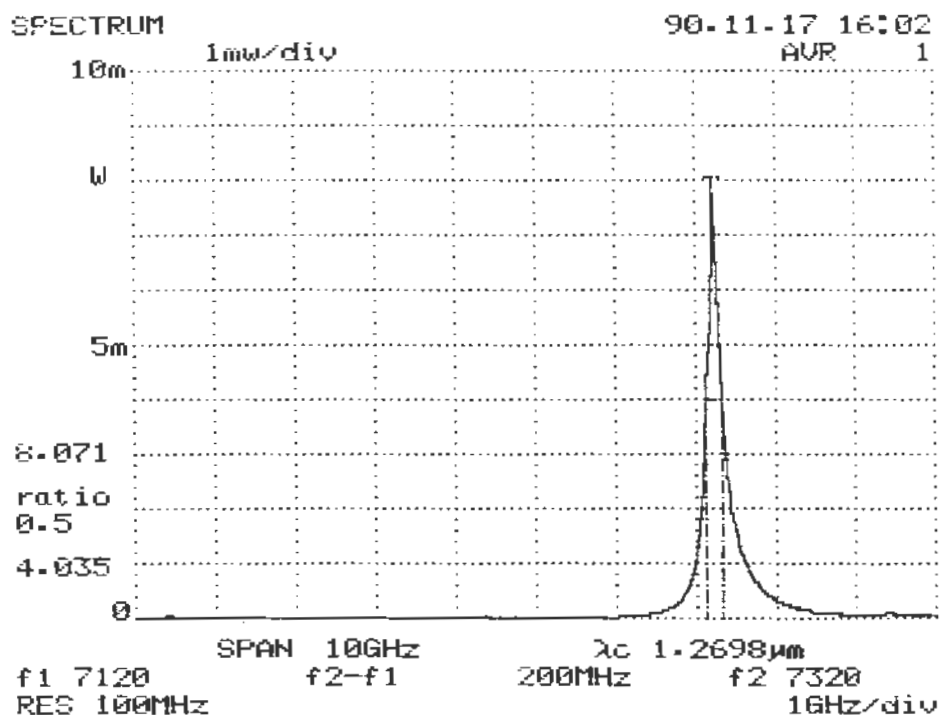


Fig. 4.9 - Largura de linha e Potência do LCE

4.2.1.3) DISCUSSÃO DOS RESULTADOS DO LCE

Devido ao grande cuidado no projeto e à qualidade dos componentes óticos e mecânicos usados na montagem, este LCE apresentou resultados excelentes. A qualidade da camada AR depositada sobre o laser possibilitou a polarização em alta corrente, aumentando a largura da curva de ganho do dispositivo e a máxima potência de saída.

Foi obtida sintonia descontínua de 92 nm, desde 1,236 μm até 1,328 μm , comparável aos melhores resultados da literatura para este tipo de estrutura [29, 75]. É possível adquirir sintonia fina no LCE através da variação da temperatura e da corrente de alimentação. A obtenção de sintonia mecânica contínua [76-77] depende de aperfeiçoamentos e adição de novos componentes ao projeto.

A estabilidade dinâmica do laser, obtida através de controle de temperatura e da corrente de polarização, assim como a estabilidade passiva da montagem mecânica, permitiu a obtenção de largura de linha $\delta\nu < 100$ kHz. Esta medida foi limitada pelo sistema de medida empregado, por batimento em frequência homódina, cuja resolução era de 100 kHz. Um aumento de resolução deste sistema de medida de largura de linha, dos atuais 100 kHz para menos que 10 kHz, nos permitirá avaliar mais precisamente esta figura de mérito do dispositivo.

O uso deste dispositivo em sistemas de comunicação óticas é muito atrativo devido às suas características de pureza espectral e sintonia. No entanto, sendo um protótipo laboratorial grande e massivo, sua utilização em campo depende de esforços adicionais na compactação e miniaturização dos componentes. Os materiais da montagem devem possuir coeficientes de expansão térmica pequenos, de modo a minimizar variações no comprimento do caminho ótico, e deslocamentos/vibrações que implicariam em instabilidades no comprimento de onda de operação [79].

4.2.2) PROJETO DO SUPORTE DO AMPLIFICADOR ÓTICO

Um laser semiconductor isolado ("chip") possui as dimensões típicas mostradas na Fig. 4.5 . É difícil seu manuseio nesta forma e por isso ele é soldado a um bloco maior, que servirá como suporte mecânico e dissipador térmico do calor gerado durante sua operação (tipicamente de 100 a 200 mW). Devido à pequena distância entre a camada ativa e a metalização do lado P ($< 5 \mu\text{m}$), solda-se o chip com o lado P para cima ("p-side up"), para evitar refluxos de solda que poderiam recobrir o espelho do laser e provocar curto circuito entre as diversas camadas da dupla-heterojunção. Este bloco pode ser metálico (cobre) ou cristalino (silício ou diamante), escolhido de modo a apresentar alta condutividade e pequena impedância térmicas (K/W). Neste bloco também são feitas as soldas com fio de ouro do laser para as laterais metalizadas do bloco de silício (usado no CPqD), que servirão como contatos elétricos quando o laser for testado e operado. Este conjunto mostrado na Fig. 4.10 é o bloco funcional básico em que o laser é manipulado. Este bloco de silício por sua vez é soldado sobre outra peça de cobre em forma de L (o reservatório térmico visto na Fig. 4.11), com tamanho suficiente para ser manuseado seguramente com pinças.

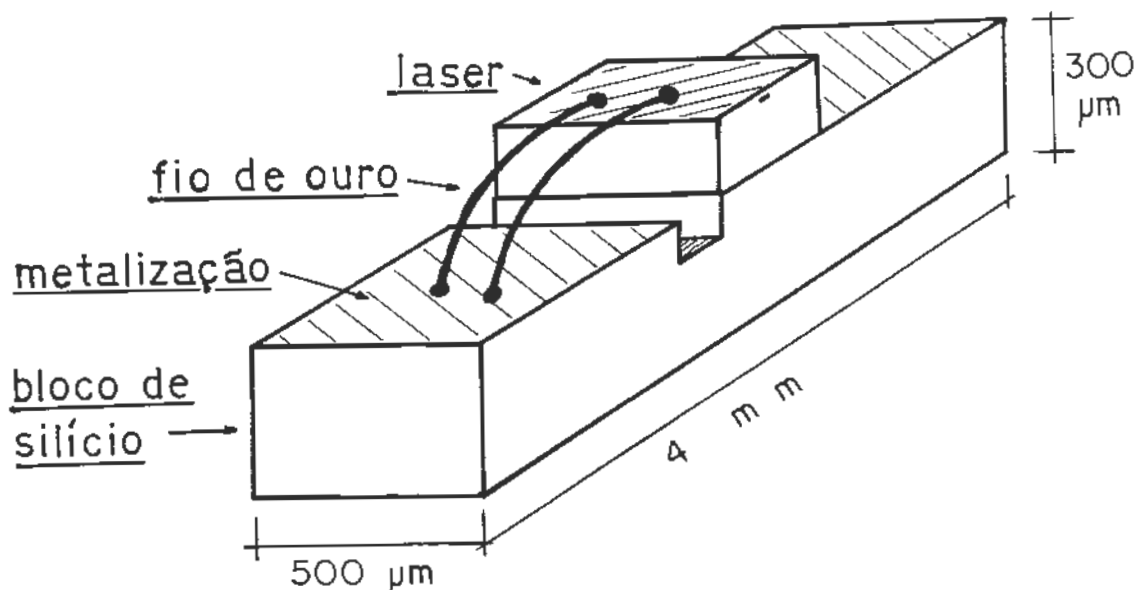


Fig. 4.10 - Bloco de Silício Metalizado com Laser.

Devido à necessidade de acessar as duas facetas do laser semiconductor, para deposição de camadas AR e acoplamento com fibras óticas, modificamos os suportes já existentes de modo a se tornarem satisfatórios. A Fig. 4.11 mostra as dimensões relativas entre o laser e a fibra ótica usada para acoplar radiação ótica na camada ativa. A distância de trabalho fibra-laser é da ordem de microns, tornando necessário o uso de micro-posicionadores piezo-elétricos para adquirir precisão e repetibilidade no posicionamento. O acesso à faceta frontal é totalmente livre, permitindo o aproximação de objetivas de microscópio com distância de trabalho pequena, mas a faceta traseira apresenta difícil acesso. A solução adotada foi a redução da largura do bloco de silício e a adição de um chanfro ao bloco de cobre, como pode ser visto na Fig. 4.11, de modo a permitir livre acesso de fibras óticas e objetivas à faceta traseira.

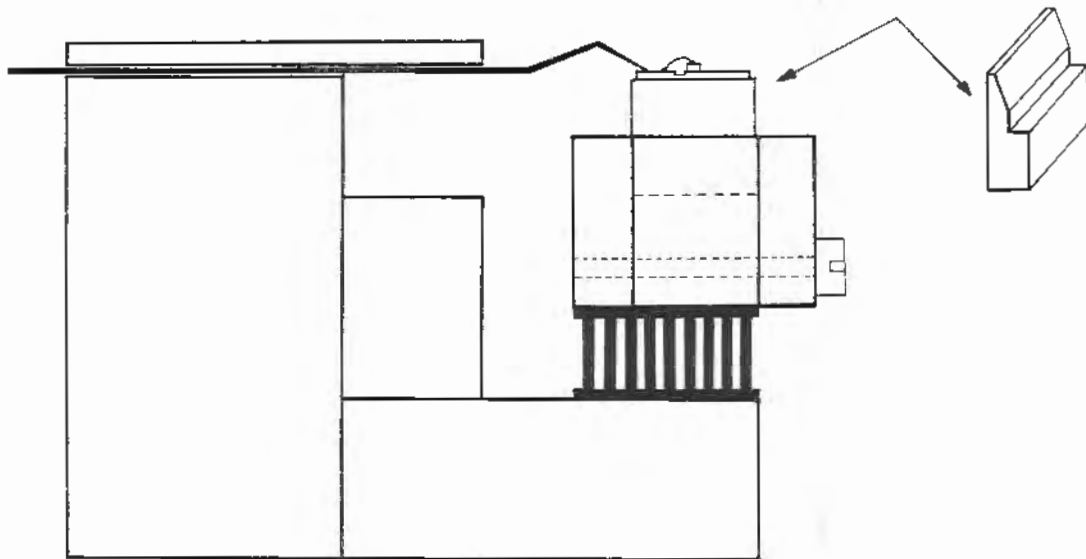


Fig. 4.11 - Bloco chanfrado

Foi também projetado e construído um suporte para o bloco chanfrado, incorporando o sistema de alimentação elétrica do laser, com monitoração e controle da temperatura do conjunto, adquirindo estabilidade melhor que $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}$. Com estas modificações o conjunto tornou-se adequado para aplicações como Amplificador Ótico, Laser de Cavidade Externa ou como Modulador de Amplitude. Ele também pode ser usado em experiências onde seja necessária à estabilização e sintonia precisa da temperatura do laser.

4.2.3) SISTEMA DE CONTROLE DE TEMPERATURA

A estabilização ativa de temperatura no conjunto laser/bloco chanfrado é realizada através de um controlador proporcional / integral. O sistema foi implementado utilizando um termoelétrico Peltier [80-81], com realimentação por termistor, e amplificadores operacionais comerciais. O projeto eletrônico foi realizado com máxima atenção a detalhes de implementação e modularidade, tornando fáceis a montagem, regulagem e testes finais do circuito. O diagrama do sistema está ilustrado na Fig. 4.12 .

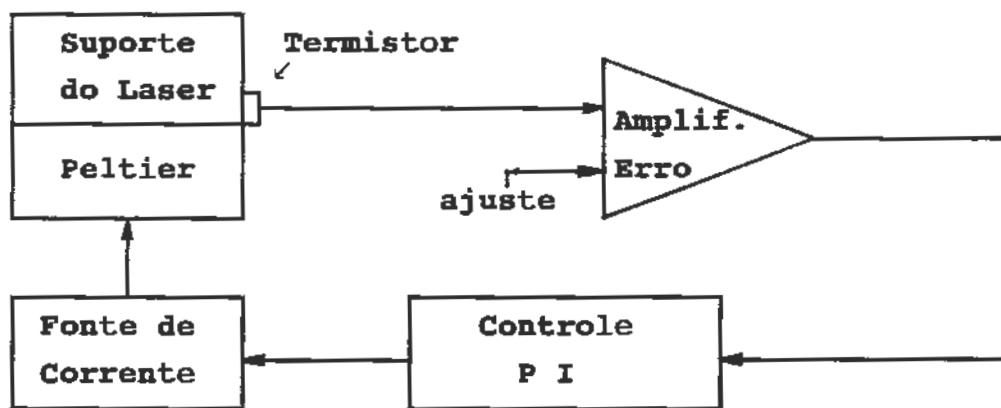


Fig. 4.12- Sistema Controlador de Temperatura

Os blocos constituintes do sistema e suas funções são descritos abaixo :

- Suporte do laser : construído com as menores dimensões possíveis dentro dos requisitos do projeto (ver seção 4.2.2), de modo a apresentar pequena massa e inércia térmicas. Foi revestido com banho de ouro para minimizar perdas por radiação. As perdas por convecção são controladas por meio de restrição a correntes de ar, inserindo o suporte dentro de um invólucro de acrílico.

- Sensor de Temperatura : termistor NTC ("Negative Temperature Coefficient") soldado próximo ao laser na montagem, é um resistor com dependência fortemente não linear em temperatura. Suas principais vantagens como sensor são : resposta rápida, alta sensibilidade e precisão, uso simples. Está montado em configuração Ponte de Wheatstone de modo a minimizar variações na tensão de alimentação. Foi colocado um segundo termistor junto ao principal para fins de monitoração, calibração da temperatura e verificação da estabilidade térmica do sistema.

- Termoelétrico Peltier : dispositivo semiconductor [81] usado como refrigerador em que o calor absorvido na face fria é transferido para a face quente, ligada ao dissipador, a uma taxa proporcional à corrente contínua que circula por ele.

- Amplificador de Erro : amplificador de instrumentação de precisão, mede a diferença entre a temperatura medida e o ponto de ajuste e a fornece ao controlador. Em seu projeto foi tomado cuidado especial com parâmetros como ganho em modo comum, tensão de offset, filtragem de ruídos e impedância de entrada.

- Controlador Analógico : implementa a ação de controle proporcional-integral

$$M = G E + \frac{1}{R C} \int E dt \quad (4.3)$$

onde E é o sinal de erro, G é o ganho proporcional, RC é o ganho integral e M é o sinal de controle.

- Fonte de Corrente : fonte bipolar simétrica controlada pelo sinal de controle M. Fornece a corrente direta necessária para o funcionamento do Termoelétrico Peltier.

A estabilidade adquirida com o sistema foi $\delta T \approx 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}$ em uma faixa desde $5 \text{ }^\circ\text{C}$ até $90 \text{ }^\circ\text{C}$, nas condições citadas abaixo, correspondendo a uma resistência do termistor de $35 \text{ k}\Omega$ a $1 \text{ k}\Omega$. No entanto esta estabilidade é fortemente dependente da restrição a correntes de ar, podendo se elevar a décimos de grau ($10^{-1} \text{ }^\circ\text{C}$) em caso de grande circulação de ar. Em temperaturas abaixo de $10 \text{ }^\circ\text{C}$ pode ocorrer condensação de vapor de água sobre o suporte e o laser, prejudicando o funcionamento adequado dos dispositivos. Neste caso é aconselhado operar o sistema dentro de um recipiente com atmosfera de nitrogênio seco. Não é recomendado operar em temperaturas acima de $100 \text{ }^\circ\text{C}$ pois as soldas do termoelétrico Peltier são afetadas, destruindo o dispositivo.

