

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELETRICA
DEPARTAMENTO DE TELEMATICA

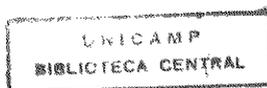
Este exemplar responde à exigência formal da tese
defendida por Felipe Rudge Barbosa
aprovada pela Comissão
Julgadora em 28 07 1992.


Desenvolvimento de Diodos Emissores de Luz
de dupla-heteroestrutura em InGaAsP/InP e GaAlAs/GaAs
para aplicação em Comunicações Ópticas

Autor: Felipe Rudge Barbosa
Orientador: Prof.Dr.Edson Moschim†

Tese apresentada a Faculdade de Engenharia Elétrica da
Universidade Estadual de Campinas, FEE - UNICAMP, como
requisito parcial para obtenção do título de DOUTOR em
ENGENHARIA ELÉTRICA.

Junho 1992



5700056
930045

A meu Pai,
por sua inteligência, perspicácia,
e perseverança.

AGRADECIMENTOS:

- Ao Edson Moschim, pelo entusiasmo e consistencia como orientador e amigo;
- ao Mário Furtado, pela amizade e desvendamento de mistérios da física de semicondutores;
- ao Bordeaux, pelo incentivo ao longo do trabalho, ainda que no seu "estilo próprio", e pela própria idéia deste trabalho, e outras tantas...
- a todo o pessoal da Divisão de Optoeletronica do CPqD, presente e passado, que colaborou direta ou indiretamente neste trabalho, especialmente José Roberto Caumo, Rubens A. Neto, Edna Sabadini Sato, João Moro, Daniel Pataca, Flávio Borin, Claudemir Coral, e Moacir Giansante.
- a Telebrás, pelo contínuo e indispensável suprimento de recursos.
- a Isadora , pelo contínuo e indispensável apoio tático, e mais uma montanha de coisas.

MORAL PRECEPTS

ON THE RIGHT SCIENTIFIC CONDUCT

- 1) Be truthful
- 2) Do not skirt research problems for fear of the powers that be
- 3) Regard all data, theories and methods as fallible, and regard only research as sacred
- 4) Correct everything corrigible, particularly your own errors
- 5) Do not disregard superstition and pseudoscience : expose and fight them
- 6) Do not hoard knowledge : share it
- 7) Give credit where credit is due
- 8) Disregard arguments from authority and 'ad hominem'
- 9) Cherish intellectual freedom and be prepared to fight for it
- 10) Be modest : know your limitations, but do not be humble; do not bow before authority and tradition
- 11) Do not use prestige gained in advancing knowledge to underwrite unjust causes
- 12) Bow of service of co workers, students, and the scientific community at large
- 13) Shun ideology in basic science but declare it in technology
- 14) Refuse to use knowledge for purposes of destruction or oppression
- 15) Do not boast of special (in particular paranormal) cognitive powers
- 16) Try to justify all your claims
- 17) Keep your independence of judgment and, if necessary, swim against the stream
- 18) Tolerate serious research on problems or with methods you dislike
- 19) Be intolerant with respect to organized obscurantism
- 20) Keep constant moral watch on your own actions and even on your own moral principles

(Mario Bunge in "Philosophies of Psychology")

ÍNDICE

. Introdução Geral

. Capítulo I: Diodos Emissores de Luz em GaAlAs/GaAs

I.1 - Introdução

I.2 - Teoria:

I.2.1 - Potencia Óptica

I.2.2 - Tempo de Resposta e Banda Passante

I.2.3 - Características Espectrais

I.3 - Resultados Experimentais; Análise e Discussão

I.3.1 - Estrutura e Fabricação

I.3.2 - Características Eletroópticas;

I.3.3 - Espectros de Emissão

I.3.4 - Resposta em Frequencia.

I.4 - Acoplamento e Encapsulamento

I.4.1 - Acoplamento com fibras ópticas.

I.4.2 - Montagem e Encapsulamento.

I.5 - Conclusões

I.6 - Anexo I.A: Efeitos Não-Lineares

. Capítulo II: LEDs InGaAsP

II.1 - Introdução

II.2 - Teoria

II.3 - Resultados experimentais; Análise e Discussão

II.3.1 - Estrutura e Fabricação

II.3.2 - Características Eletroópticas

II.3.3 - Características Espectrais

a) Espectros de Emissão

b) Ajuste de λ_c

II.3.4 - Resposta em Frequencia

II.4 - Acoplamento e Encapsulamento

II.4.1 - Acoplamento com fibras ópticas.

II.4.2 - Encapsulamento.

II.5 - Conclusões

II.6 - Anexo II.A : Efeitos Não-Lineares

.Capitulo III: Confiabilidade

III.1 - Introdução

III.2 - Base teórica; Fenomenologia

III.3 - Resultados Experimentais e Discussão

III.3.1 - Testes de Vida

III.3.2 - Step-stress

III.3.3 - Resistencia Térmica

III.4 - Conclusões

.Capitulo IV: Conclusão Geral

.Apêndice A: Homojunções e Heterojunções.

.Apêndice B: Geometria de fibras ópticas no Acoplamento com diodos emissores de luz.

† † †

FIGURAS DO CAPÍTULO 1:

- FIG. 1 - Geometria de diodos emissores de luz (LEDs), emissão lateral e emissão superficial.
- FIG. 2 - Estrutura de contato de faixa e camadas epitaxiais dos ELEDs DH GaAlAs/GaAs.
- FIG. 2A - Célula básica da máscara positiva para fotogração dos contatos de faixa de ELEDs.
- FIG. 3 - Características E-O dos ELEDs GaAlAs. As curvas cheias são experimentais; a curva tracejada é ajuste teórico dos pontos calculados pela eq.(2.2).
- FIG. 4 - Dependência da potência óptica emitida com a temperatura: a) Curvas experimentais LxI ; b) curvas $\log P \times T$.
- FIG. 5 - Espectros de emissão de ELEDs GaAlAs, em alta resolução, $<1\text{\AA}$.
- FIG. 6 - Espectros de ELEDs GaAlAs; a) dependência com corrente, b) com temperatura.
- FIG. 7 - Variação da largura espectral $\Delta\lambda$ com temperatura e corrente.
- FIG. 8 - Variação do gap efetivo com a temperatura (Eq.2.16).
- FIG. 9 - Diagrama da montagem experimental para medidas de resposta em frequência de ELEDs.
- FIG.10 - Resposta em frequência de ELEDs DH GaAs/GaAlAs.
- FIG.11 - Tempo de resposta em função da densidade de corrente injetada.
- FIG.12 - Geometria de microlentes em fibras ópticas. Fibras com afilamento conico e microlente esférica.
- FIG.13 - Perfil de intensidade em campo afastado de ELEDs GaAs; direções paralela e perpendicular ao plano da junção.
- FIG.14 - Resultados do acoplamento ELED GaAs com fibra multimodo; curvas da emissão total e acoplada na fibra. P e C significam pulsado e contínuo.
- FIG.15 - Encapsulamento TO-5 modificado (Patente TELEBRAS), para emissores com fibra multimodo.

FIGURAS DO CAPÍTULO II:

- FIG. 1 - Espectro de atenuação de fibra monomodo recente (CPqD-Telebrás, 1991).
- FIG. 2 - Estrutura e camadas epitaxiais do ELED DH InGaAsP/InP, com emissão em 1,3 μ m.
- FIG. 3 - Foto com detalhes do cristal processado.
- FIG. 4 - Influencia da difusão na resistencia série de ELEDs 1,3.
- FIG. 5 - Características E-O ELED InGaAsP/InP. As curvas cheias são experimentais; a curva tracejada é o ajuste teórico.
- FIG. 6 - Potencia óptica em função da temperatura: a) resultados experimentais; b) LogP x T. Modo pulsado.
- FIG. 7 - Potencia óptica em função da temperatura: a) resultados experimentais; b) LogP x T. Modo contínuo.
- FIG. 8 - Emissão espectral do ELED InGaAsP/InP : a) dependencia com corrente; b) com temperatura.
- FIG. 9 - Espectro de fotoluminescencia do cristal 1509-A/LED, (T=300K).
- FIG.10 - Espectro de eletroluminescencia ELED cristal 1509-A , T=300K.
- FIG.11 - Espectro de ELED com λ controlado, longe da absorção vibracional da água.
- FIG.12 - Resposta em frequencia de ELED InGaAsP , para várias correntes de polarização (bias).
- FIG.13 - Frequencia de corte em função da corrente DC.
- FIG.14 - Frequencia de corte em função da densidade de corrente.
- FIG.15 - Emissão dos ELEDs 1,3 em campo afastado.
- FIG.16 - Potencia emitida e potencia acoplada para ELEDs 1,3 e (a) fibras monomodo, (b) fibras multimodo.
- FIG.17 - Montagens do encapsulamento monomodo.

FIG.18 - Estabilidade do encapsulamento monomodo.

FIG.19 - Variação da potência óptica, na saída da fibra do ELED encapsulado, em função da temperatura.

FIG.20 - Vista em perspectiva do encapsulamento monomodo (Patente [19]).

FIGURAS DO CAPITULO III:

FIG.1 - Testes de vida em dispositivos soldados com In: a) 80°C;
b) 100°C.

FIG.2 - Testes de vida em dispositivos soldados com In: a) 100°C;
b) 120°C.

FIG.3 - Aparecimento de mancha escura ("dark spot") na região ativa de um ELED em teste de vida.

FIG.4 - 1º Teste de patamares ("step-stress") em ELEDs InGaAsP.

FIG.5 - 2º Teste de patamares ("step-stress") em ELEDs InGaAsP.

FIG.6 - Ilustração do método de variação da tensão.
Vide texto para definição dos parâmetros.

Fig.7 - Fotomicrografia de um Eled soldado com preforma de AuSn, em bloco dissipador Si metalizado, em perfeito estado.

Fig.8 - Fotomicrografia da degradação da interface de solda de um ELED soldado p-down com In. Temperatura e corrente causam eletromigração do In metálico, provocando curto.

Introdução Geral

Diodos emissores de luz (LEDs) são atraentes por sua simplicidade, robustez, confiabilidade e baixo custo. Seu surgimento remonta ao final da década de 1950 e início década de 1960, época em que se iniciou enorme atividade em eletrônica de semicondutores, e a busca de fontes de luz em estado sólido. A procura de recombinação radiativa eficiente em semicondutores, para construção de diodos emitindo no visível e infra-vermelho próximo, concentrou-se inicialmente em ligas de compostos III-V, binárias GaAs e GaP, e ternárias GaAsP e GaAlAs, primeiro em homojunções e logo a seguir em heterojunções [1,3,4]. Já era sabido nessa época, que por capricho da Natureza, os semicondutores naturais elementares, Si e Ge, eram materiais de banda proibida indireta, que embora sendo bons detetores de luz, eram péssimos emissores, com baixíssima eficiência radiativa [3].

Desse modo, os Leds de homojunção e heterojunção, fabricados a partir de semicondutores compostos, ganharam rapidamente o mercado como fontes frias de luz, em estado sólido, permitindo aplicações em mostradores, sensores, alarmes e outras, impossíveis para fontes de luz convencionais, com baixísimos consumo de energia e dissipação de calor [4]. Surgiam também, nessa época (especificamente 1962), os primeiros lasers semicondutores [2]. Ao final da década de 60, estava estabelecido que para se conseguir um eficiente confinamento simultâneo de portadores (elétrons e buracos) e fótons, eram necessárias heteroestruturas duplas [3, 5]. Essa condição permitiu enfim que lasers semicondutores pudessem operar a temperatura ambiente [6], e que se conseguisse Leds de alta eficiência [7].

Surgia em 1970, outro marco tecnológico que viria a revolucionar as comunicações em todo o mundo: a fibra óptica de baixa atenuação. Desenvolvida a partir de finos capilares de sílica pura, permitia o transporte de sinais luminosos, livres de interferências externas e turbulências atmosféricas [8].

Assim, com LEDs e lasers de dupla-heteroestrutura, e fibras ópticas de baixa atenuação, estavam criadas as condições para o estabelecimento definitivo de Comunicações Ópticas [8]. Tinha-se então, emissores que podiam ser diretamente modulados com

corrente elétrica, e fibras com alta capacidade de transmissão, imunes a interferência eletromagnética, permitindo enlaces de dezenas de quilômetros de extensão. Data dessa época a realização dos primeiros lasers de contato de faixa e LEDs de emissão lateral [10]. A década de 1970 viu portanto o estabelecimento e o amadurecimento da tecnologia de LEDs e lasers de dupla-heteroestrutura em GaAs/GaAlAs, emitindo na primeira janela de baixa atenuação da sílica, entre 0,80 e 0,85 μm ; utilizava-se então fibras multimodo, com atenuação de 2 a 5 dB/km, nesses comprimentos de onda.

Ao final da década de 1970, haviam surgido as fibras monomodo com muito maior capacidade de transmissão. Ademais, embora as fibras multimodo tivessem evoluído para atenuação abaixo de 2 dB/km, e dispersão controlada com perfil de índice gradual, as fibras mono apresentavam valores de atenuação e dispersão bem abaixo das multimodo [8,9]. Entretanto, as faixas espectrais onde as fibras de sílica tinham maiores vantagens de mínima dispersão e atenuação, eram em torno de 1,3 μm e 1,55 μm , respectivamente. Daí, surgia a necessidade de buscar emissores nesses comprimentos de onda. A resposta veio com as ligas de materiais de pequena banda proibida, particularmente InGaAsP, crescidas sobre substrato de InP, resultando em dispositivos que, embora não tão eficientes quanto os de GaAlAs/GaAs, atendiam plenamente a demanda como fontes confiáveis e de bom desempenho [11,12]. Em 1983, já havia sistemas experimentais em campo, utilizando fibras monomodo e LEDs de InGaAsP/InP [12].

A década de 1980 viu o pleno amadurecimento das tecnologias de Comunicações Ópticas [9], tendo como meio de transmissão fibras monomodo (sem descartar algumas aplicações de fibras multimodo, principalmente em redes locais), e como fontes lasers semicondutores de alto desempenho e LEDs de altíssima confiabilidade [13].

Esta situação vale ainda hoje, com LEDs e lasers complementando-se nas aplicações de alta e baixa capacidade (e custo!) [14]. A seguinte distribuição de fontes em sistemas é verdadeira: LEDs aplicam-se a sistemas com produto banda-distância até 1-2 GHz.km (sobre distâncias até 10-15 km); lasers aplicam-se quando esse produto cai em torno de 10-100 GHz.km (sobre distâncias de 20 a 50 km sem repetidor).

O presente trabalho constitui-se na síntese de LEDs de emissão lateral, fabricados a partir de heteroestruturas duplas em GaAlAs/GaAs e InGaAsP/InP, emitindo em 0,85 e 1,3 μ m, respectivamente. Esse desenvolvimento, totalmente realizado nos Laboratórios de Optoeletrônica do CPqD-Telebrás, é pioneiro no país, e cobre desde o crescimento epitaxial dos cristais até o encapsulamento final dos LEDs, acoplados a fibras ópticas, visando o atendimento da demanda de fontes confiáveis e de alto desempenho, para aplicação em comunicações ópticas.

O trabalho está organizado do seguinte modo:

Introdução Geral, que ora apresentamos, onde se mostra a importância fundamental dos emissores de luz em Comunicações Ópticas.

Capítulo I, que apresenta os resultados experimentais, análise e discussão dos LEDs de emissão lateral em GaAlAs/GaAs, incluindo fabricação, características eletro-ópticas, solda, montagem, acoplamento com fibras ópticas e encapsulamento. Considera-se, numa seção complementar, Anexo I.A, o comportamento não-linear que pode ocorrer nos ELEDs de GaAlAs.

Capítulo II, que aborda os ELEDs de InGaAsP/InP, seguindo a mesma sequência de tópicos do Cap.I. Esse capítulo é também complementado pelo estudo de efeitos não-lineares em ELEDs 1,3 μ m, Anexo II.A, onde se faz uma comparação com o estudo anterior.