O controle de temperatura é necessário na estabilização do comprimento de onda emitido pelo LCE, com uma variação típica de $5 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$, e também como um meio de conseguir sintonia fina neste ajuste (sem "mode-hopping"). Este controlador também pode ser usado na caracterização de lasers e amplificadores óticos semicondutores para medir parâmetros relacionados à temperatura.

4.2.4) ACOPLADOR MONOMODO

Um acoplador monomodo é um dispositivo obtido pela fusão e puxamento longitudinal de duas fibras óticas monomodo, em uma pequena extensão, de modo a que os núcleos das fibras entrem em contato. Desse modo pode-se transferir potência ótica de uma das fibras para a outra, em uma proporção monitorada e fixada durante o processo de fabricação. Estes acopladores foram totalmente desenvolvidos, fabricados e encapsulados nos laboratórios da área de Dispositivos e Fibras Óticas do CPqD [82].

O sistema para medidas de ganho utiliza um acoplador assimétrico com razão de acoplamento 5/95, isto é, a potência lançada no braço 1 é dividida em 95% no braço 3 e 5 % no braço 4 . Desse modo, monitorando o braço 4 (5%), medimos o comprimento de onda e a potência no braço 3 (95 %) por onde está sendo injetada luz no amplificador ótico. Foram também fabricadas microlentes por fusão em arco voltaico nos braços do acoplador, de modo a otimizar o acoplamento fibra/amplificador, conseguindo eficiências da ordem de 40% a 50 % [83].

4.2.5) CONTROLE DE POLARIZAÇÃO A FIBRA

Em uma fibra ótica monomodo, o modo propagante HE_{11} pode ser decomposto em duas polarizações ortogonais. Devido à birefringência induzida por tensões mecânicas ou térmicas, ocorrem flutuações do estado de polarização ao longo da fibra. Este efeito pode ser compensado em um dispositivo projetado para controlar a polarização da radiação ótica na fibra [84]. Enrolando a fibra em 3 espiras com raios de 1 cm cada, construímos um dispositivo análogo a duas placas $\lambda/4$ em série , com a qual controlamos a elipticidade da polarização, e uma placa $\lambda/2$ que controla a orientação do campo elétrico. Este dispositivo é capaz de gerar o estado de polarização desejado na saída da fibra ótica. A seguir, injeta-se esta radiação na camada ativa do amplificador ótico.

4.2.6) MONTAGEM DO SISTEMA DE GANHO

Após a obtenção e teste individual dos dispositivos a serem usados na montagem de ganho, partimos para a integração do sistema de medida. O aparato foi montado em uma bancada ótica de mármore, em trilhos apropriados para a fixação dos componentes. Nesta bancada também foi colocado o espectrômetro Anritsu, montado em uma plataforma estável e isolada de vibrações. Os aparelhos eletrônicos como o amplificador Lock-In, fontes de corrente, fonte de alta-tensão para o microposicionador piezo-elétrico e controladores de temperatura foram montados em um "rack" situado ao lado da mesa de mármore. O diagrama de ligações e a disposição física dos componentes montados para a caracterização do AOS estão esquematizados na Fig. 4.13 .

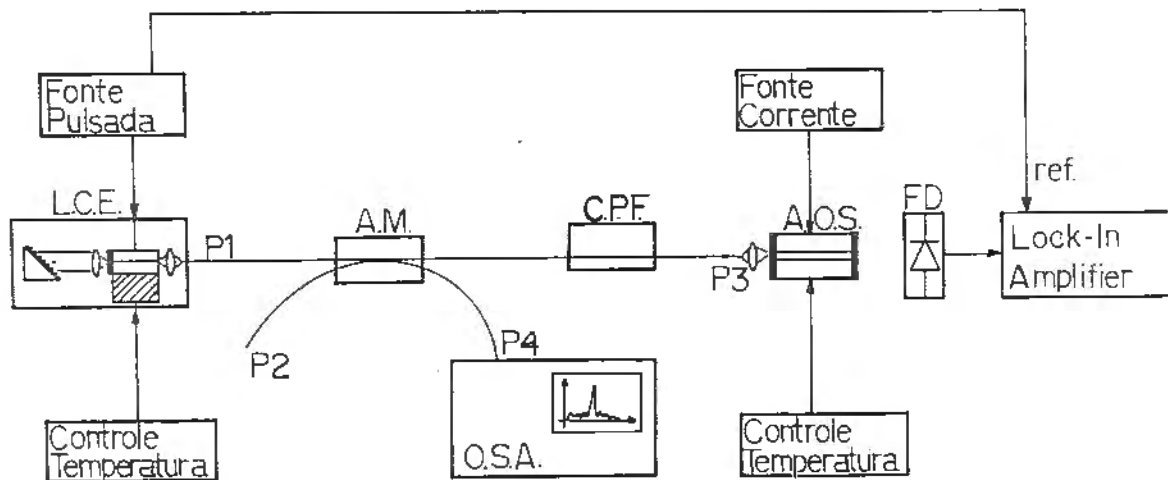


Fig. 4.13 - Sistema de Caracterização do AOS

- onde
- LCE - Laser de Cavidade Externa
 - AM - Acoplador Monomodo (19:1)
 - CPF - Controlador de Polarização à Fibra
 - OSA - Optical Spectrometer Anritsu MS96A
 - AOS - Amplificador Ótico Semicondutor
 - FD - Fotodetector PIN Germânio (diâmetro 10 mm)

A potência ótica pulsada fornecida pelo LCE é acoplada ao braço P1 do acoplador monomodo. A potência acoplada ao amplificador foi controlada variando-se o acoplamento do braço P1 em relação ao LCE, de modo a manter inalterado o comprimento de onda e outros parâmetros. O nível de potência e comprimento de onda da radiação são monitorados em tempo real pelo espectrômetro, através do braço P4 do acoplador. A polarização da radiação é ajustada pelo CPF [84] e depois acoplada ao AOS através do braço P3 (onde foi confeccionada uma microlente).

As tolerâncias envolvidas no posicionamento de fibras óticas monomodo em frente à camada ativa do amplificador, por onde é emitida e acoplada radiação ótica, são da ordem de décimos de micron. O uso de microposicionadores piezo-elétricos é uma imposição nesta situação, por sua resolução espacial de nanômetros. No processo de acoplamento usamos também um microscópio de distância focal longa (lupa), para posicionarmos grosseiramente a fibra ótica em frente ao laser. Depois usamos o microposicionador piezo-elétrico para obter o acoplamento ótimo, monitorando a potência amplificada máxima emitida pelo amplificador em direção ao fotodiodo. A eficiência de acoplamento fibra-amplificador ótico é estimada em -4 dB ($\approx 40\%$) por medidas anteriores.

O ganho do AOS é determinado pela fonte de corrente e controlador de temperatura. A potência ótica fornecida pelo AOS é captada pelo fotodiodo de germânio, seguido por um pré-amplificador de transimpedância de baixo ruído (conversor corrente tensão). O fotodiodo é polarizado reversamente de modo a aumentar sua faixa dinâmica (máxima potência detectável para medir a potência de saída de saturação do AOS) e frequência máxima de operação, às custas de um aumento na corrente de escuro e ruído. Através de detecção síncrona, empregando um amplificador Lock-In, podemos separar o sinal amplificado em uma frequência f_0 da emissão espontânea contínua emitida pelo AOS e da corrente de escuro e ruído introduzidos pelo fotodiodo.



4.2.7) DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A implementação do sistema para medida direta do ganho possibilitou o desenvolvimento de vários dispositivos práticos e extremamente úteis para uso em laboratórios de pesquisa.

A aplicação de camadas AR de alta qualidade em lasers DCPBH foi o passo chave na obtenção do Laser em Cavidade Externa. O cuidado tomado no projeto e escolha dos componentes empregados na montagem resultou em uma fonte laser estável, sintonizável em 92 nm na região de 1,3 μm , com largura de linha estreita (< 100 kHz) e potência ótica de saída compatível com uso em telecomunicações. Seu uso se estende a caracterização de componentes como amplificadores óticos semicondutores e amplificadores a fibra, moduladores externos e acopladores. O LCE pode ser usado para estudos em sistemas de transmissão coerente e receptores heteródinos.

O controlador de temperatura apresentou bom desempenho, permitindo manter o suporte do amplificador em temperaturas variando de 10 °C a 90 °C, com estabilidade típica de centésimos de grau (0,01 °C). Para operação em temperaturas menores que 10 °C até 0 °C deve-se manter o suporte em atmosfera de nitrogênio seco, para evitar a condensação de vapor de água.

O suporte desenvolvido para o amplificador ótico revelou-se versátil e também foi usado no Laser de Cavidade Externa. Este permite o acesso desimpedido a ambas as faces do laser e fácil manuseio no processo de montagem e desmontagem.

O uso do acoplador monomodo e a confecção de microlentes em seus braços permitiu a medida de ganho em situações reais, avaliando problemas de acoplamento laser-fibra e realimentação induzida por reflexões. O controle de polarização permitiu também o estudo da influência da polarização sobre o comportamento do amplificador ótico.

O sistema de medida exige bastante trabalho manual no ajuste das variáveis envolvidas no processo de medida de ganho. Pela sua versatilidade, no entanto, este sistema permite a realização de medidas complexas sobre a maioria dos parâmetros de interesse na caracterização de amplificadores óticos semicondutores : ganho, potência de saída e sensibilidade à polarização.

4.3) MEDIDAS EM AMPLIFICADORES ÓTICOS

Nesta seção estão descritas as atividades de caracterização eletro-ótica e espectral de um protótipo de Amplificador Ótico Semicondutor. A seguir são descritas as medidas de ganho, realizadas por injeção direta de radiação ótica na camada ativa do dispositivo. A seção é encerrada com um apanhado das principais conclusões obtidas.

4.3.1) CARACTERIZAÇÃO ELETRO-ÓTICA

O dispositivo foi obtido a partir de um laser semiconductor DCPBH operando em $1,3 \mu\text{m}$, fabricado e processado nos laboratórios da CADO-CPqD. As curvas eletro-óticas originais encontram-se na Fig. 4.14, onde pode-se notar os valores da corrente de limiar ($\approx 26 \text{ mA}$), resistência série ($\approx 5 \Omega$) e eficiência luminosa ($0,2 \text{ mW/mA}$) que caracterizam um bom dispositivo. A presença de um alto valor de corrente reversa ($I_{\text{rev}} \approx 0,8 \text{ mA}$) indica a presença de correntes de fuga, que podem afetar adversamente a operação do dispositivo em altas correntes ($> 100 \text{ mA}$).

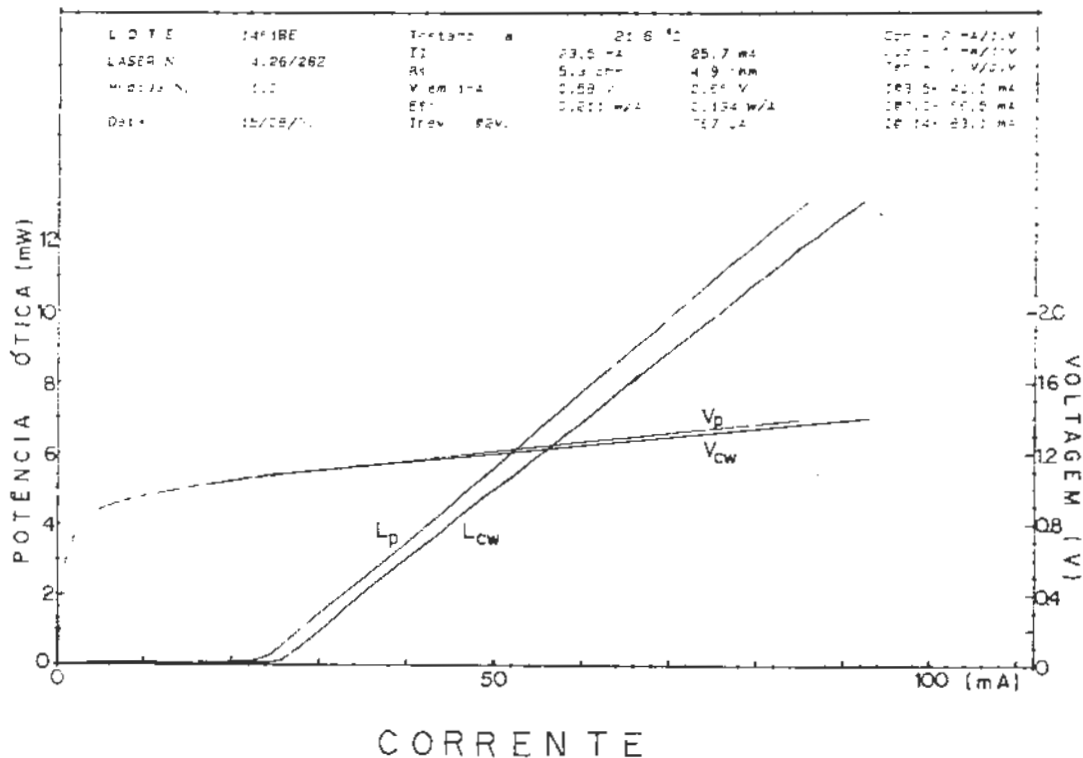


Fig. 4.14 - Curvas eletro-óticas do dispositivo original, operando em regime pulsado (L_p) e contínuo (L_{cw}).

A deposição da primeira camada AR foi realizada por monitoração em tempo real por tensão, seguindo os procedimentos descritos anteriormente na seção (3.4) . A caracterização eletro-ótica, realizada em corrente contínua e pulsada após o processo de deposição, encontra-se na Fig. 4.15 . Pode-se notar a característica superluminescente (forma abaulada) das curvas de radiação ótica L_p (regime pulsado) e L_{cw} (regime contínuo) em função da corrente injetada no dispositivo, indicando a boa qualidade da camada AR. A refletividade estimada através do aumento da corrente de limiar pulsada de 2,96 vezes é $R_1 = 4 \times 10^{-4}$ ($\approx 0,04 \%$), usando o resultado dos cálculos apresentados no Apêndice 3 . O "roll-off" da curva L_{cw} em regime contínuo acima de 150 mA indica a presença de correntes de fuga e o aumento de temperatura por efeito resistivo, provocados pela grande densidade de corrente na camada ativa do dispositivo ($> 30 \text{ kA/cm}^2$) e perdas por recombinação não radiativa Auger. Após 3 semanas da realização da medida da Fig. 4.15 , foi realizada nova caracterização do dispositivo, notando-se que a corrente de limiar pulsada diminuiu para $I_1 = 66,5 \text{ mA}$ ($2,82 \times I_0$). Este fato é um indicador de possível degradação da camada AR, calculando-se que a refletividade aumentou de 4×10^{-4} para 6×10^{-4} .

A 2^a camada AR foi depositada seguindo o mesmo procedimento, e as curvas eletro-óticas obtidas estão na Fig. 4.16 . É notável a eliminação completa da oscilação em regime contínuo L_c provocada pela adição da 2^a camada. Nota-se a permanência do "roll-off" da curva de emissão contínua L_c acima de 150 mA, como já havíamos notado na Fig. 4.15 . A corrente de limiar pulsada aumentou para $I_p = 101 \text{ mA}$ ($4,3 \times I_0$), indicando uma refletividade $R_2 = 0,016$ ($1,6 \%$) para a segunda camada. Este é um valor demasiado alto para a refletividade se comparado com o valor obtido para a primeira camada, indicando que o processo de deposição apresentou problemas de sensibilidade. Pode-se atribuir este fato à excessiva corrente elétrica necessária para polarizar o dispositivo durante a deposição da segunda camada, associada ao "roll-off" observado na curva de emissão contínua. Este conjunto de fatores tornaria a variação de tensão nos terminais do dispositivo, usada como parâmetro da refletividade, insensível à deposição da camada AR.

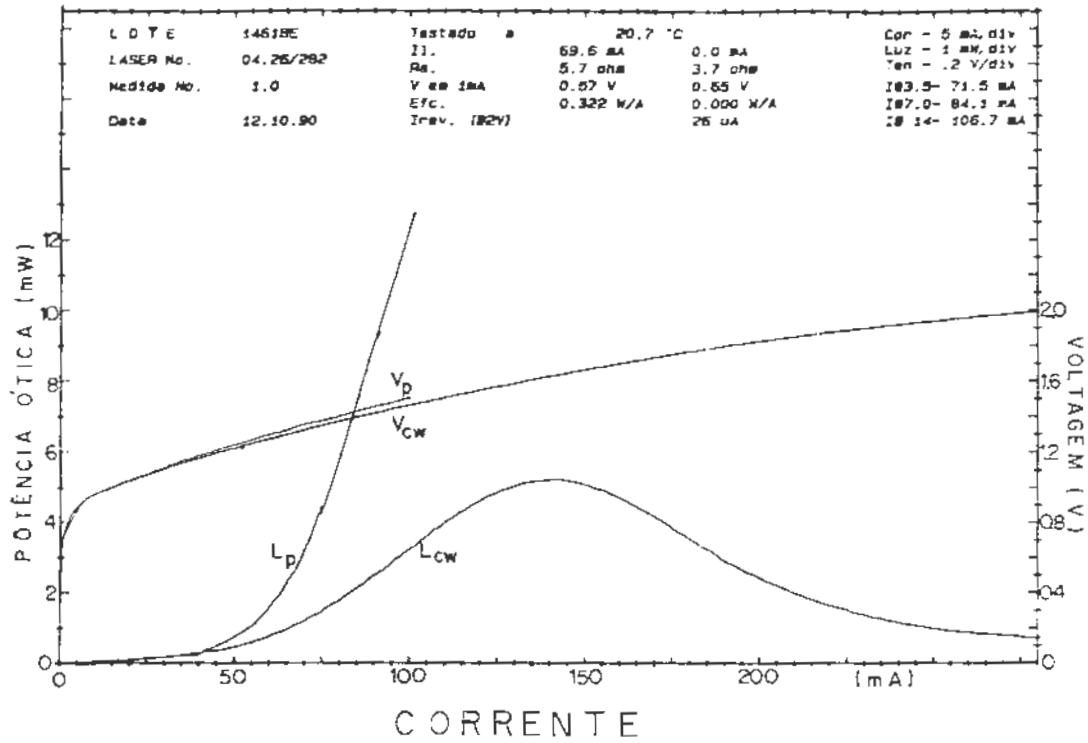


Fig. 4.15 - Curvas eletro-ópticas com a 1^a camada AR .

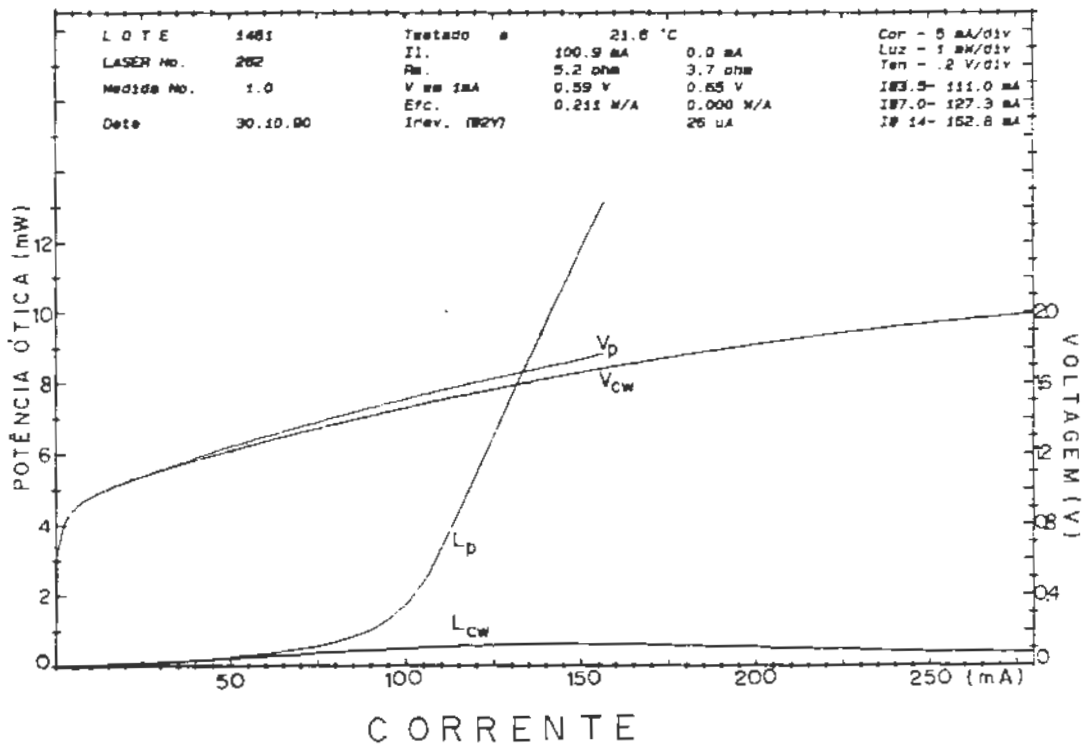


Fig. 4.16 - Curvas Eletro-ópticas - 2^a camada AR

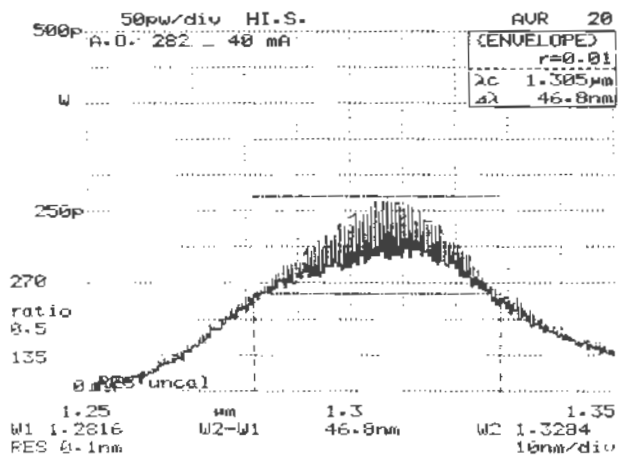
4.3.2) CARACTERIZAÇÃO ESPECTRAL

Após a deposição da 1^a camada AR o dispositivo foi caracterizado espectralmente , com correntes variando de 40 mA a 120 mA. As curvas de EEA resultantes podem ser vistas na Fig. 4.17 . Através da caracterização espectral de EEA emitida pelo dispositivo, polarizado em corrente contínua constante, pode-se obter vários parâmetros importantes do AOS como : largura espectral $\Delta\lambda$, comprimento de onda do máximo da curva λ_p , profundidade de modulação X , potência ótica emitida no máximo da curva P_p . Os valores desses parâmetros estão resumidos na Tabela (4.1).

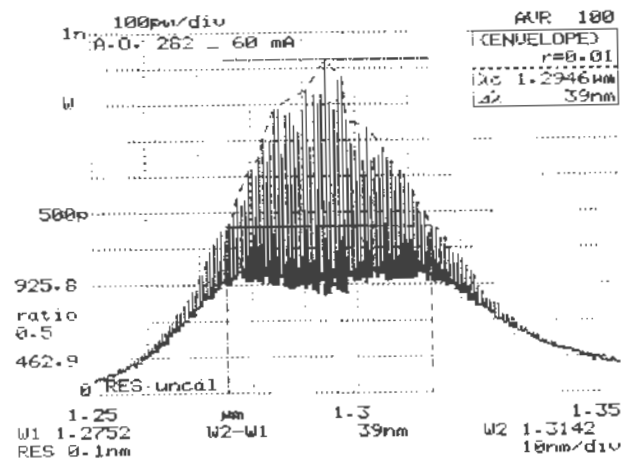
Pode-se também analisar qualitativamente o guia de onda, formado pela cavidade ativa e camadas confinantes, através de irregularidades no espectro de EEA. Constata-se visualmente a presença da submodulação nas curvas de emissão de EEA. Esta submodulação torna-se mais pronunciada à medida que aumentamos a corrente injetada, tornando o espectro de emissão muito assimétrico. Como comentado anteriormente (seção 4.1.2), este fato deve ser atribuído à presença de subcavidades ou imperfeições na camada ativa do laser. Como a estrutura é altamente ressonante, mesmo pequenas reflexões afetam significativamente o comportamento do laser.

Tabela 4.1 - Valores retirados das curvas de EEA de um dispositivo com uma camada AR, polarizado a diversas correntes, onde I é a corrente injetada no dispositivo, λ_p é o comprimento de onda do máximo da curva de emissão, $\Delta\lambda$ é a largura a meia altura, X é a profundidade de modulação e P_p a potência do pico da curva.

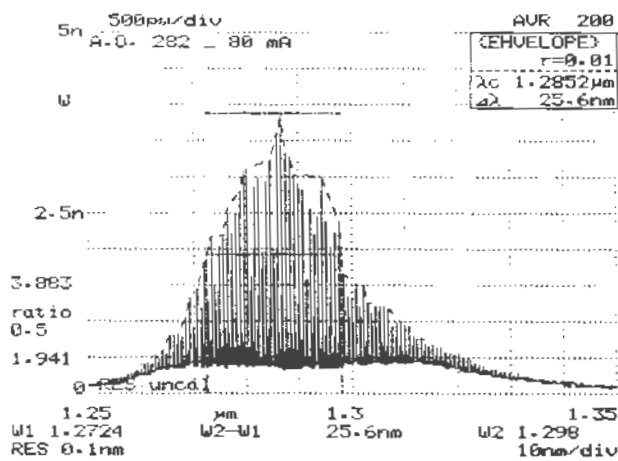
I (mA)	λ_p (μm)	$\Delta\lambda$ (nm)	X	P_p (nW)
40	1,305	46,8	1,4	0,27
60	1,295	39,0	3,1	0,93
80	1,287	25,6	11	3,9
100	1,282	11,6	116	16,3
120	1,280	5,6	710	49,1



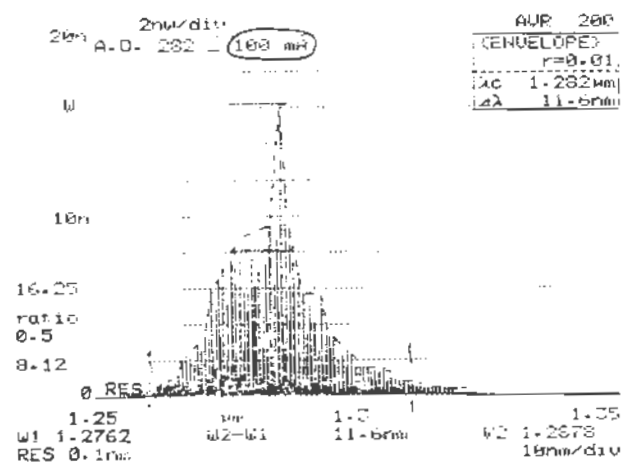
a) 40 mA



b) 60 mA



c) 80 mA



d) 100 mA

Fig. 4.17 - Curvas de EEA obtidas em diversas correntes.

Uma característica marcante das curvas obtidas, visualizada na Tabela (4.1) e plotada na Fig. 4.18, é a variação do comprimento de onda do máximo da curva λ_p com a corrente injetada. Este comportamento é modelado fenomenologicamente pelas equações (2.1) e (2.2), dadas na seção (2.2.1), que fornecem respectivamente o ganho material g_m e o comprimento de onda do pico da curva de ganho λ_p como função da densidade de portadores na camada ativa n . Este processo é inconveniente para a operação de AOS, especialmente de Onda Caminhante onde este efeito é mais pronunciado, pois transfere a curva de ganho para comprimentos de onda menores, onde ocorre maior atenuação e dispersão na fibra ótica. No projeto de AOS, devemos modificar a composição da liga quaternária InGaAsP, para obter o máximo da curva de ganho em comprimentos de onda maior. Quando o AOS for operado em altas correntes, este efeito irá transferir a curva de ganho para a região espectral de maior interesse.

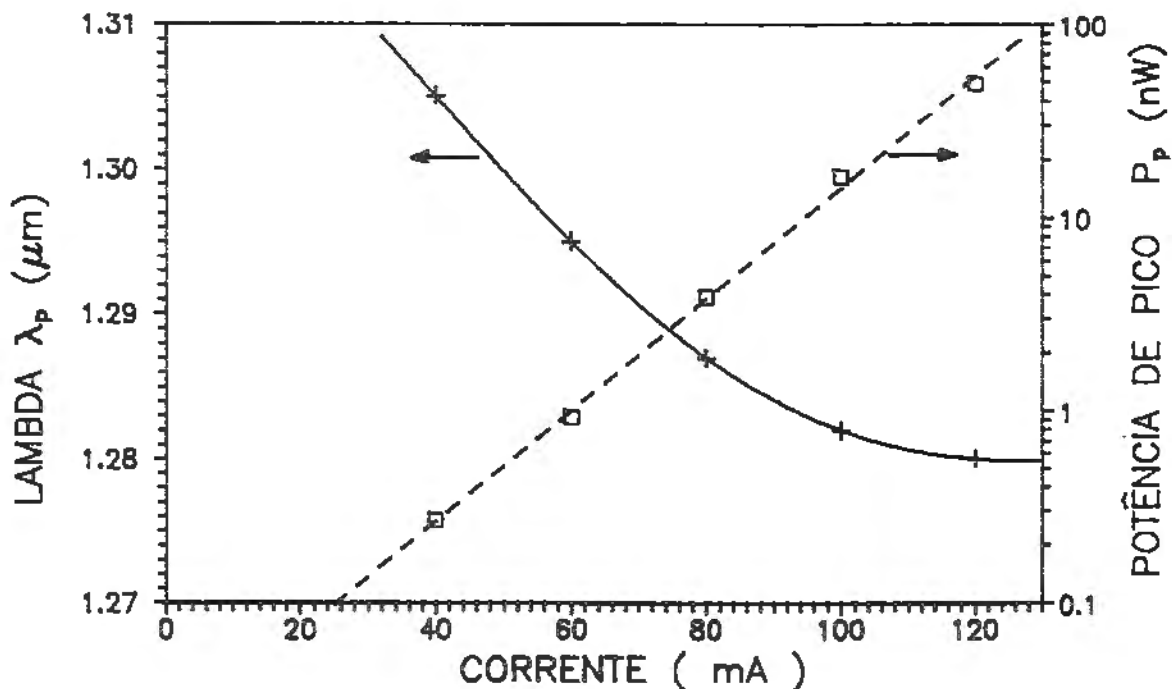


Fig. 4.18 - Variação da comprimento de onda de pico λ_p e da potência de pico P_p com a corrente injetada I .