Capítulo III, dedicado ao tópico específico de Confiabilidade onde são apresentadas as bases teóricas, a metodologia de ensaios acelerados, e a interpretação dos resultados experimentais; é feito também um estudo da resistência térmica dos ELEDs, e sua influência na confiabilidade.

Capítulo IV, conclusão do trabalho, onde são apresentadas a síntese e comentários finais, e são apontados novos rumos a serem seguidos.

Ao final estão incluídos dois apêndices, os quais abordam assuntos específicos. O Apêndice A trata dos fundamentos de Homojunções e Heterojunções. O Apêndice B trata da Geometria de Fibras ópticas no Acoplamento com Diodos Emissores de Luz.

BIBLIOGRAFIA :

- (1) C.A.Burrus, H.C.Casey Jr., T.Li - "Optical Sources", in Ref.8.
- (2) R.N.Hall, et al. - "Coherent light emission from GaAs junctions", Phys.Rev.Lett. 9, 366 (1962);
M.I.Nathan, et al.- "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions", Appl.Phys.Lett. 1, 62 (1962);
N.Basov - "Production of negative temperature states in semiconductors", Soviet J.Exp.Theo.Phys. 13, 1320 (1961).
- 3) H.Kressel, J.K.Butler - *Semiconductor Lasers and Heterojunction Leds* , Academic Press, New York (1977).
- (4) A.A.Bergh, P.J.Dean - *Light-emitting Diodes*, Oxford, Clarendon (1976).
- (5) H.C.Casey Jr., M.B.Panish - *Heterostructure Lasers* , Academic Press , New York (1978).
- (6) I.Hayashi, M.B.Panish, et al.-"Junction lasers which operate continuum at room temperature", Appl.Phys.Lett. 17, 109 (1970).
Z.I.Alferov, et al.- Soviet Physics Semicond. 4, 1573 (1971).
- (7) C.A.Burrus, B.I.Miller -"Double-heterostructure GaAlAs electro-luminescent diodes for optical transmission lines", Opt.Comm. 4, 307 (1971).
- (8) S.E.Miller, A.Chynoweth - *Optical Fiber Telecommunications* , Academic Press, New York (1979).
- (9) S.E.Miller, I.Kaminow - *Optical Fiber Telecommunications II*, Academic Press, New York (1988).
- (10) T.P.Lee, C.A.Burrus, B.I.Miller -"Stripe-geometry double-heterostructure amplified-spontaneous-emission diode", IEEE J.Quantum Electron. QE-9, 820 (1973).
- (11) R.H.Saul -"Recent advances in the performance and reliability of InGaAsP LEDs for Lightwave Communication Systems", IEEE Trans.Electron Dev. ED-30, 285 (1983).
- (12) British Telecom Technology - "Optical Communications Report", M.C.Brain ed., BTRL, Ipswich UK, 1983.
- (13) D.Fye - "Diode Lasers vs. Leds in the Singlemode Fiber System" Lasers @ Applications, January 198/.
- (14) Ken Li, D.M.Hirsch - "For Fiberoptic links, Lasers or Leds ?", Lasers @ Optronics, July 1990.
E.D.Jungbluth - "Transmitters and receivers must deliver high performance", Laser Focus World, July 1991.

CAPITULO I

Diodos Emissores de Luz em GaAlAs

I.1 - Introdução

Iniciou-se o trabalho em ELEDs de GaAlAs antes de 1986 [1], no ambiente de desenvolvimento de lasers de contato de faixa de mesmo material, com emissão em 0,85 μm . Com isso obtinha-se resultados duplamente vantajosos. Primeiro, desenvolvia-se um novo dispositivo que, como visto na Introdução Geral, completa a gama de aplicações de emissores de luz ; segundo, aproveitava-se toda a tecnologia já disponível. O desenvolvimento conjunto permitia que soluções adotadas no laser pudessem ser aproveitadas no LED , e vice-versa . Por exemplo, viemos a adotar para as camadas epitaxiais a configuração de 3 camadas, ao invés de 4 como era usual [2]; isso simplificava a construção do dispositivo e aumentava sua confiabilidade. Inovações, como camadas epitaxiais tão finas quanto 700 Å, não teriam surgido sem o LED, que as requeria para otimização da resposta em frequência. Excelentes resultados conseguidos [3], permitiram igualar nossos LEDs ao estado da arte [4]. No encapsulamento, a montagem que desenvolvemos e patenteamos — T0-5 modificado acoplado com fibra óptica multimodo [5] — encontrou pleno uso com ELEDs e lasers de GaAlAs, atendendo aos requisitos de simplicidade, baixo custo, e alta confiabilidade; inclusive com alto grau de nacionalização.

Vejamos agora porque adotamos o LED de emissão lateral (ELED).

I.2 - DIODOS DE EMISSÃO LATERAL VS. EMISSÃO SUPERFICIAL

As duas geometrias básicas para LEDs estão esquematizadas na Fig.II.1. O diodo de emissão lateral, tem emissão longitudinal, paralela ao plano da junção, e o de emissão superficial tem emissão perpendicular ao plano da junção.

O ELED tem estrutura análoga a de um laser semiconductor de contato de faixa [2], mas com características próprias que visam otimizar o desempenho do LED em emissão espontanea. Para que se tenha dispositivo linear (em potencia versus corrente), a faixa de contato é feita mais curta que a cavidade Fabry-Perot (FP), formada pelas faces frontal e traseira do chip, clivadas em planos cristalinos paralelos. Assim garante-se que o dispositivo não

atinga oscilação laser, e tenha espectro de emissão suave, adequado a operação em sistemas multimodo. Para que o ELED tenha ampla faixa de modulação, com rápido tempo de resposta, é preciso que sua estrutura propicie confinamento dos portadores injetados e do campo óptico, ou seja alta densidade de portadores e fótons na região ativa. Assim, busca-se aproximação com lasers semicondutores (confinamento do campo e ganho), mas procurando evitar a oscilação, vista aqui como uma instabilidade. Desse modo, o ELED ganha uma emissão altamente direcional, capaz de acoplar eficientemente sua luz com fibras ópticas [2].

O diodo de emissão superficial, por sua vez, tendo a emissão ortogonal ao plano da junção, emite um campo quase *lambertiano* (mesma intensidade em todas as direções). Isto dificulta o acoplamento com fibras ópticas, tornando-o praticamente inaplicável a sistemas de fibras monomodo; entretanto permanece aplicável a displays, sinalização, etc., como sempre foi [6]. Sua banda passante tende a ser menor que ELEDs [4], pois embora se consiga altas densidades de corrente (região ativa limitada), e alta eficiência eletro-ótica (materiais e interfaces de alta qualidade), não contribuição de ganho longitudinal, a recombinação é sempre espontânea, o que limita fortemente o tempo de resposta dos SLEDs. Seu espectro de emissão é sempre mais largo do que nos ELEDs[4], causando forte limitação na transmissão por fibras devido a dispersão cromática. Assim, desenvolvimentos recentes de SLEDs [20], tendem a se concentrar em integração optoeletrônica e processamento paralelo de sinais.