Devido à cavidade ressonante formada pela refletividade residual R_1 e R_2 das camadas AR, a profundidade de modulação X aumenta exponencialmente com o aumento da corrente e do ganho de passagem única G_s (ver Fig. 4.19 e Eq. 2.23). Esta equação mostra que o fator $G_s \sqrt{R_1 R_2}$ tende assintoticamente a 1 com o aumento de X , fazendo com que o ganho sature à medida que o dispositivo entra no regime de oscilação ($X \rightarrow \infty$).

O processo de redução na largura espectral $\Delta\lambda$ com o aumento de corrente é modelado pela equação (2.16) na seção (2.2.3). O denominador da Eq. (2.16) é formado pelo termo $(1 - R_1 R_2 G_s^2)$, ligado à profundidade de modulação X (ver Eq. 2.23 e 2.24) e à dependência espectral do ganho com o comprimento de onda na Eq. (2.1). À medida que o termo $G_s \sqrt{R_1 R_2}$ aproxima-se da unidade, a largura espectral a meia altura da Eq. (2.16) torna-se cada vez mais estreita, como pode ser visto na Fig. 4.19 . No regime de oscilação, em um guia de onda ideal, o dispositivo opera em um único modo longitudinal centrado no pico da curva de ganho λ_p .

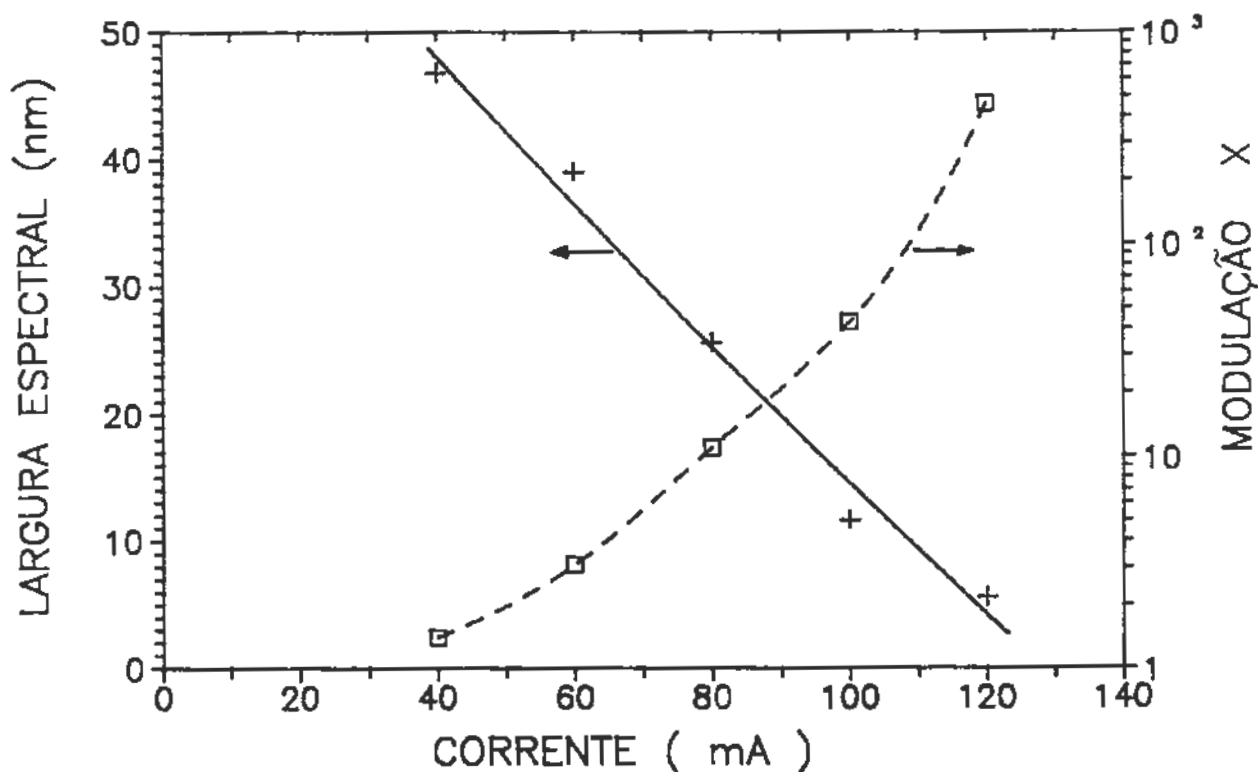
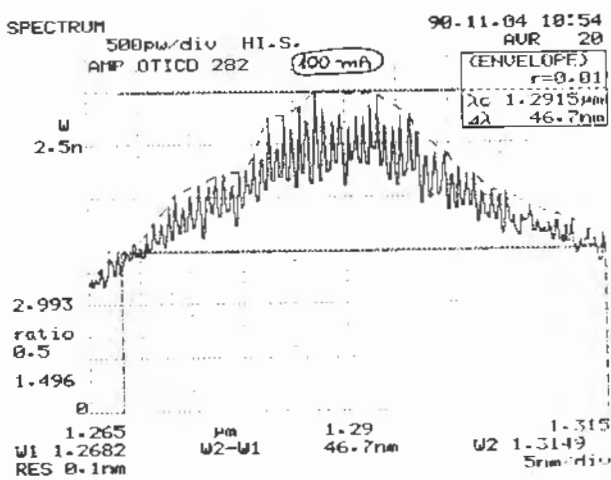
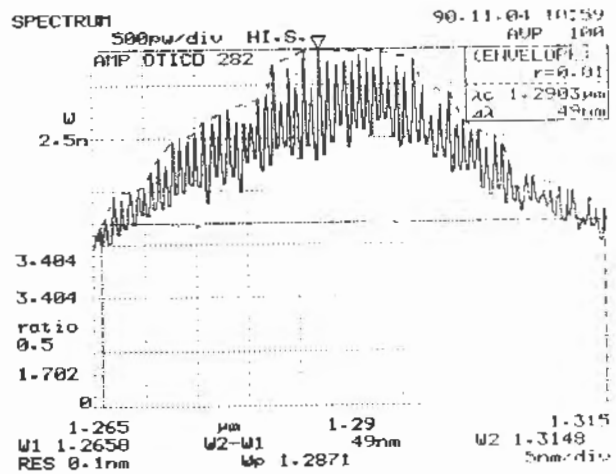


Fig. 4.19 - Largura espectral $\Delta\lambda$ [+] da curva de EEA e profundidade de modulação X [□] em função da corrente injetada I .

Após a deposição da segunda camada AR foi realizada nova caracterização espectral de EEA. O dispositivo foi polarizado a altas correntes, correspondendo a quase 6 vezes a corrente de limiar contínua original (25,7 mA). Os espectros obtidos (vistos na Fig. 4.20), mostram que o dispositivo pode operar plenamente como AOS de Onda Caminhante nesta faixa de corrente e em correntes superiores, pois a profundidade de modulação da curva é menor que 3 dB. Observa-se também a maior largura espectral obtida, $\Delta\lambda = 47$ nm em 100 mA e $\Delta\lambda = 49$ nm em 140 mA. Este fato se deve à alta densidade de portadores na camada ativa do laser, permitida pela supressão da oscilação devido às ótimas camadas AR obtidas. O pico da curva de EEA ocorre em $\lambda_p = 1,29 \mu\text{m}$, ligeiramente superior ao comprimento de onda medido após a deposição da primeira camada.



a) I = 100 mA



b) I = 140 mA

Fig. 4.20 - Curvas de EEA obtidas após a deposição da 2ª camada AR, em correntes de a) 100 mA e b) 140 mA .

4.3.3) GANHO VERSUS POTÊNCIA DE SAÍDA

As curvas de ganho de passagem única (modo TE) versus Potência de Saída obtidas através do sistema de caracterização são mostradas na Fig. 4.21 . O LCE foi sintonizado em um pico de ganho do AOS, adjacente ao comprimento de onda central utilizado de $\lambda = 1,27 \mu\text{m}$, para cada nível de corrente injetada. A variação do nível de potência de entrada foi obtida pelo desacoplamento entre o LCE e o braço P1 com microlente do acoplador. A perda de inserção fibra-amplificador é estimada em - 4 dB por medidas anteriores. A polarização da radiação na entrada do AOS foi ajustada para dar máxima leitura no Amplificador Lock-In, correspondente ao máximo de ganho do modo TE.

A potência de saída de saturação $P_{\text{sat}} \approx + 2 \text{ dBm}$, que indica a potência em que o ganho sofre redução de 3 dB devido à saturação, mantém-se aproximadamente constante para todas as curvas. O máximo da curva de ganho ocorre em $1,29 \mu\text{m}$, medido através da curva de EEA da Fig. 4.20 , que coincide com a curva de ganho do AOS [15], desde que este opere no regime de Onda Caminhante. A largura de banda ótica do dispositivo, definida como os pontos onde o ganho cai 3 dB, é $\Delta\lambda = 49 \text{ nm}$ ($\Delta\nu = 9 \text{ THz}$) em $I = 140 \text{ mA}$.

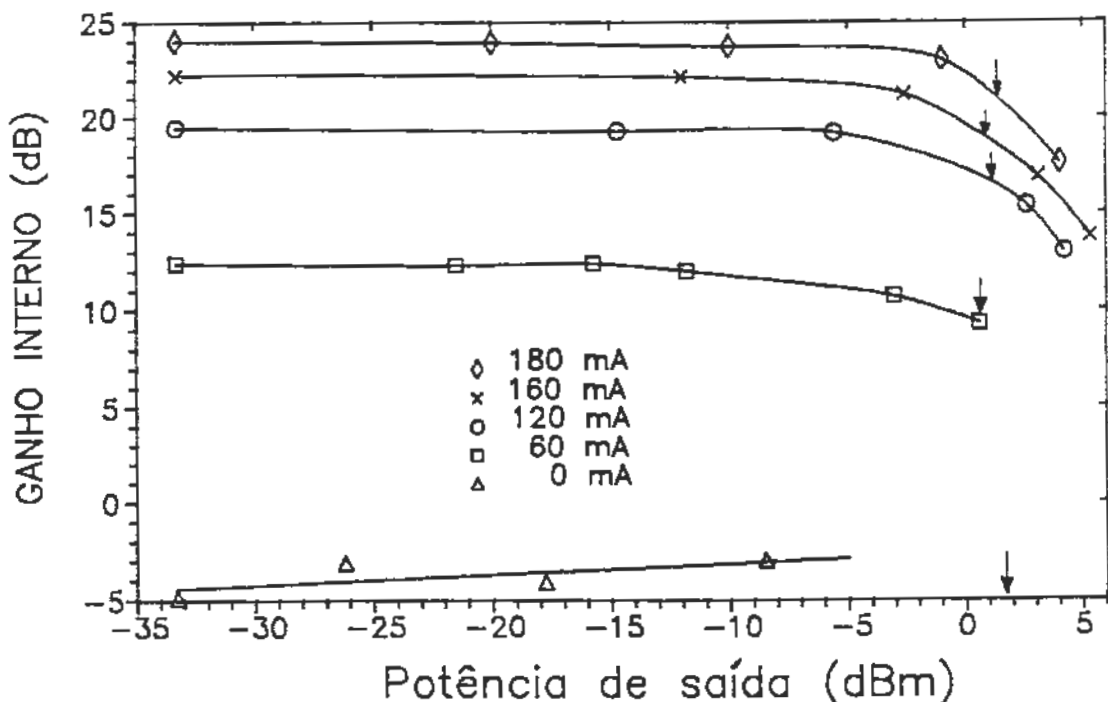


Fig. 4.21 - Curva Ganho (TE) versus Potência de Saída.

4.3.4) GANHO NÃO-SATURADO VERSUS CORRENTE

A curva de ganho não saturado $G(\text{TE})$ versus corrente de injeção I , obtida através da Fig. 4.21 a um nível de potência injetada de -20 dBm, pode ser vista na Fig. 4.22 . O ganho interno de passagem única máximo do dispositivo, definido como o ganho máximo fibra-amplificador (20 dB) somado às perdas de inserção (4 dB), é de 24 dB. A curva apresenta grande inclinação (eficiência) em baixas correntes, mas a partir de 150 mA ocorre forte saturação do ganho devido a correntes de fuga e perdas por recombinação não-radiativa (Auger), associadas ao aumento de temperatura.

A refletividade média das camadas AR pode ser estimada, através da Eq. (4.1) e da profundidade de modulação da curva de EEA (Fig. 4.17), como sendo $R = 8 \times 10^{-4}$. Este valor de refletividade implica em um ganho $G_s = 23$ dB como limite de operação deste dispositivo no regime de Onda Caminhante (definido como tendo ondulação de ganho menor que 3 dB).

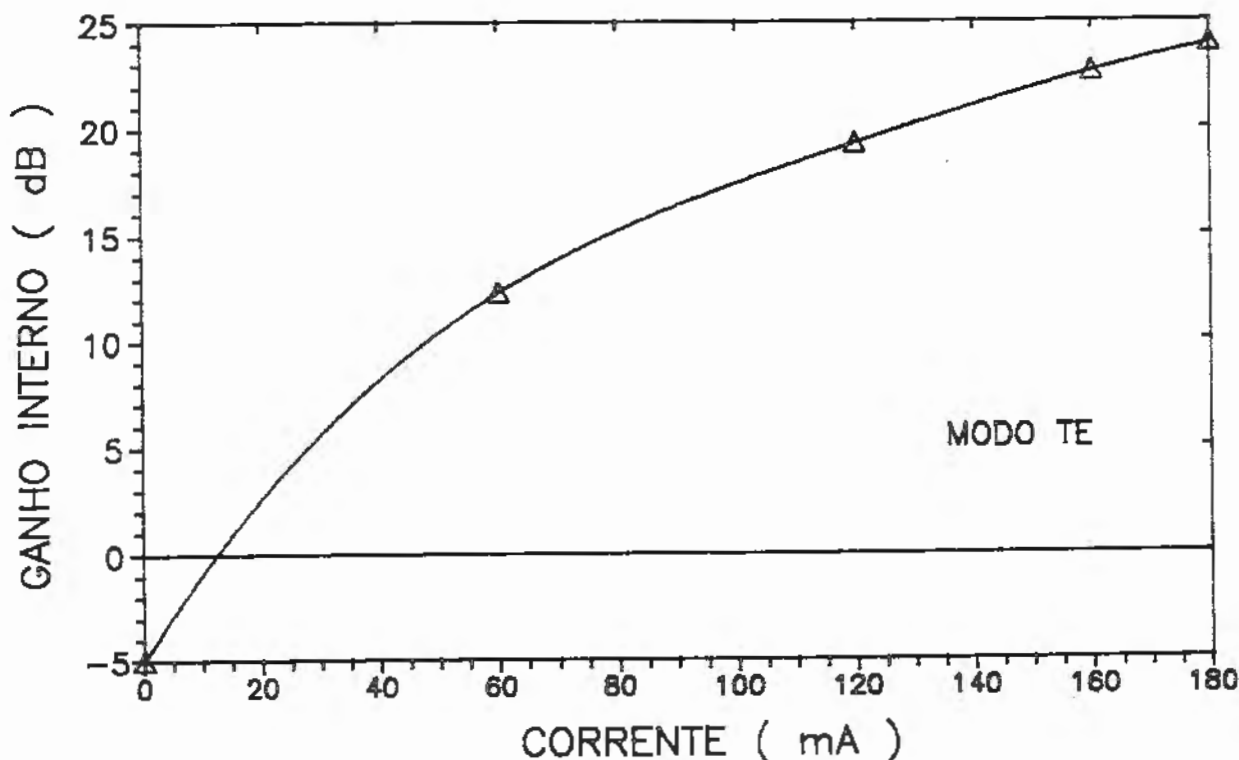


Fig. 4.22 - Curva ganho $G(\text{TE})$ versus corrente I

4.4) COMPARAÇÃO COM ESTIMATIVAS TEÓRICAS

Após a obtenção experimental das características do protótipo de AOS, comparamos os dados obtidos com as estimativas teóricas realizadas no Capítulo II e no Apêndice 3.

Os lasers DCPBH fabricados no CPqD-TELEBRAS possuem espessura da camada ativa $d = 0,15 \mu\text{m}$ e comprimento $L = 300 \mu\text{m}$. Através da Fig. 2.11 obtemos o valor teórico para a potência de saída saturada $P_{ss} = + 5 \text{ dBm}$, utilizando os valores estruturais acima. Devemos ressaltar que este valor de P_{ss} foi calculado para o pico da curva de ganho ($\lambda_p \approx 1,3 \mu\text{m}$), sendo que para comprimentos de onda menores a potência de saída saturada diminui, como discutido na seção (2.2.6).

O valor experimental obtido para $P_{ss} = + 2 \text{ dBm}$ foi medido em $1,27 \mu\text{m}$, sendo que o pico da curva de ganho situava-se em $\lambda_p = 1,29 \mu\text{m}$. O valor de P_{ss} medido situa-se dentro da expectativa para operação em comprimentos de onda menores que λ_p , conforme discutido na seção (2.2.6). Não foi possível efetuar as medidas planejadas em comprimentos de onda ao longo da curva de ganho (em $1,29 \mu\text{m}$ e $1,31 \mu\text{m}$), devido a um acidente ocorrido com o dispositivo. Estas medidas teriam permitido a comprovação do comportamento de P_{ss} , à medida que o comprimento de onda do sinal fosse ajustado em vários pontos da curva de ganho.

O valor de P_{ss} aumenta em função da corrente injetada, como esperado (ver seção 2.2.6). No entanto, este aumento é pequeno e mantém-se dentro da margem de erro experimental. O aumento da inflexão da curva de ganho em grandes correntes injetadas a partir do ponto de saturação também é outra característica marcante de AOS, plenamente visível nas curvas mostradas na Fig. 4.21.

As características de saturação do ganho com o aumento da corrente elétrica injetada são mostrados na Fig. 4.22. A eficiência (dB/mA) é alta em correntes até 100 mA, apresentando valores de 0,40 dB/mA. Este fato deve-se à baixa densidade de portadores presente na camada ativa, minimizando o aumento de temperatura e a recombinação não radiativa Auger. Na corrente máxima utilizada (180 mA) a eficiência diminui para 0,06 dB/mA, caindo por um fator de 6,5 vezes. Este fato deve ser atribuído à grande densidade de corrente (40 kA/cm^2) e potência dissipada

(320 mW) na camada ativa, aliado ao grande aumento de correntes de fuga que impedem os elétrons injetados de atingirem a camada ativa. Estes mecanismos de perda impedem a obtenção de maior ganho e potência em estruturas DCPBH projetadas como osciladores.

É apresentado na Fig. 4.23 um resumo dos principais resultados de ganho de passagem única e potência de saída saturada reportados na literatura especializada sobre AOS. Os dados de amplificadores ressonantes Fabry-Perot (AFP) caracterizam-se por apresentarem potência de saída muito menores que os amplificadores de Onda Caminhante (AOC). Foi traçada uma linha separando nitidamente os dois regimes de operação, sendo que os resultados reportados neste trabalho encaixam-se na categoria de amplificadores de Onda Caminhante. Os dois resultados reportados de amplificadores com poços quânticos múltiplos (MQW - [85]), correspondem a uma nova tendência que promete ganhos maiores que 30 dB e potências de saída superiores a + 10 dBm simultaneamente.

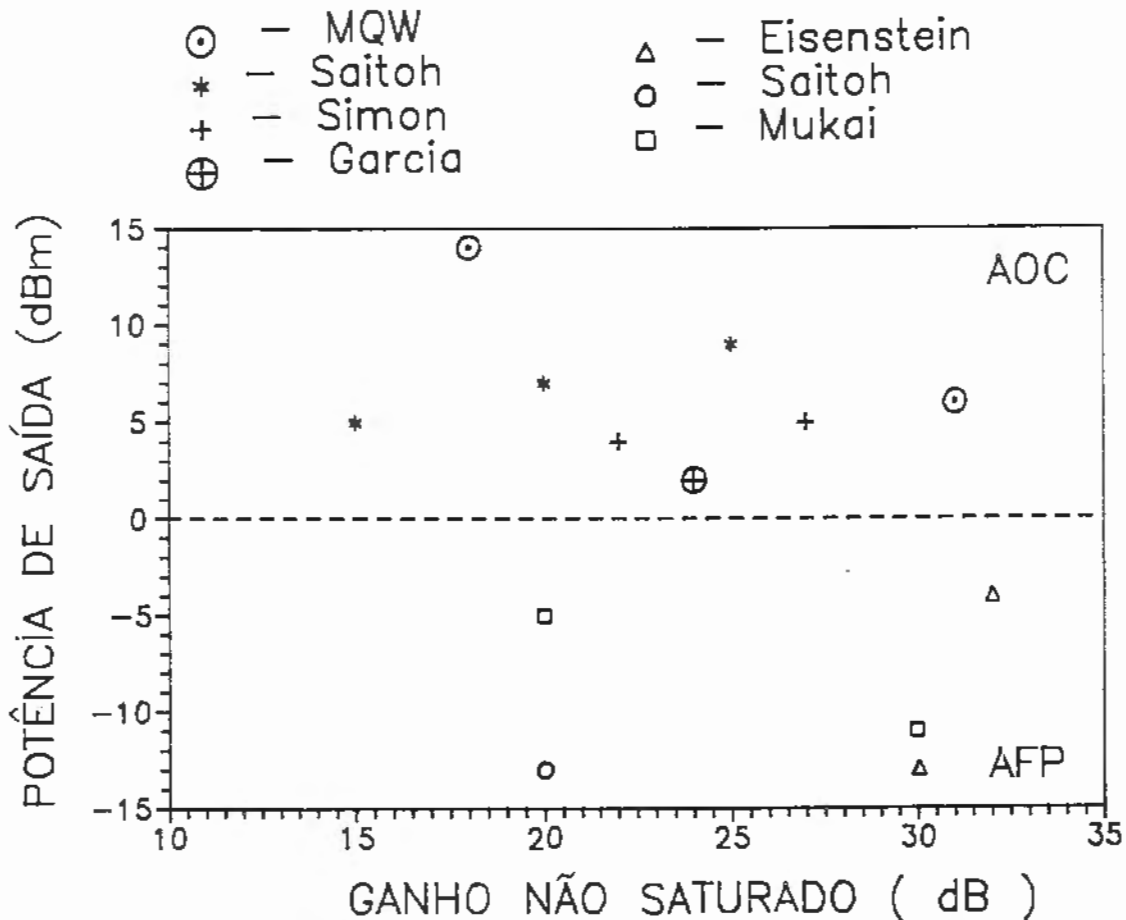


Fig. 4.23 - Resultados de ganho e potência de AOS reportados na literatura, incluindo o resultado apresentado neste trabalho.

CAPÍTULO V

Nesta monografia estão sumarizados os primeiros esforços realizados no país na pesquisa de Amplificadores Óticos Semicondutores. Estes esforços foram coroados de êxito com a obtenção do primeiro protótipo laboratorial de um AOS operando no regime de Onda Caminhante. Com esses resultados experimentais os objetivos iniciais do Programa de Mestrado foram atingidos e ultrapassados.

A permanência nos laboratórios do Centro de Pesquisas e Desenvolvimento (CPqD-TELEBRAS) em Campinas foi possibilitada na fase inicial por uma bolsa de estudos fornecida pela FAPESP, sucedida por outra oferecida pela Telebrás através do convênio Funcamp-CPqD. Esta permanência me proporcionou uma extensa (e intensa) formação científica com grande ênfase na parte experimental, dada a grande disponibilidade de facilidades laboratoriais, equipamentos e serviços. A formação adquirida caracterizou-se por uma grande inter-disciplinaridade, incluindo (não exaustivamente) assuntos como elipsometria, ciência dos materiais, técnicas de alto vácuo, deposição de filmes finos dielétricos, espectrometria, ótica, física de semicondutores, métodos computacionais numéricos, planejamento experimental e uso de métodos estatísticos.

Considero mais importante, entretanto, a convivência direta com pesquisadores experientes no ambiente de trabalho extremamente motivante presente em um grande centro de pesquisas como o CPqD.

5.1) CONCLUSÕES

O tema abordado nesta dissertação revelou-se complexo e ambicioso para um mestrado, o que retardou demasiadamente a finalização dos trabalhos necessários à complementação dos requisitos deste programa acadêmico. A principal dificuldade encontrada situou-se na deposição de filmes de monóxido de silício não-estequiométrico com valores reprodutíveis de índice de refração e espessura, controlados dentro de tolerâncias rígidas. Estas condições são fundamentais na obtenção de camadas AR com refletividades ultra-baixas, necessárias para transformar lasers InGaAsP-DCPBH em amplificadores óticos semicondutores operando no regime de Onda Caminhante. A obtenção de camadas AR com estas características tornou-se possível pelo cuidado tomado na fase inicial de estudo sobre deposição de filmes de SiO_x . O uso de métodos de planejamento fatorial, derivados do campo da Estatística Aplicada, permitiu a extração de informações valiosas com reduzido número de experiências (fator sempre extremamente desejável). Foi obtido excelente controle sobre o índice de refração dos filmes depositados, na faixa de 1,54 a 1,96 , atestado pela análise estatística dos dados experimentais que forneceu ótimos valores para a reprodutibilidade e significância dos experimentos.

A deposição de camadas AR com monitoração elétrica em tempo real permitiu a obtenção de refletividades inferiores a 10^{-3} , o que gerou ganhos de passagem única superiores a 20 dB e potência de saturação de + 2 dBm. Foi observada uma largura da banda ótica de amplificação de $\Delta\lambda = 49$ nm, com o pico de ganho em $1,29 \mu\text{m}$. Os dispositivos apresentaram significativa diferença de ganho para os modos TE e TM devido ao uso de estruturas não otimizadas. O AOS foi testado como modulador externo eletro-absortivo, medindo-se uma razão ON/OFF de 29 dB. O Laser em Cavidade Externa montado apresentou sintonia descontínua em $\Delta\lambda = 92$ nm , desde $1,236 \mu\text{m}$ a $1,328 \mu\text{m}$. A largura de linha revelou-se menor que $\Delta\nu \leq 100$ kHz, limitada pela resolução do sistema de medida homódina empregado. A potência de saída foi medida até 10 mW, suficiente para os propósitos de uso como fonte laser sintonizável de alta pureza espectral.

5.2) PRINCIPAIS CONTRIBUIÇÕES

Nesta seção são expostas resumidamente as principais contribuições práticas resultantes dos esforços dispendidos ao longo deste Programa de Mestrado.

5.2.1) FABRICAÇÃO DE CAMADAS AR

Realizou-se um estudo abrangente das características óticas, como índice de refração e espessura, de filmes finos de monóxido de silício não estequiométrico SiO_x ($1 \leq x \leq 2$), usados como monocamadas Anti-Refletoras depositadas sobre as facetas terminais de lasers semicondutores. Através do controle das variáveis de deposição, como taxa de evaporação e pressão parcial de oxigênio na câmara de vácuo, foram obtidos filmes com índice de refração ajustável na faixa de 1,54 a 1,96. Estudou-se qualitativamente a estabilidade dos filmes obtidos, sendo estabelecidos os procedimentos e condições que minimizam as tensões mecânicas desenvolvidas no processo de deposição.

5.2.3) PROTÓTIPO DE AMPLIFICADOR ÓTICO SEMICONDUTOR

Como resultado dos esforços realizados em deposição de camadas AR foi obtido o primeiro protótipo de AOS de Onda Caminhante no Brasil (talvez do Hemisfério Sul). Foi empregada uma estrutura InGaAsP-DCPBH operando em $1,3 \mu\text{m}$, na qual foram depositadas camadas AR de alta qualidade sobre as facetas terminais transformando-o em AOSOC. Foi obtido um ganho de passagem única $G_g = 24 \text{ dB}$ em uma corrente de injeção de 180 mA. A potência de saída saturada medida situou-se em $P_{ss} = + 2 \text{ dBm}$. Deve ser ressaltado que estes resultados foram obtidos em uma estrutura semicondutora projetada para operação como oscilador ("laser"). Espera-se que com a otimização de parâmetros estruturais como a espessura e largura da camada ativa, e parâmetros físicos como índices de refração e dopagem das camadas confinantes, devam ser obtidas melhores figuras de mérito. A modelagem matemática exposta na seção (2.2) permite a realização dos cálculos necessários para a otimização dos parâmetros citados acima.

5.2.2) MONITORAÇÃO LOCAL EM TEMPO REAL

Foram implementados métodos de monitoração local em tempo real, utilizando variáveis óticas e elétricas, para controle da espessura ótima da camadas AR depositadas sobre lasers de estrutura InGaAsP-DCPBH operando em $1,3 \mu\text{m}$. Estes métodos são necessários devido à grande precisão exigida na espessura dos filmes de SiO_x depositados, e também à grande variabilidade existente nas características de lasers individuais que inviabiliza uma calibração única do medidor de espessura.

5.2.4) LASER SEMICONDUTOR EM CAVIDADE EXTERNA

Foi desenvolvido um protótipo de LCE, devido à necessidade de uma fonte laser sintonizável na região de $1,3 \mu\text{m}$ para caracterizar o dispositivo AOS obtido. Devido aos cuidados tomados no projeto mecânico e à qualidade dos componentes utilizados, foi obtida sintonia descontínua ao longo de $\Delta\lambda = 92 \text{ nm}$, de $1,24 \mu\text{m}$ a $1,33 \mu\text{m}$. A largura espectral da linha do laser revelou-se menor que $\Delta\nu = 100 \text{ kHz}$, limitado pela resolução do sistema de medida auto-homódino empregado. A potência ótica máxima emitida em corrente contínua é igual a $P_{\text{max}} = 10 \text{ mW}$ (+ 10 dBm). O LCE consiste de um laser DCPBH, no qual foi depositada uma camada AR na faceta traseira, colocado em uma cavidade externa com realimentação ótica seletiva fornecida por uma grade de difração. A função de sintonia é realizada pela rotação da grade em torno de um eixo de simetria vertical.

5.2.5) CAMADAS AR EM LASERS DCPBH

Pela aplicação de camadas AR de alta qualidade sobre a faceta traseira de lasers InGaAsP-DCPBH, tornamos esses lasers adequados a serem usados como elementos de ganho em lasers de cavidade externa e montagens de "mode-locking", entre outras. Com essa finalidade foram fornecidos vários desses dispositivos a grupos na Universidade de Campinas - UNICAMP, e na Pontifícia Universidade Católica - PUC-RJ, através de convênios entre o CPqD-TELEBRAS e essas universidades.

5.2.6) CAMADAS AR EM LASERS DFB

Foram depositadas camadas AR sobre a faceta frontal de lasers DFB ("Distributed Feed-Back"), com monitoração em tempo real do espectro ótico de emissão. Através deste procedimento conseguiu-se obter lasers DFB monomodo com razão de rejeição de modos laterais ("Mode Side Ratio") maior que 30 dB [74], pioneiros no Brasil. No processo de fabricação de lasers DFB grande parte dos dispositivos revela-se bimodal, devido à relação de fase desfavorável entre a grade de difração interna e a faceta formada pela clivagem do cristal. Esta relação de fase pode ser ajustada pela deposição de uma camada AR, com refletividade ajustada de modo a tornar o dispositivo monomodo longitudinal. Esse ajuste é realizado pela monitoração do espectro de emissão em tempo real, interrompendo-se a deposição da camada AR no ponto mais favorável.