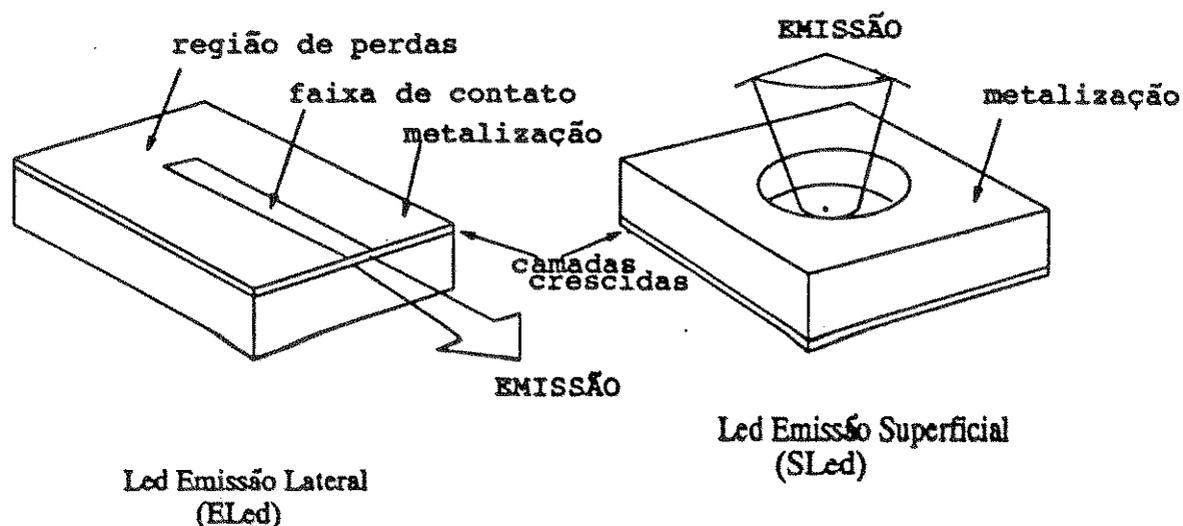


Fig.I.1 - Diodos emissores de luz: a) emissão lateral (ELEDs) b) emissão superficial (SLEDs).

Em suma, tendo como objetivo final a aplicação em sistemas de telecomunicações com fibras ópticas, a escolha incontestável era adotar a estrutura de emissão lateral (ELEDs), pois concentrava todas as vantagens : identidade com a tecnologia implantada de fabricação de lasers, bom acoplamento com fibras, elevada banda passante e espectro de emissão relativamente estreito. Essas considerações aplicam-se igualmente aos Leds de GaAs, que veremos a seguir, e aos de InGaAsP, que serão vistos no próximo Capítulo.

I.3 - Resultados Experimentais. Análise e Discussão.

I.3.1 - Estrutura e Fabricação

A estrutura de contato de faixa, definido por dielétrico, e as camadas epitaxiais crescidas para os ELEDs, estão apresentadas em detalhe na Fig.I.2. Descrevemos a seguir as etapas de fabricação dos ELEDs GaAs/GaAlAs.

a) Crescimento Epitaxial: A técnica de crescimento utilizada na confecção dos cristais para LED foi o LPE (epitaxia por fase líquida). Camadas epitaxiais de $Ga_{1-x}Al_xAs$ são crescidas sobre um substrato GaAs tipo n ($Si: 10^{18} cm^{-3}$), e consistem de uma primeira camada "buffer" confinante tipo n, uma segunda ativa tipo p, uma

DIODO EMISSOR DE LUZ DE EMISSÃO LATERAL (ELED)

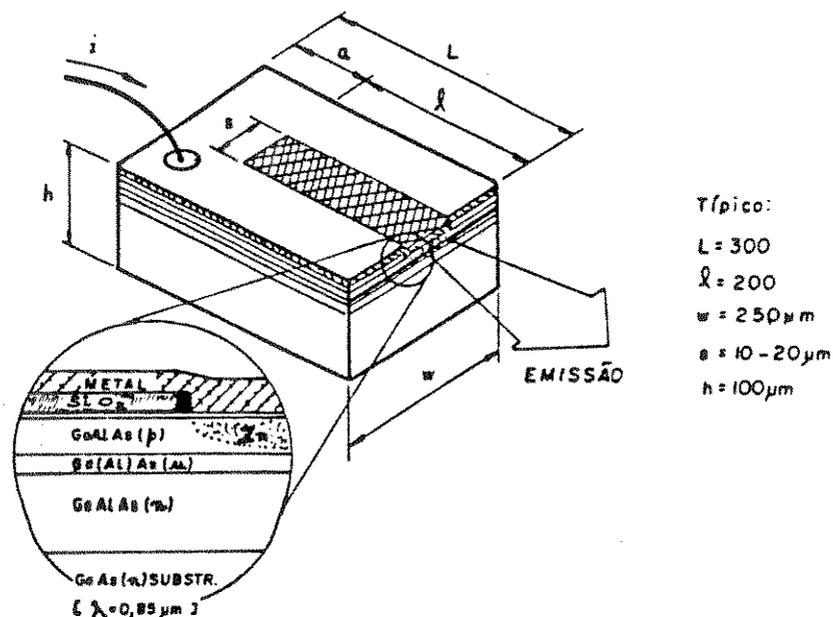


Fig.II.2 - Estrutura de contato de faixa e camadas epitaxiais dos ELEDs de GaAs/GaAlAs.

terceira confinante tipo p, e uma quarta (apenas nos primeiros cristais confeccionados) de capa tipo p; as composições, dopagens e espessuras estão reunidas na Tabela I.1. As composições e concentrações de dopantes são previamente calibradas e estabelecidas pela pesagem exata dos componentes e dopantes, com precisão de 10^{-5} gramas, e aferidas por fotoluminescência (composição), e por efeito Hall e C-V eletroquímico (dopagens). As espessuras são controladas durante o crescimento pelo tempo e temperatura (melhor que $0,1^{\circ}\text{C}$ em 1000°C) de epitaxia de cada camada; são medidas após o crescimento através da técnica de polimento em ângulo, que permite precisão melhor que $0,01\mu\text{m}$. Uma inovação conseguida, antes de fixarmos o valor de $0,07\mu\text{m}$ para espessura da região ativa foram as tentativas (bem sucedidas) de crescimento de camadas ultra-finas por LPE, conseguindo-se camadas de $0,05$ e $0,03\mu\text{m}$ [14], que estão entre as mais finas já reportadas para o LPE [15]. Implementamos também [14], dispositivos com crescimentos apenas das três primeiras camadas, conforme proposto por Lee [7], resultando em dispositivos melhores: menor resistência série, maior banda passante, maior confiabilidade.

Tabela I.1 - Dados dos cristais crescidos para ELEDs $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

Cristal	Camada	Composição (x)	Dopagem (cm^{-3})	Espessura (μm)
1053	1-Buffer	0,38	(n) Sn: 1×10^{17}	1,7
	2-Ativa	0,06	(p) Ge: 1×10^{17}	0,07
	3-Confinante	0,38	(p) Ge: 7×10^{17}	1,4
	4-Capa	0,08	(p) Ge: 2×10^{17}	1,7
1119	1-Buffer	0,33	(n) Sn: $1,5 \times 10^{17}$	1,6
	2-Ativa	0,08	(p) Ge: 2×10^{17}	0,07
	3-Confinante	0,34	(p) Ge: 9×10^{17}	1,6
1205	1-Buffer	0,33	(n) Sn: 3×10^{17}	1,5
	2-Ativa	0,05	(p) Ge: 1×10^{17}	0,11
	3-Confinante	0,33	(p) Ge: 5×10^{17}	1,6

b) Processamento: Depois de crescidas as camadas epitaxiais, o cristal é processado. A primeira etapa é a deposição de uma camada de dielétrico, SiN ou SiO₂ (1500 Å) sobre o lado p. As faixas de contato são abertas no dielétrico por fotolitografia convencional, usando-se máscaras com diferentes larguras (s= 10, 20, 30 e 50 μm) e comprimentos (l= 250, 300, 350 e 400 μm) da faixa de contato. Após a fotogravação é feita difusão de Zn em ampola selada, que torna o material tipo p em $p^+ \cong 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, que permitirá contato ôhmico quando da metalização; deve ser sempre tomado cuidado para que a difusão não atinja a região ativa, senão perde-se o cristal. A etapa seguinte é o desbaste do substrato de sua espessura original de 400 μm para 100 μm, a fim de permitir uma boa clivagem. O processamento do cristal é concluído com metalizações TiPtAu do lado p, e AuGeNi do lado n.

c) Clivagem e Solda: O cristal pronto é então clivado em chips individuais de 400 μm de comprimento e 500 μm de largura. Esses chips são testados, e os de melhor rendimento eletro-óptico são soldados com In sobre um dissipador de Cu dourado. O In serve como camada anti-tensionante, devido aos diferentes coeficientes de expansão térmica do metal e do semiconductor. Os ELEDs são então montados em jijas de teste (ditas gavetas) e submetidos a caracterização eletro-óptica, térmica e espectral.