5.2.7) REVISÃO BIBLIOGRÁFICA DO MODELAMENTO DE GANHO E TEORIA DE CAMADAS AR EM ESTRUTURAS SEMICONDUTORAS

Como parte do esforço dispendido neste trabalho, realizou-se um levantamento das principais contribuições teóricas publicadas na área de amplificação ótica em semicondutores (seção 2.2) e na modelagem do comportamento espectral de mono e multi-camadas AR aplicadas sobre guias semicondutores (seção 2.3), onde não se aplica a aproximação de onda plana. Os argumentos foram cuidadosamente checados, retrazendo-se os passos seguidos na obtenção das fórmulas empregadas. A intenção original deste esforço era a implementação computacional dos algoritmos, para serem empregados na continuação lógica da pesquisa que seria a fabricação de dispositivos AOS otimizados e multicamadas AR. No entanto, devido à complexidade revelada na parte experimental não houve tempo hábil para isso. Estes trabalhos serão publicados brevemente em artigos na Revista Telebrás.

5.3) PUBLICAÇÕES CIENTÍFICAS

- "Amplificador Lock-In didático e Chopper Eletromecânico para laboratório de Comunicações Óticas", G. Garcia, J. Rosolem, S. Celaschi, VIII Congresso de Iniciação Científica e Tecnológica em Engenharia, USP-São Carlos, 1988.

- "Camadas Anti-Refletoras em lasers de heteroestrutura InGaAsP", G. Garcia, J. Filho, S. Celaschi, XII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, 1989.

- "Caracterização de camadas anti-refletoras depositadas com monitoração ótica 'in situ' ", G. Garcia, J. Filho, S. Celaschi, XIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, 1990.

- "Caracterização de ganho de amplificadores óticos semicondutores em $1,3 \mu\text{m}$ ", G. Garcia, S. Celaschi, XIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, 1991.

- "Desenvolvimento de amplificadores óticos semicondutores", G. Garcia, J. Filho, S. Celaschi, IX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, São Paulo, 1991.

- "Controle do índice de refração de filmes de SiO_x usados como camadas anti-refletoras em dispositivos opto-eletrônicos", J. Filho, G. Garcia, F. Barbosa, IV Encontro em Materiais para Indústria Eletrônica e de Telecomunicações, Campinas, 1991.

- "Teoria de Camadas Anti-Refletoras", G. Garcia, submetida à Revista Telebrás.

- "Modelamento matemático de amplificadores óticos semicondutores", G. Garcia, S. Celaschi, submetida à Revista Telebrás.

5.4) SEMINÁRIOS, ENCONTROS E CONFERÊNCIAS

- I Encontro sobre Dispositivos a Fibra e Guias Planares, CPqD-TELEBRAS, Campinas, 1987.

- I International Workshop on Optical Fiber Communications, International Centre for Physics - CIF, Bogota, Colombia, 1988.

- International Microwave Symposium, Microwave Brazilian Society - SBMO, São Paulo, 1989.

- XII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, 1989.

- XIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, 1990.

- IV Simpósio Brasileiro de Microndas, São Carlos, 1990.

- XIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Caxambu, 1991.

- IX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, São Paulo, 1991.

- Workshop on "X-Ray Analysis of Thin Films", Instructor Dr. Ting C. Huang (IBM-Almaden), Campinas, 1991.

- IV Encontro em Materiais para Indústria Eletrônica e de Telecomunicações, Campinas, 1991.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] HALL, R. et al. Coherent light emission from GaAs junctions. **Physics Review Letters**, v. 9, p. 366, 1962
- [2] Nathan, M. et al. Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions. **Applied Physics Letters**, v. 1, p. 62, 1962
- [3] Quist, T. et al. Semiconductor maser of GaAs. **Applied Physics Letters**, v. 1, p. 91, 1962
- [4] Bernard, M. e Duraffourg, G. Laser conditions in semiconductors. **Phys. Status Solidi**, v. 1, p. 699, 1961
- [5] Steinberg, H. The use of a laser amplifier in a laser communication systems. **Proc. IEEE**, v. 51, p. 943, 1963
- [6] Crowe, J., Craig, R. Small signal amplification in GaAs lasers. **Applied Physics Letters**, v. 4, Feb. 1964
- [7] Arams, F., Wang, M. Infrared laser preamplifier system. **Proc. IEEE**, v. 53, p. 329, 1965
- [8] Crowe, J., Ahearn, J. Semiconductor laser amplifier. **Journal Quantum Electronics**, QE-2 , August 1966
- [9] Hayashi, I. et al. Junction lasers which operate continuously at room temperature. **Applied Physics Letters**, v. 17, p. 109, 1970
- [10] Alferov, Z. et al. **Sov. Phys. Semic.**, v. 4, p.1573, 1970
- [11] Schicketanz, D., Zeidler, G. GaAs-DH lasers as optical amplifiers. **J. Quantum Electronics**, v. 11, n. 2, 1975
- [12] Chang, M., Garmire, E. Amplification in cleaved substrate lasers. **J. Quantum Electronics**, v. 16, n. 9, 1980
- [13] Yamamoto, Y. Characteristics of AlGaAs Fabry-Perot type cavity laser amplifier. **J. Quantum Electronics**, v. 16, n. 10, 1980
- [14] Kobayashi, S. , Kimura, T. Gain and saturation output power of resonant AlGaAs laser amplifier. **Electronics Letters**, v. 16, n. 6, 1980
- [15] Mukai, T., Yamamoto, Y. Gain, frequency bandwidth and saturation output power of AlGaAs laser amplifiers. **J. Quantum Electronics**, v. 17, n. 6, 1981
- [16] Yamamoto, Y. Noise and error rate performance of semiconductor laser amplifiers in PCM-IM optical transmission systems. **J. Quantum Electronics**, v. 16, n. 10, 1980

[17] Simon, J. C. Polarization characteristics of a travelling-wave type semiconductor laser amplifier. **Electronics Letters**, v. 18, n. 11, 1982

[18] Simon, J. C. InGaAsP semiconductor laser amplifiers for single mode fiber communications. **J. Lightwave Technology**, LT-5, n^o 9, 1987

[19] T. Saitoh 1.5 μm InGaAsP traveling-wave semiconductor laser amplifier. **J. Quantum Electronics**, v. 23, n^o 6, 1987

[20] Saitoh, T. Recent progress in semiconductor laser amplifiers. **J. Lightwave Technology**, v. 6, n^o 11, 1988

[21] Eisenstein, G. Theoretical design of single layer anti-reflection coatings. **Bell Laboratories Technical J.**, v. 63, n. 2, 1984

[22] Kaplan, D., Deimel, P. Exact calculation of the reflection coefficient for coated optical waveguides devices. **Bell Laboratories Technical J.**, v. 63, n. 6, 1984

[23] Saitoh, T. et al. Theoretical analysis and fabrication of antireflection coatings on laser facet diodes. **J. Lightwave Technology**, v. 3, n. 2, 1985

[24] Vassalo, C. Rigorous and approximate calculations of antireflection layer parameters for travelling-wave laser amplifiers. **Electronics Letters**, v. 21, n. 8, 1985

[25] Atternäs, L., Thylén, L. Single layer anti-reflection coating of semiconductor lasers : polarization properties and the influence of the laser structure. **J. Lightwave Technology**, v 7, n. 2, 1989

[26] Eisenstein, G., Stulz, S. High quality antireflection coatings on laser facets by sputered silicon nitride. **Applied Optics**, v. 23, n. 1, 1984

[27] Landreau, J., Nakajima, H. In Situ reflectivity monitoring of antireflection coatings on semiconductor laser facets through facet loss induced forward voltage changes. **Applied Physics Letters**, v. 56, n. 24, 1990

[28] Olson, N. et al. Ultra low reflectivity 1.5 μm semiconductor laser preamplifier. **Electronics Letters**, v. 24, n. 9, 1988

- [29] Wyatt, R., Devlin, W. 10 kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser with 55 nm tuning range. **Electronics Letters**, v. 19, n. 3, 1983
- [30] Yamaguchi, M., et al. **Proc. CLEO'85**, p. 180, 1985
- [31] Marcuse, D. Computer model of an injection laser amplifier. **J. Quantum Electronics**, v. 19, n. 1, 1983
- [32] Streifer, W. et al. Analysis of diode laser properties. **J. Quantum Electronics**, v. 18, n. 11, 1982
- [33] Adams, M. et al. Analysis of semiconductor laser optical amplifiers. **Proc. IEE**, part J, v. 132, n. 2, 1985
- [34] Adams, M. et al. Performance predictions from a new optical amplifier model. **J. Quantum Electronics** v. 21, n. 6, 1985
- [35] Thylén, L. et al. Semiconductor laser amplifier optimization : an analytical and experimental study. **J. Quantum Electronics**, v. 25, n. 8, 1989
- [36] Brosson, P. et al. Design and realization of high-gain 1.5 μm semiconductor travelling wave optical amplifier. **Electronics Letters**, v. 23, n. 6, 1987
- [37] Cole, S. et al. Polarization insensitive, near travelling wave semiconductor laser amplifier at 1.5 μm . **Electronics Letters**, v. 25, n. 5, 1989
- [38] Cha, I. et al. 1.5 μm band travelling-wave semiconductor optical amplifier with window facet structure. **Electronics Letters**, v. 25, n. 3, 1989
- [39] Mersali, B. et al. 1.55 μm high gain polarization insensitive semiconductor travelling wave amplifier with low driving current. **Electronics Letters**, v. 26, n. 2, 1990
- [40] O'Mahony, M. Towards an all optical regenerator. **Proc. ECOC'87**, p. 11-17, 1987
- [41] Mellis, J. Direct optical phase modulation semiconductor laser amplifier. **Electronics Letters**, v. 25, n. 10, 1989
- [42] Koren, U. et al. High frequency modulation of strained layer multi-quantum well optical amplifiers. **Electronics Letters**, v. 27, n. 1, 1991
- [43] Gustavsson, M., Thylén, L. Switch matrix with semiconductor laser amplifier gate switches : a performance analysis. **Proceedings Photonic Switching**, p. 77-79, 1989

- [44] Choa, F., Koch, T. Static and dynamical characteristics of narrow band tunable resonant amplifiers as active filters and receivers. **J. Lightwave Technology**, v. 9, n. 1, 1991
- [45] Fernier, B. In line semiconductor optical amplifiers. **Proc. ECOC'91, Post-Deadline Paper**, p. 24-30, 1991
- [46] Simon, J. C. et al. Gain and noise characteristics of 1.5 μm near-travelling wave semiconductor laser amplifier. **Electronics Letters**, v. 25, n. 7, 1989
- [47] Zah, C. et al. Fabrication and performance of 1.5 μm InGaAsP travelling wave laser amplifiers with angled facets. **Electronics Letters**, v. 23, n. 19, 1987
- [48] Lin, M. et al. Fabrication and gain measurements for buried facets optical amplifiers. **Electronics Letters**, v. 25, n. 20, 1989
- [49] Koch, T. et al. Tapered waveguide InGaAs/InGaAsP MQW laser. **Photonics Technology Letters**, v. 2, n. 2, 1990
- [50] Lin, C. et al. Optical amplifiers for multi-wavelength broadband distribution networks. **Proc. ECOC'91**, p. 125-133, 1991
- [51] Weber, H. et al. Optical signal processing using semiconductor laser amplifiers. **Proc. ECOC'91**, p. 17-22, 1991
- [52] Agrawal, G., Dutta, N. **Long-wavelength semiconductor lasers**. New York : Van Nostrand Reinhold, 1986
- [53] Kressel, H., Buttler, J. **Semiconductor lasers and heterojunction LEDs**. New York : Academic Press, 1977
- [54] Casey, H. , Panish, M. **Heterostructure lasers part A : fundamental principles**. New York : Academic Press, 1^a Edição, 1978
- [55] Lamb, W. **Physics Review**, v. 134, A1429, 1964
- [56] Lasher, G., Stern, F. **Physics Review**, v. 134, A553, 1964
- [57] Cassidy, D. Comparison of rate-equation and Fabry-Perot approaches to modeling a diode laser. **Applied Optics**, v. 22, n. 21, 1983
- [58] Born, M. , Wolf, E. **Principles of Optics**. Oxford : Pergamon Press, 1965
- [59] Ikegami, T. Reflectivity of mode at facet and oscillation mode in double-heterostructure injection lasers. **J. Quantum Electronics**, v. 8, n. 6, 1972

- [60] Lewin, L. A method for the calculation of the radiation-pattern and mode-conversion properties of a solid state heterojunction laser. **Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 23, n. 7, 1975
- [61] Clarke, R. Theoretical performance of an anti-reflection coating for a diode laser amplifier. **Int. J. Electronics**, v 53, n. 5, 1982
- [62] Holland, L. **Vacuum deposition of thin films**. London : Chapman Hall Ltd, 1963
- [63] Maissel, L., Glang, R. **Handbook of Thin Film Technology**. New York : McGraw Hill, 1970
- [64] McLeod, H. A. **Thin Film Optical Filters**. London : Adam Hilger Ltd, 1969
- [65] Hass, G., Salzberg, C. Optical Properties of Silicon Monoxide in the Wavelength Region of 0.4 μm to 14.0 μm . **J. Optical Society of America**, v. 44, n. 3, 1954
- [66] Hunter, W., Hoff, M. Planning experiments to increase research efficiency. **Ind. Engin. Chemistry**, v 59, n. 3, 1967
- [67] Duckworth, W. E. **Statistical techniques in technological research**. Methuen & Co, 1975
- [68] Daniel, C. **Applications of statistics to industrial experimentation**. New York : J. Wiley and Sons, 1976
- [69] Comunicação interna, programa desenvolvido pelo pesquisador José Roberto Filho.
- [70] Hakki, B., Paoli, T. Gain spectra in GaAs DH injection lasers. **J. Applied Physics**, v. 46, n. 3, 1975
- [71] Peters, F., Cassidy, D. Effect of scattering on the longitudinal mode spectrum of 1.3 μm InGaAsP semiconductor laser diodes. **Applied Physics Letters**, v. 57, n. 4, 1990.
- [72] Cho, L. et al. Spectral gain measurements for semiconductor laser diodes. **IEE Proceedings**, part J, v. 137, n. 1, 1990
- [73] Petit, R. editor. **Eletromagnetic theory of gratings : topics in current physics**, v. 22. Berlin : Springer-Verlag, 1980
- [74] Neto, R. et al. DFB DCPBH InGaAsP/InP lasers for 1550 nm optical communication systems. **International Telecommunications Symposium Record ITS'90**, IEEE Catalog Number 90CH2901-7, 1990

- [75] Devlin, W. et al. Packaged frequency-stable tunable 20 kHz linewidth 1.5 μm InGaAsP external cavity laser. **Electronics Letters**, v. 21, n. 3, 1985
- [76] Favre, F. et al. External cavity semiconductor laser with 15 nm continuous tuning range. **Electronics Letters**, v 22, n. 15, 1986
- [77] Favre, F., LeGuen, D. 82 nm of continuous tunability for an external cavity semiconductor laser. **Electronics Letters**, v. 27, n. 2, 1991
- [78] Mellis, J. et al. Miniature packaged external cavity semiconductor laser with 50 GHz continuous electrical tuning range. **Electronics Letters**, v. 24, n. 16, 1988
- [79] AlChalabi, S. et al. Temperature and mechanical vibration characteristics of a miniature long semiconductor ECL. **Electronics Letters**, v. 26, n. 15, 1990
- [80] Johnson, L. Controlling temperatures of diodes lasers and detectors thermoelectrically. **Lasers and Optronics**, April, p 109, 1988
- [81] Melcor Thermoelectrics Frigichip[®] Catalogue, 1985
- [82] Monteiro, H., Celaschi, S., Jesus, J. Desenvolvimento de acopladores óticos bidirecionais. **Rev. Telebrás** 36, 28, 1987
- [83] Barbosa, F. A geometria de fibras óticas no acoplamento com lasers semicondutores. **Revista Brasileira de Física**, v. 12, n. 4, parte 2, 1982
- [84] Lefevre, H. C. Single mode fibre fractional wave devices and polarization controllers. **Electronics Letters**, v. 16, n. 20, 1980
- [85] Sherlock, G. et al. 1.3 μm MQW semiconductor optical amplifiers with high gain and output power. **Electronics Letters**, v. 27, n. 2, 1991
- [86] Hertsens, T. Measuring diode laser characteristics. **Laser and Optronics**, fevereiro, p 37-42, 1989
- [87] Keiser, G. **Optical fiber communications**. New York : McGraw Hill, 1983.

APÊNDICE 1

ELIPSÔMETRO

1) DEFINIÇÕES

- A1 - primeira leitura do analisador (sempre nas marcas vermelhas de 0° a 90°).
- A2 - segunda leitura do analisador ($180^{\circ} - A1$).
- P1 - primeira leitura do polarizador (sempre nas marcas vermelhas de 315° a 135°).
- P2 - segunda leitura do polarizador ($90^{\circ} + P1$).
- n_f - índice de refração do filme que está sendo medido.
- d - espessura do filme que está sendo medido.
- w - "período de espessura". Usado para determinar a espessura de filmes mais espessos.
- ϕ - ângulo de incidência selecionado pelos "pinos" 70° , 50° ou 30° .
- n_s - índice de refração do substrato que suporta o filme.
- λ - comprimento de onda da luz incidente, fixado em 6328 \AA para o laser de HeNe.
- φ - razão calculada da amplitude, usando as leituras do analisador.
- Δ - diferença de fase calculada usando as leituras do polarizador.

É recomendado esperar 15 minutos para estabilizar o laser. Fechar (ou deixar fechado) o atenuador do feixe durante o aquecimento.

2) PREPARAÇÃO PARA AS MEDIDAS :

- 2-1) Ligar o instrumento e esperar aquecer (aproximadamente 15 minutos). Colocar no ângulo de incidência desejado, mantendo os braços do analisador e do polarizador no mesmo ângulo (inicialmente recomenda-se 70°). Abrir o atenuador do feixe.

- 2-2) Colocar a amostra sobre a mesa do elipsômetro e desprender o parafuso que fixa a mesa.
- 2-3) Se o elipsômetro é equipado com o sistema de "microspot" proceder segundo o item 2-6) .
- 2-4) Girar o botão que fica atrás e debaixo da mesa. Levantar ou abaixar a mesa para dirigir o feixe do laser refletido na abertura do analisador.
- 2-5) Observar o medidor e mudar a altura da mesa para conseguir a leitura máxima no mostrador. Se a leitura do medidor excede 110, reajustar o controle de ganho para levar a leitura máxima abaixo de 100. Prender a mesa quando a leitura no medidor for máxima. Proceder segundo a próxima parte (Procedimento de medida).
- 2-6) PARA O SISTEMA DE "MICROSPOT" : girar o botão que fica atrás e debaixo da mesa para levantar ou abaixar até que o ponto (foco central do feixe) coincida com o ponto de interseção dos retículos do "VIEWING SCOPE". Prender a mesa. Esta posição corresponde à leitura máxima do medidor.
- 2-7) Ligar o iluminador do microscópio (acessório ótico) e mover a amostra lateralmente sobre a mesa até que o "microspot" esteja no local desejado sobre a amostra. Desligar o iluminador. Proceder como na próxima parte.

3) PROCEDIMENTO DA MEDIDA :

- 3-1) Com a mesa da amostra colocada na altura correta ajustar o controle de ganho até que a leitura do medidor esteja a meio caminho entre 3/4 e plena escala (150 a 200).
- 3-2) Girar o analisador (mão direita) vagarosamente na região com números vermelhos (0° a 90°) e colocá-lo em posição que dê a mais baixa leitura sobre o medidor de extinção. NOTA : é recomendado que o operador descanse ambos os cotovelos sobre a superfície da mesa para minimizar a fadiga e melhorar a precisão.
- 3-3) Agora gire o polarizador (mão esquerda) vagarosamente dentro da região com números vermelhos de 315° a 135° e colocar o polarizador na posição que dê uma nova e mais

baixa leitura. Se a leitura do medidor exceder 110, reajustar o controle de ganho para levar a leitura máxima abaixo de 100. O valor numérico do medidor não é importante. Somente as posições do polarizador e analisador que dão as menores leituras no medidor de extinção.

- 3-4) Voltar ao analisador (mão direita) e girá-lo vagarosamente para dirigir o ponteiro do medidor a uma nova e mais baixa leitura. O analisador deve estar dentro da região com números vermelhos (0° a 90°). Se ele não estiver, girar o polarizador para uma posição diferente dentro da região vermelha de 315° a 135° . Se a leitura do medidor cair abaixo de 25, usar o controle de ganho para levar o indicador do medidor para 100.
- 3-5) Voltar ao polarizador (mão esquerda) e girá-lo vagarosamente para dirigir o ponteiro do medidor a uma posição ainda mais baixa. Trabalhe para frente e para trás entre o analisador e o polarizador até que a mais baixa leitura possível do medidor seja obtida. Estas posições correspondem à extinção verdadeira.
- 3-6) Registre a primeira leitura do analisador A1 (direita) e a primeira do polarizador P1 (esquerda) em extinção. Você agora está pronto para obter o segundo grupo de medidas A2 e P2.
- 3-7) Adicione 90° à primeira leitura do polarizador P1, i.e., ($P1 + 90^{\circ}$). Gire o polarizador para esta soma.
- 3-8) De 180° subtraia a primeira leitura do analisador A1, i.e. ($180^{\circ} - A1$). Gire o analisador para esta diferença.
- 3-9) Vagarosamente gire o polarizador para obter a mais baixa leitura no medidor. Não será necessário girar mais que uns poucos graus.
- 3-10) Vagarosamente gire o analisador para obter a mais baixa leitura do medidor. Ajustar o controle de ganho do medidor para levar o ponteiro em torno de 100 se necessário.

- 3-11) Voltar ao polarizador e tentar dirigir o ponteiro do medidor para uma posição mais baixa. Colocar o polarizador na mais baixa leitura do medidor.
- 3-12) Agora ir ao analisador e tentar dirigir o ponteiro do medidor para a mais baixa leitura. Colocar a analisador na mais baixa leitura.
- 3-13) Trabalhar para frente e para trás entre o polarizador e o analisador para obter a menor leitura final no medidor.
- 3-14) Registrar as leituras do analisador A2 e do polarizador P2. O segundo grupo de valores variará ligeiramente dos valores calculados ($P1 + 90^\circ$) e ($180^\circ - A1$), mas não difeririam por mais de 4° para medidas de precisão.

4) CÁLCULO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO E ESPESSURA

Dados dos Substratos :

Silício_____:	parte real	: 3.8789
	parte complexa	: 0.0602
Fosfeto de Índio_:	parte real	: 3.5328
	parte complexa	: 0.1153

Uso do programa ELIPSE : recomenda-se o uso deste programa em computador PC equipado com coprocessador aritmético 8087.

- Ligar o computador.
- ELIPSE
- Título : Cálculo do Índice e Espessura
- CWP (cálculo das constantes da placa $\lambda/4$)
- 82.6, 43.5, 173.3, 138.8, 45.8
- NS (entrar dados do substrato)
- 3.8879,,,0.0602 (silício : real e imaginário)
- NF (intervalo de busca do índice de refração)
- 1.0,0.1,2.5 (índice = 1.0 até 2.5 em passos de 0.1)
- CND (cálculo do índice e espessura do filme)
- P1, A1, P2, A2, 45.8 (constantes obtidas)
- Anote os dados que aparecerem na tela.
- Repita CND para cada conjunto de dados (P1, A1, P2, A2) obtido.

^ APENDICE 2

A2.1) CÁLCULO DA DENSIDADE ÓTICA MÉDIA NA CAVIDADE FABRY-PEROT

A densidade de radiação ótica média S_m é fornecida pela integral da expressão (2.13) ao longo da cavidade. As hipóteses de trabalho são que a taxa de emissão espontânea $R_{ee}(z)$ e o ganho de potência $g(z,E)$ são independentes da coordenada z e uniformes ao longo da cavidade. A equação (2.13) é repetida abaixo para maior clareza.

$$S(z,E) = 2 \frac{N}{c} \frac{g}{E} \delta(E - E_r) [I^+(z,E) + I^-(z,E)] \Delta E \\ + \delta(E - E_s) [|F^+(z,E_s)|^2 + |F^-(z,E_s)|^2] \Delta E \quad (A2.1)$$

Integrando $S(z,E)$ e usando as hipóteses acima temos a expressão para $S_m(E)$, que por sua vez pode ser separada em duas integrais distintas para o sinal e a emissão espontânea.

$$S_m(E) = \frac{1}{L} \int_0^L S(z,E) dz = S_{sp} + S_{sig} \quad (A2.2)$$

Os termos S_{sp} e S_{sig} são expandidos abaixo

$$S_{sp} = \delta(E - E_r) \frac{2 N}{c} \frac{g}{E} \frac{\Delta E}{L} \int_0^L [I_{sp}^+(z,E) + I_{sp}^-(z,E)] dz \quad (A2.3)$$

$$S_{sig} = \delta(E - E_s) \frac{\Delta E}{L} \int_0^L [|F^+(z,E)|^2 + |F^-(z,E)|^2] dz \quad (A2.4)$$

Devemos obter os termos ainda não conhecidos que estão nos integrandos das duas expressões acima. Iniciaremos pelo cálculo dos termos relativos à emissão espontânea.

Apresentamos novamente a equação diferencial (2.11) abaixo, que governa o comportamento da emissão espontânea no amplificador,

$$\frac{dI^\pm(z,E)}{dz} = \pm g(E) I^\pm(z,E) \pm \frac{1}{2} \beta(E) R_{ee} E \quad (A2.5)$$

As respectivas condições de contorno são dadas pelas equações 2.8a e 2.8b, mostradas abaixo e referidas a figura 2.7 .

$$I_{sp}^+(0,E) = R_1 I_{sp}^-(0,E) \quad (\forall E) \quad (A2.6)$$

$$I_{sp}^-(L,E) = R_2 I_{sp}^+(L,E) \quad (\forall E) \quad (A2.7)$$

A solução da equação (A2.5), sob estas condições, é dada por

$$I_{sp}^+(z,E) = \frac{\beta(E) R_{ee} E}{2 g} (C^+ e^{gz} - 1) \quad (A2.8)$$

$$I_{sp}^-(z,E) = \frac{\beta(E) R_{ee} E}{2 g} (C^- e^{-gz} - 1) \quad (A2.9)$$

onde as constantes C^+ e C^- são dadas por

$$C^+ = \frac{(1 + R_1 e^{gL}) - R_1 (1 + R_2 e^{gL})}{(1 - R_1 R_2 e^{2gL})} \quad (A2.10)$$

$$C^- e^{-gL} = \frac{(1 + R_2 e^{gL}) - R_2 (1 + R_1 e^{gL})}{(1 - R_1 R_2 e^{2gL})} \quad (A2.11)$$

Calculamos então a densidade de radiação ótica média da emissão espontânea no dispositivo, para cada energia E , substituindo as expressões para I_{sp}^+ e I_{sp}^- na equação (A2.3), obtendo

$$S_{sp} = \delta(E - E_r) \frac{R_{ee} N_g \beta(E) \Delta E}{g c} \left(\frac{(e^{gL} - 1)(C^+ + C^- e^{-gL})}{g L} - 2 \right) \quad (A2.12)$$

A substituição das constantes C^+ e C^- em (A2.12) conduz diretamente, após alguma algebra, à densidade ótica média de emissão espontânea, onde usamos a identidade $G_g = e^{gL}$.

$$S_{sp} = \delta(E - E_r) \frac{\Delta E}{c g} N_g R_{ee} \beta(E) \psi_{sp} \quad (A2.13)$$

onde

$$\Psi_{sp} = \left\{ \frac{((G_s - 1) [(1 - R_2)(1 + R_1 G_s) + (1 - R_1)(1 + R_2 G_s)])}{gL (1 - R_1 R_2 G_s^2)} - 2 \right\} \quad (\text{A2.14})$$

O cálculo da densidade ótica média para o sinal, tratado coerentemente em termos de amplitude e fase, começa com a equação (2.10) repetida abaixo, e sob as mesmas suposições usadas anteriormente

$$\frac{dF^\pm(z, E)}{dz} = \left(\pm \frac{g(z, E)}{2} \mp i k \right) F^\pm(z, E) \quad (\text{A2.15})$$

As condições de contorno aplicáveis são dadas abaixo, relativas à figura 2.7

$$F^+(0, E_s) = t_1 F_{in} + r_1 F^-(0, E_s) \quad (\text{A2.16a})$$

$$F_{ref} = t_1 F^-(0, E_s) + r_1 F_{in} \quad (\text{A2.16b})$$

$$F_{out} = t_2 F^+(L, E_s) \quad (\text{A2.16c})$$

$$F^-(L, E_s) = r_2 F^+(L, E_s) \quad (\text{A2.16d})$$

A equação (A2.15) pode ser integrada diretamente, por separação de variáveis, fornecendo como solução

$$F^\pm(z, E) = A^\pm \exp\left(\pm \frac{1}{2} g(E) z \mp i k z \right) \quad (\text{A2.17})$$

Usando as condições de contorno (A2.16), obtemos para as constantes A^\pm

$$A^+ = \frac{t_1}{\left[1 - r_1 r_2 e^{(g-2ik)L} \right]} F_{in} \quad (\text{A2.18})$$

$$A^- = r_2 A^+ e^{(g-2ik)L} \quad (\text{A2.19})$$

A densidade média é fornecida pela integração das intensidades do sinal ao longo da cavidade como na equação (A2.4), onde inserimos as expressões obtidas para $F^\pm(z, E)$.

$$S_{sig} = \delta(E - E_s) \frac{(e^{gL} - 1)}{gL} \Delta E \left[|A^+|^2 + |A^-|^2 e^{-gL} \right] \quad (\text{A2.20})$$

Substituindo as expressões das constantes A^+ e A^- na equação (A2.20) e usando as identidades para a constante de propagação $k = 2 \pi N_{ef} E_s / (h c)$ e para a potência do sinal $|F_{in}|^2 = P_{in} N_g / (E W d c)$, obtemos

$$S_{sig} = \delta(E - E_s) \Delta E \frac{P_{in} N_g}{g E L w d} \psi_{sig} \quad (A2.21)$$

$$\psi_{sig} = \left[\frac{(G_s - 1)(1 - R_1)(1 + R_2 G_s)}{(1 - G_s \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 G_s \sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \phi} \right] \quad (A2.22)$$

onde $G_s = \exp(g L)$ (A2.23)

$$\phi = \frac{2 \pi N_{ef} L}{h c} (E - E_r) \quad (A2.24)$$

$$E_r = r \left(\frac{h c}{2 N_{ef} L} \right) \quad (r = \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (A2.25)$$

onde G_s é o ganho de passagem única do amplificador, N_{ef} é o índice de refração efetivo, h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz no vácuo, E_r é a energia do fóton em uma ressonância da cavidade. L , W e d são o comprimento, largura e espessura da camada ativa do laser, respectivamente.