I.3.2 - Características Eletro-ópticas

a) Resultados a temperatura ambiente

A Fig.I.3 mostra as características de potencia óptica emitida, e tensão no diodo, em função da corrente de operação do ELED GaAs/GaAlAs. A característica tensãoxcorrente, revela um diodo de boa qualidade, com tensão de joelho a 3mA, $V_j = 1,3V$, típico para uma heterojunção GaAs/GaAlAs como descrita no ítem anterior; o regime ôhmico desta curva, acima de 10mA, revela um comportamento linear com $R_s \cong 4 \text{ ohm}$. A Tabela I.2 reúne os dados básicos dos ELEDs de GaAlAs.

b) Análise e Discussão dos Resultados

A potencia óptica emitida por um LED depende basicamente de sua capacidade de transformar portadores injetados (eletrons e buracos) em luz. Portanto, a potencia emitida como radiação tem a

Planck, velocidade da luz e carga do eletrón ; η_i é a eficiência quântica interna do LED.

Num ELED , a radiação emitida ao longo da faixa de contato (que não abrange todo o dispositivo, Fig. I.2), também viaja na região de absorção, pois não há discontinuidade na região ativa. Com isso podem ocorrer amplificação e atenuação, que aqui vamos incluir como um fator exponencial: $\exp [(g-\alpha_{at})l - \alpha_{ab} a]$, em analogia com a amplificação que ocorre em lasers [2,9] , sendo g ganho, α_{at} atenuação na região ativa de comprimento l (onde há injeção), e α_{ab} atenuação na região de absorção de comprimento a ; o ELED tem comprimento total $L=l+a$. Entretanto, não se tem acesso aos parâmetros de ganho e absorção isoladamente; o que se mede, de modo relativamente simples, é o ganho efetivo ao longo de toda a cavidade, $g_{ef}L = (g-\alpha_{at})l - \alpha_{ab} a$, que poderá ser positivo ou negativo. Em síntese, propomos uma expressão semi-empírica para a potência óptica emitida pela face frontal de um ELED, que reproduz muito bem nossos resultados experimentais:

$$P_T = \frac{h c}{2 \lambda q} \eta_i [1 - R_{ef}] e^{[g_{ef} \cdot L]} I \quad (1.2)$$

O parâmetro $[1-R_{ef}]$ representa a parcela de luz transmitida pelo espelho frontal do ELED. O fator $1/2$ significa que metade da luz gerada na direção longitudinal é dirigida para frente, e metade para trás. Nesta expressão assume-se implicitamente que η_i e g_{ef} estão variando com I (considera-se λ constante em primeira aproximação). A expressão mais simples (linear) da eq.(1.1), é somente aplicável a SLEDs, e não a ELEDs, pois não leva em conta a interação longitudinal, considerada na eq.(1.2).

Na Fig.I.3 está incluída a curva obtida da eq.(1.2) (curva tracejada), usando-se os seguintes parâmetros : $\lambda = 0,82$ nm, refletividade efetiva $R = 31\%$, eficiência interna (variável) $\eta_i = 50, 55, 58, 62$ e 67% , e coeficiente de ganho efetivo (variável) de $-105, -100, -95, -93,$ e -91 cm^{-1} , para correntes de 50 a 250 mA, respectivamente, com incremento de 50 mA. Cabem aqui alguns comentários. Primeiro, o coeficiente g_{ef} negativo (obtido a partir dos espectros emissão, usando o método de Hakki-Paoli descrito no Anexo I.A) significa uma atenuação líquida , que diminui conforme aumenta a corrente injetada, significando que há de fato ganho

(amplificação da radiação por emissão estimulada). Segundo, o termo $[1-R_4]$ é uma aproximação um pouco grosseira das múltiplas reflexões que sabemos ocorrer no interior do ELED (ver seção I.3 e Anexo I.A); na ref. [19], essas reflexões são tratadas para ELEDs, mas não é considerada a região de absorção que se tem aqui. Por fim, a eficiência interna η_i é estimada pelas eqs. (1.3) e (1.4), abaixo, usando-se dados experimentais de τ_r . Uma vez que não há parâmetros isolados de ajuste, a eq. (1.2) aqui proposta dá um "insight" abrangente nos parâmetros físicos envolvidos na emissão luminosa de um ELED.

c) Eficiência quântica interna e eficiência diferencial externa

c.1) *Interna*

Interessa que o LED seja um bom emissor de luz. O parâmetro que permite avaliar a parcela de portadores injetados que se recombinam radiativamente (taxa de recombinação R_r), em relação ao total de recombinações no dispositivo (taxa R_T), é a eficiência quântica interna [7,9] :

$$\eta_i = \frac{R_r}{R_T}$$

Será visto mais adiante (seção I.3.4 b), que η_i pode ser escrito em termos de tempos de resposta,

$$\eta_i = \frac{\tau_{of}}{\tau_r} \quad (1.3)$$

onde $1/\tau_{of} = 1/\tau_r + 1/\tau_{nr}$, sendo τ_{nr} associado às recombinações não-radiativas. A eq. (1.3) significa que quando o tempo de vida radiativo τ_r aumenta, a eficiência quântica do dispositivo cai; por outro lado, no limite $\tau_r \rightarrow 0$, $\eta_i \rightarrow 1$, significando que num ELED de alta eficiência, as recombinações radiativas prevalecem.

No caso de LEDs de GaAlAs/GaAs, o principal mecanismo de recombinação não-radiativa é recombinação interfacial, devido a defeitos de descasamento das camadas GaAlAs e GaAs [9.10], com

$$\frac{1}{\tau_{nr}} = \frac{2s}{d} \quad (1.4)$$

s velocidade de recombinação interfacial. Quando esse mecanismo prevalece, o dispositivo opera com elevadas correntes de injeção, e tem sua degradação acelerada por essas correntes e pelos defeitos de interface eventualmente presentes.

c.2) Externa

Os fons gerados a partir de η_1 podem ainda ser reabsorvidos na região ativa, nas interfaces, ou seguir em direções inúteis - outras que não a direção longitudinal do LED. O parametro que determina a transformação eletro-óptica da corrente injetada no dispositivo, em fons efetivamente emitidos pela face (frontal) do dispositivo, é a eficiencia diferencial externa [2],

$$\eta_e = \frac{q}{(E_g)_{ef}} \cdot \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad (1.5)$$

$E_{g_{ef}}$ é a energia do gap efetivo na emissão; ΔP é a variação na potencia óptica correspondente a uma variação ΔI na corrente de excitação; q é a carga eletrônica. Ao contrário de η_1 , η_e pode ser medida diretamente, a partir da curva luzxcorrente (LxI), e do λ central de emissão.

Constata-se que apesar da eficiencia interna de ELEDs GaAlAs ser relativamente alta, $\eta_i \geq 50\%$, conforme levado em conta na eq. (1.2), a eficiencia externa de um LED é baixa, conforme obtém-se da Fig.I.3, $\eta_e \cong 5\%$ (Tabela I.2). Isto é devido basicamente a falta de direcionalidade da emissão espontânea, da qual apenas uma parcela se propaga na direção longitudinal, de interesse.

d) Dependencia com temperatura

A potencia óptica emitida em função da temperatura de operação, Fig.I.4, mostra a redução (ou aumento) da eficiencia quântica, conforme a temperatura aumenta (ou diminui). Interpreta-se a acentuada sensibilidade a temperatura, para altas correntes, como devida a presença de ganho (emissão estimulada). A emissão estimulada, sendo um processo coletivo, é muito mais sensível a variações de temperatura que a emissão espontânea [2].