Assumindo-se para a cavidade a hipótese de ganho uniforme (independente de z) e uma densidade ótica média $S_m(E)$, a taxa de emissão estimulada $R_{est}(n)$ é dada por [33]

$$R_{est}(n) = \frac{\Gamma c}{N_g \Delta E} \int_0^{\Delta E} g_m(E) S_m(E) dE \quad (A2.26)$$

As expressões para S_{sig} e S_{sp} devem ser substituídas na equação acima, resultando em

$$R_{est}(n) = \frac{\Gamma c}{L w d} \int_0^{\Delta E} \delta(E - E_s) \frac{g_m(E) P_{in}}{g E} \psi_{sig} dE + \Gamma \int_0^{\Delta E} \delta(E - R_r) \frac{g_m(E)}{g} R_{ee} \beta(E) \psi_{sp} dE \quad (A2.27)$$

A função impulso δ presente nos termos acima possui a seguinte propriedade : $\delta(E - E_s) = 1$ se $E = E_s$ ou $\delta(E - E_s) = 0$ se $E \neq E_s$. Isto torna a integral nula em todas as energias, selecionando apenas o sinal. O mesmo raciocínio aplicado ao termo de emissão espontânea mostra que somente as energias associadas às ressonâncias da cavidade serão selecionadas. Portanto as integrais se transformam em somatórios nas energias selecionadas pelas funções impulso, desde que o intervalo de energias se restrinja a largura a meia altura ΔE da curva de ganho. A equação definitiva para $R_{est}(n)$ levando em conta os argumentos apresentados é apresentada abaixo :

$$R_{est}(n) = \frac{\Gamma c g_m(E) P_{in}}{L W D g E} \Psi_{sig} + \sum_r \frac{\Gamma g_m(E)}{g(E)} R_{ee} \beta(E) \Psi_{sp} \quad (A2.28)$$

A potência emitida por cada faceta pode ser deduzida a partir das equações acima, sujeitas às condições de contorno (2.8a-b) e (2.9a-d). O resultado é mostrado abaixo, onde a potência ótica do sinal é acoplada através da faceta 1 e emitida pela faceta 2 .

$$P_1 = R_1 P_{in} + \sum_r \frac{W d E_r R_{ee} \beta}{2 g} \left\{ \frac{((G_s - 1)(1 - R_1)(1 + R_2 G_s))}{(1 - R_1 R_2 G_s^2)} \right\} \quad (A2.29)$$

$$P_2 = G P_{in} + \sum_r \frac{W d E_r R_{ee} \beta}{2 g} \left\{ \frac{((G_s - 1)(1 - R_2)(1 + R_1 G_s))}{(1 - R_1 R_2 G_s^2)} \right\} \quad (A2.30)$$

APÊNDICE 3

A3.1) RELAÇÃO REFLETIVIDADE VERSUS CORRENTE DE LIMIAR NORMALIZADA

Utilizando o método de monitoração em tempo real por tensão elétrica da refletividade da camada AR depositada sobre a face do laser (ver seção 3.4.2), encontramos uma relação empírica entre a refletividade e a corrente de limiar normalizada. Neste apêndice mostramos uma formulação matemática, baseada na abordagem fenomenológica da seção (2.2), que nos permite fundamentar a relação encontrada. Uma extensão desta formulação para estimar a refletividade da segunda camada AR é imediata.

O limiar de oscilação do laser é marcado por uma transição abrupta do regime de emissão espontânea para o de emissão estimulada. A profundidade de modulação da curva de ganho F , dada pela Eq. (2.24) onde $F = G_s \sqrt{R_1 R_2}$, aumenta por um fator de ordens de grandeza e aproxima-se assintoticamente da unidade ($F \approx 1$). No entanto, isso somente ocorre na região de máximo da curva de ganho, onde o ganho torna-se maior que as perdas e a condição de oscilação é satisfeita. Substituindo a Eq. (2.3) e a identidade $G_s = \exp(gL)$ na Eq. (2.24) e separando os termos, obtém-se :

$$g_m(n_{1i}) = \frac{1}{L} \left[\alpha + \frac{1}{L} \ln \left(F / \sqrt{R_1 R_2} \right) \right] \quad (A3.1)$$

onde $g_m(n)$ é o ganho material do dispositivo, n_{1i} é a densidade de portadores na região ativa do laser no limiar e F é o fator que mede a modulação da curva de ganho.

A densidade de portadores e o ganho material estão relacionados pela Eq. (2.1), reescrita abaixo :

$$g_m(n) = a (n - n_0) - b (\lambda - \lambda_p)^2 \quad (A3.2)$$

onde n_0 é a densidade de portadores na transparência, a e b são coeficientes de ganho, λ é o comprimento de onda e λ_p o comprimento de onda de pico da curva de ganho do material.

Usando a hipótese de que $\lambda = \lambda_p$ no limiar, combinando as Equações (A3.1) e (A3.2) e separando o termo n , obtemos a densidade de portadores no limiar em função da refletividade dos espelhos e outros parâmetros do material, dada por :

$$n = n_0 + \frac{1}{a \Gamma} \left[\alpha + \frac{1}{L} \ln \left(F / \sqrt{R_1 R_2} \right) \right] \quad (\text{A3.3})$$

Examinando a Eq. A3.3 notamos que no limiar de oscilação, quando o fator F tende à unidade ($F \rightarrow 1$), a densidade de portadores alcança seu valor máximo n_{li} . A partir desse ponto todo o excesso de portadores injetado na cavidade é emitido sob a forma de radiação coerente por emissão estimulada. O processo de geração e consumo de portadores na camada ativa é modelado fenomenologicamente pela Eq. (2.5). Esta mostra que os portadores são injetados através da corrente elétrica nas bandas de condução e valência, sendo consumidos por mecanismos de recombinação radiativa (emissão estimulada) e não radiativos (emissão espontânea, recombinação superficial e em defeitos, recombinação Auger), e também por correntes de fuga.

No regime de operação abaixo do limiar o processo de emissão estimulada pode ser desconsiderado ($R_{est} \approx 0$), pois os portadores são consumidos majoritariamente por processos não radiativos. Admitida essa hipótese e usando a Eq. (2.6) para modelar os processos não radiativos, substitui-se as Equações (A3.3) e (2.6) em (2.5) e obtém-se a equação para a densidade de corrente J no limiar :

$$J_{li} = q d \left[A_{nr} n_{li} + B n_{li}^2 + C n_{li}^3 \right] + J_f \quad (\text{A3.4})$$

onde q é a carga do elétron, d é a espessura da camada ativa, A_{nr} é o coeficiente de recombinação não-radiativa superficial e em defeitos, B é o coeficiente de emissão espontânea e C o coeficiente de recombinação Auger. J_f modela a densidade de corrente de fuga ao redor da camada ativa, assumida como sendo proporcional e igual a 25 % da corrente de injeção .

Usando a Eq. (A3.4) juntamente com (A3.3) obtemos a relação desejada entre refletividade e corrente de limiar. As constantes n_0 , α e a , juntamente com um modelo adequado para J_f , constituem os parâmetros do modelo a serem ajustados ao dispositivo usado nas experiências. A Eq. (A3.4) deve ser normalizada em relação à densidade de corrente no limiar original do laser ($I_0 = 25 \text{ mA} \Rightarrow J_0 = 5,6 \text{ kA/cm}^2$), obtendo-se a Eq. (A3.5). O fator $4/3$ leva em conta a corrente de fuga, assumida como sendo proporcional a 25 % da corrente total no laser.

$$J_n = J_{li}/J_0 = \frac{4}{3} \frac{q d}{J_0} [A_{nr} n_{li} + B n_{li}^2 + C n_{li}^3] \quad (\text{A3.5})$$

Os valores das constantes usadas no modelo foram retiradas de Thylén [35], e são resumidas na tabela (A3.1).

Tabela A3.1 - Valores de Constantes usadas no Modelo

IDENTIFICAÇÃO	SÍMBOLO	VALOR
Fator de Confinamento	Γ	0,36
Espessura da Camada Ativa	d	0,15 μm
Largura da Camada Ativa	W	1,5 μm
Comprimento do Laser	L	300 μm
Coefficiente de Absorção	α	60 cm^{-1}
Coefficiente de Ganho	a	$1,3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
Carga do Elétron	q	$1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$
Densidade de Portadores na Transparência	n_0	$1,7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Coefficiente de Recombinação não Radiativa	A_{nr}	$7 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$
Coefficiente de Recombinação Espontânea	B	$6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Coefficiente de Recombinação Auger	C	$3 \times 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$

O gráfico obtido para a variação da corrente de limiar normalizada, mantendo fixa a refletividade de uma faceta em $R_2 = 0,32$ e variando-se o valor da segunda entre $1 \leq R_1 \leq 10^{-5}$, é mostrado na Fig. A3.1. Observamos que a relação teórica obtida não é linear, como supusemos inicialmente, mas uma função superlinear onde a corrente de limiar normalizada aumenta mais rapidamente do que o logaritmo da refletividade. Esta característica é consequência do mecanismo de recombinação não radiativa Auger, com sua dependência cúbica com a densidade de portadores, que se torna importante nas grandes correntes usadas. A alta corrente de limiar original do laser empregado força o modelo a assumir excessivo valor de perda ($\alpha \approx 60 \text{ cm}^{-1}$) comparado com o valor reportado na literatura ($\alpha \approx 20 \text{ cm}^{-1}$) [35], indicando que a qualidade das interfaces semicondutoras produzidas pode ser sensivelmente melhorada.

A simulação da deposição de uma camada AR sobre a segunda faceta do laser semiconductor pode ser vista nas duas curvas suplementares da Fig. A3.1. Neste caso fixamos a refletividade da primeira camada em 2 valores (10^{-3} e 10^{-4}), e variamos a refletividade da segunda camada entre $1 \leq R_1 \leq 10^{-5}$ como anteriormente. Observamos que existe um enorme aumento da corrente de limiar normalizada, alcançando a 8 vezes a corrente original nas condições de refletividade mais extremas. Estes valores devem ser encarados com precaução, no entanto, pois nestas altas correntes de injeção e densidades de portadores as hipóteses iniciais podem não mais serem válidas. Os efeitos combinados de aumento de temperatura por efeito ôhmico e comportamento não conhecido das correntes de fuga podem levar inclusive à destruição do dispositivo. Um meio de contornar esta limitação é operar o laser em regime pulsado (1 kHz), com um fator de trabalho tipicamente menor que 0,1 % e duração do pulso menor que 1 μseg , onde o aquecimento resistivo é praticamente eliminado. Conseqüentemente, as correntes de limiar referidas neste trabalho são obtidas em regime pulsado onde nossas hipóteses de trabalho possuem mais validade. As incertezas associadas à determinação experimental da corrente de limiar [86], se tornam maiores quando as refletividades apresentam valores muito baixos. A curva de

emissão ótica assume características superluminescentes e formato abaulado, onde não existe separação nítida entre os regimes de emissão espontânea e de emissão estimulada (ver Fig. 3.18). Associado a isto temos a incerteza na inferência dos valores da refletividade a partir das curvas de Emissão Espontânea Amplificada, usando a técnica exposta na seção (4.1).

Obteve-se boa concordância entre este método simplificado e os resultados inferidos de refletividade para a deposição da primeira camada AR. Os resultados obtidos para a deposição da segunda camada AR apresentam grande discordância com a teoria, mas pode-se atribuir este fato às grandes incertezas envolvidas na estimação da corrente de limiar e refletividade da primeira camada AR. Este método é válido somente para comprimentos de onda próximos ao pico da curva de ganho, que varia de acordo com a densidade de portadores injetada.

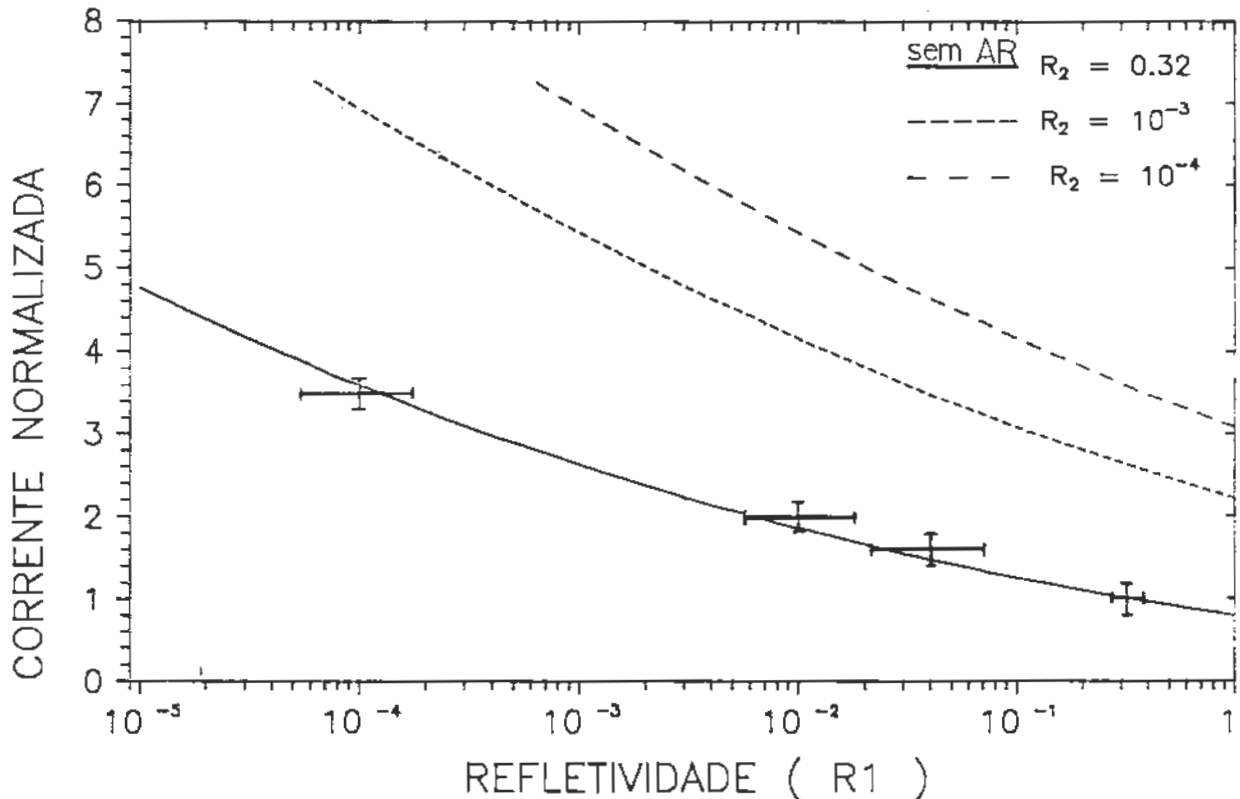


Figura A3.1 - Relação da Corrente de Limiar Normalizada em função da refletividade R_1 , onde a segunda faceta possui refletividades R_2 fixas de 0,32 (original), 10^{-3} e 10^{-4} .