Na Fig.I.4a, abaixo de 50°C e acima de 150mA, as curvas são superlineares, revelando alta eficiencia de conversão

eletroóptica; acima desses valores, embora a potencia emitida continue aumentando, a eficiencia diminui pelo aquecimento da junção e aumento de recombinações não-radiativas (aqui, GaAlAs, os mecanismos principais são espalhamento por fonons e recombinação interfacial). A Fig.I.4b mostra o logaritmo da Fig.I.4a, tendo como referencia a temperatura ambiente (22°C). A partir desses dados experimentais, pode-se montar uma lei empírica para essa dependencia, sendo $\Delta T = T_R - T$. Daí pode ser obtido T'_0 ,

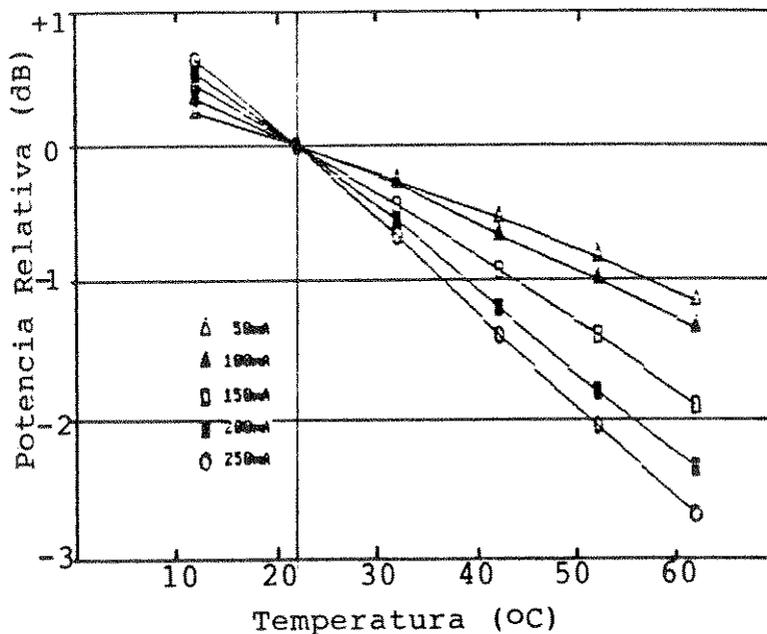
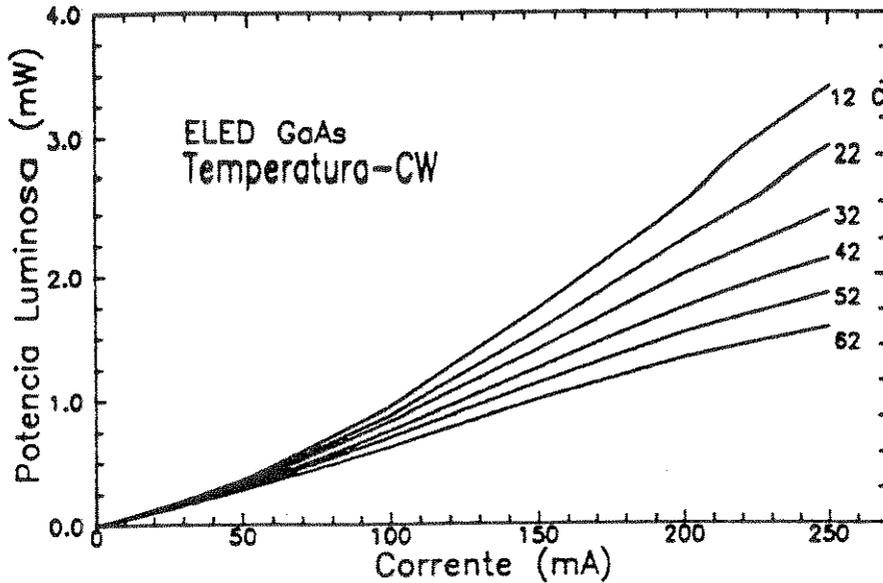


Fig.I.4 - Dependencia da potencia óptica emitida em função da temperatura: a) curvas experimentais, b) log de a).

$$P(T) = P(T_R) e^{\Delta T/T'_O} \quad (1.6)$$

para diferentes correntes de operação; T'_O representa a inércia térmica dos ELEDs. Por exemplo, $T'_O = 124$ K para 100mA, mas cai para 75 K a 200mA, mostrando como a presença de ganho aumenta a sensibilidade à temperatura. A Fig.I.4b tem grande valor prático, pois permite, no projeto de um enlace óptico, estimar diretamente a perda de potencia por temperatura e corrente.

I.3.3 - Espectros de emissão

a) Resultados experimentais

A Fig.I.5 apresenta os espectros de emissão de um ELED, em função da corrente injetada, com resolução melhor que 1Å. Aparece claramente a modulação residual F-P, espaçada de 2,5Å; observa-se que a modulação aparece com mais intensidade no trecho do espectro logo além do máximo central. Esta é a região espectral onde ocorre maior ganho, pois é aí que acontece a combinação de máxima emissão e mínima reabsorção (vide Anexo I.A, para uma análise mais detalhada).

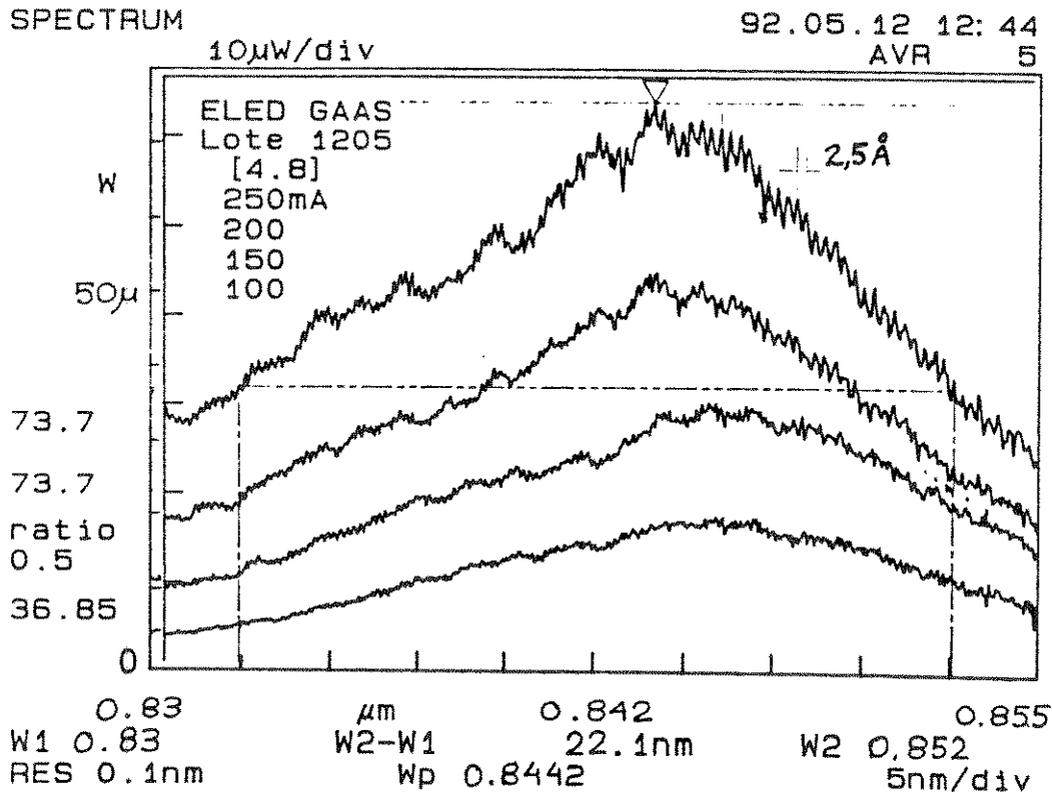


Fig.I.5 - Espectros de emissão de ELED GaAlAs/GaAs em alta resolução (melhor que 1Å).

As Figs.I.6 a e b apresentam os espectros de emissão do ELED, em função da corrente e temperatura, em baixa resolução ($\cong 10\text{\AA}$), com o objetivo de observar como se desloca a envoltória. Na dependência $\lambda \times I$, observa-se que o máximo central do espectro desloca-se para altas energias, e prevalece sobre o aquecimento da junção no modo CW, mesmo em altas correntes. Isto indica alta qualidade térmica do chip e da solda, conforme será visto no Cap.IV, no estudo de resistência térmica. As curvas $\lambda \times T$, por outro lado, deslocam-se no sentido de baixas energias, para T crescente. As Figs.I.7 e I.8 são obtidas a partir da Fig.I.6. Observa-se na Fig.I.7, que o alargamento espectral $\Delta\lambda$, é homogêneo e linear em temperatura e corrente; e que o deslocamento de λ_c (ou E_g) Fig.I.8, é linear apenas em temperatura, conforme discutiremos.

b) Análise e Discussão

O comprimento de onda central de emissão de um ELED é dado por

$$E_\nu = h \nu = \frac{h c}{\lambda}$$

onde E_ν é a energia dos fôtons emitidos. Este comprimento de onda representa o máximo de uma distribuição espectral, proveniente da recombinação banda-banda de elétrons e buracos, na região ativa. Portanto ,

$$E_\nu = E_{g_{ef}}$$

$$\Rightarrow \lambda_c = \frac{h c}{q E_{g_{ef}}} = \frac{1,24}{E_{g_{ef}}} \text{ (\mu m)} \quad (1.7)$$

O gap efetivo $E_{g_{ef}}$ (expresso em eV na eq.1.7), depende da composição do material e da temperatura [2,9]. No caso de LEDs de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{GaAs}$, onde x representa a composição da região ativa, tem-se

$$E_{g_{ef}} = 1,424 + 1,247 x \quad (1.8)$$

para $0 < x < 0,45$ e $T = 300 \text{ K}$. Esta expressão é utilizada na determinação da composição das camadas epitaxiais; por exemplo, no caso de uma região ativa com $x = 0,08$, as equações 1.7 e 1.8 dão $\lambda = 0,814 \text{ \mu m}$, exatamente o que obtemos na caracterização espectral.

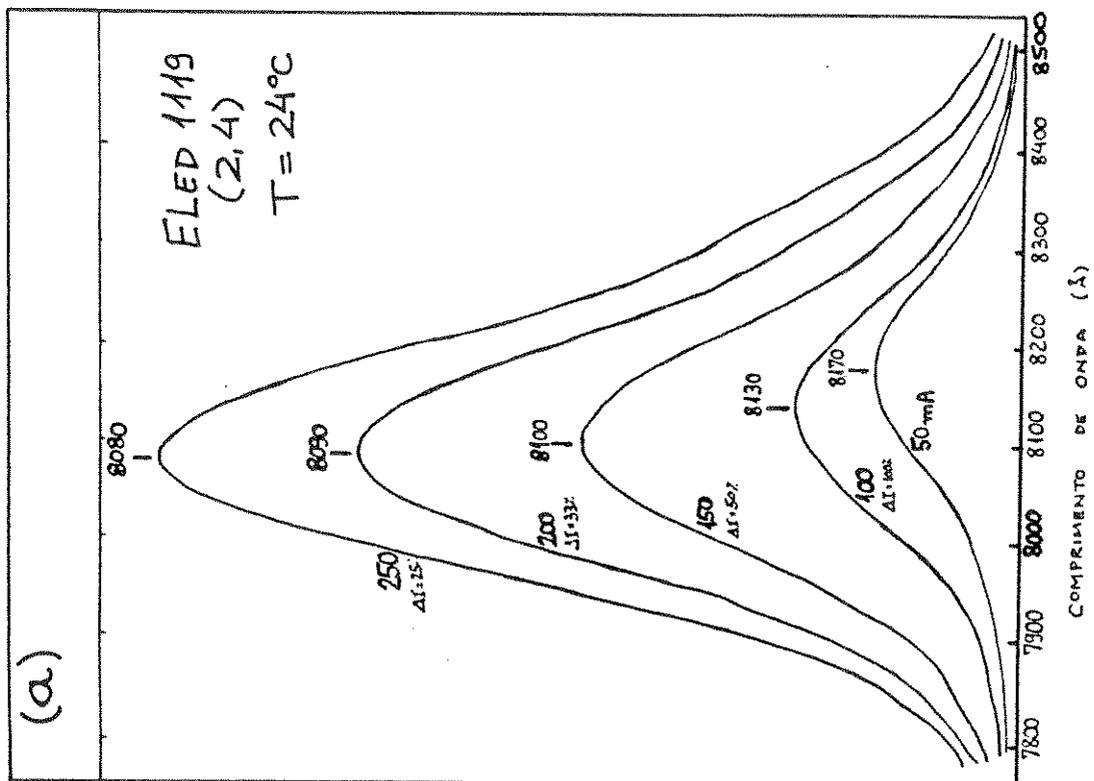
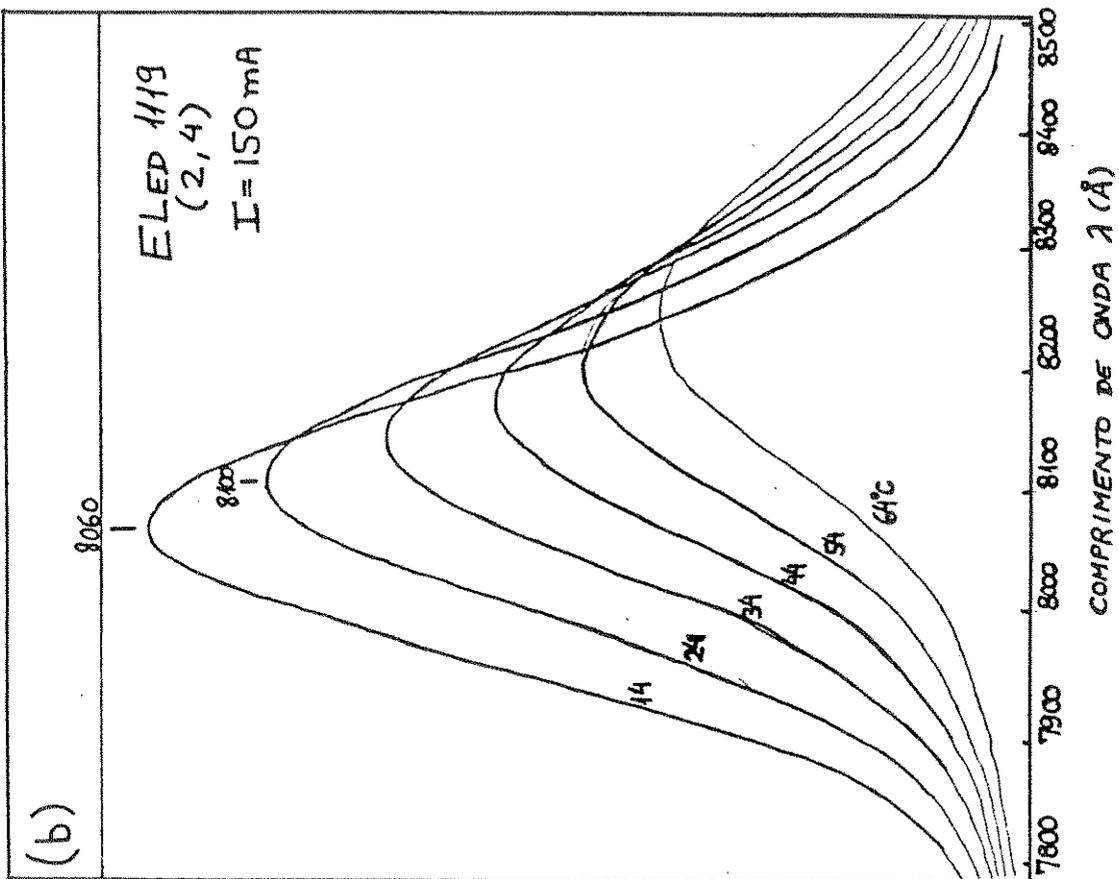


Fig. I.6 - Espectros de emissão do Eled GaAlAs: a) dependência com corrente; b) dependência com temperatura.

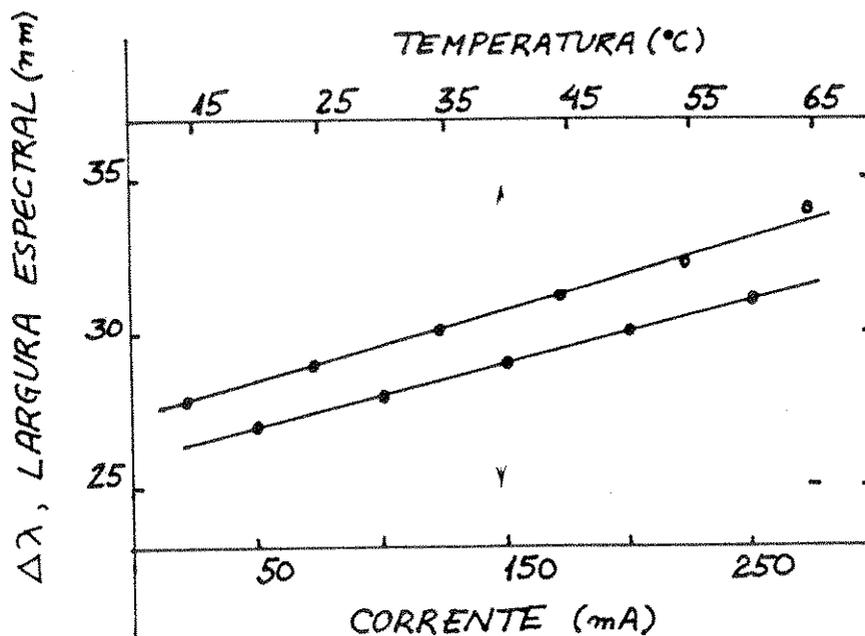


Fig.I.7 - Variação da largura espectral a meia-altura (FWHM) em função da temperatura e corrente.

A variação do gap de um semiconductor com a temperatura é dada (a rigor) pela equação de Varshni [11],

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(\beta + T)} \quad (1.9)$$

onde α é uma constante, e β está associado a temperatura de Debye do material. A eq.(1.9) vale para uma gama de temperaturas de centenas de graus centígrados. Na faixa de operação dos ELEDs, que abrange apenas algumas dezenas de graus (típica de -20 a +80 C), a eq.(1.9) pode (e deve) [12] ser usada na sua forma linear,

$$E_g(T) = E_{g_0} - \alpha_T T \quad (1.10)$$

α_T é o coeficiente de temperatura do material (no modo eletroluminescente); E_{g_0} representa o gap efetivo no início da faixa linear.

A largura espectral, devido a distribuição de estados nas bandas de condução e valência é obtida pela diferenciação da eq. (1.7) ,

$$\Delta E = \frac{h c}{q} \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \quad (1.11)$$

Pode-se demonstrar [ref.2, p.115], que a largura da distribuição a meia-altura é $\Delta E = 2kT$, devido a contribuições das bandas de

condução e valência. Portanto, a largura espectral total (FWHM) será simplesmente,

$$\Delta\lambda = 0,04 \lambda_c^2 \quad (1.12)$$

onde usamos $kT = 25\text{meV}$. O "número" 0,04 tem dimensão de λ^{-1} . Tomando $\lambda_c = 0,814 \mu\text{m}$, conforme calculado acima e confirmado experimentalmente, a eq.(1.12) dá $\Delta\lambda = 270 \text{ \AA}$, que também se confirma.

De posse da breve análise teórica acima, retomamos a discussão dos dados das Figs. I.5 a I.8.

Como visto na seção anterior, o aumento da injeção de portadores aumenta a eficiência quântica do GaAlAs, e vemos que a modulação F-P na Fig.I.5 aumenta, pois aumenta a parcela de emissão estimulada (que induz ganho). O máximo central do espectro (λ_c) desloca-se para altas energias, de acordo com o modelo de preenchimento de bandas (band-filling) [6], e também pela diminuição do tempo de vida dos portadores injetados [3,7]. Ocorre o mesmo fenômeno no deslocamento de λ_c com corrente na Fig.I.6.

O efeito da temperatura é outro. Entende-se que com o aumento da temperatura aumentam as distâncias interatômicas, diminui a energia de ligação da rede, e o gap efetivo E_{gef} diminui, conforme

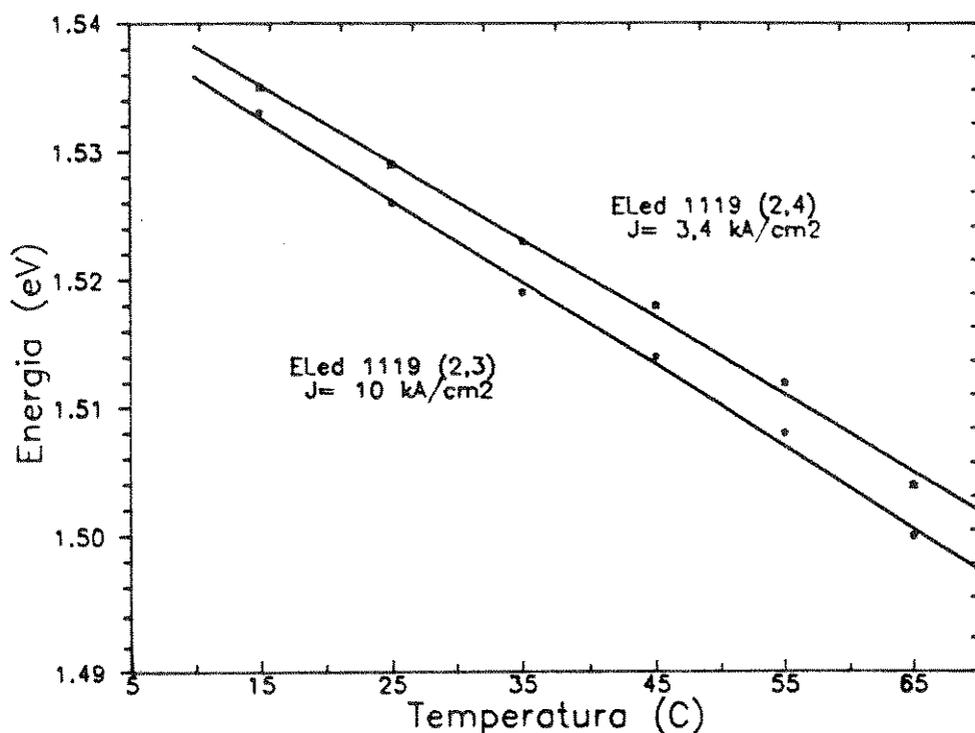


Fig.I.8 - Variação do gap efetivo $E_{\text{gef}} = hc/\lambda_c$ com a temperatura de operação do LED.

expresso na eq. (1.10), usando a transformação (1.7), e confirmado nos dados das Figs. I.6b e I.7 . A agitação térmica da rede (fonons) aumenta as perdas e alarga as distribuições de estados ocupados [6]; com isso diminui a intensidade da emissão, e aumenta a dispersão de energia. Isto se vê também nas Figs. I.6b e I.7 . Da Fig. I.8 e eq. (1.10), obtém-se o valor do coeficiente de temperatura $\alpha_T = 6,3 \times 10^{-4} \text{ eV/}^\circ\text{C}$. Este valor é um pouco superior ao obtido para o material por fotoluminescência, $\alpha_T = 4,5 \times 10^{-4} \text{ eV/}^\circ\text{C}$ [2,9]. Essa diferença pode ser interpretada como sendo devida a parcela de ganho (inversão de população) que aparece na interação longitudinal de alta injeção, e que tem alta sensibilidade com temperatura.

Em suma, os resultados obtidos demonstram que os ELEDs aqui apresentados são emissores espectralmente estáveis, com variações suaves de λ com temperatura e corrente, dentro da faixa operacional ($I < 250\text{mA}$, $0 < T < 70^\circ\text{C}$). Essas faixas de variação são menores, ou da mesma ordem, que a própria largura espectral, garantindo assim dispositivos adequados as exigências de enlaces ópticos de alta confiabilidade e estabilidade.

I.3.4 - Resposta em Frequencia

a) Resultados Experimentais

A Fig. I.9 mostra a montagem experimental para o estudo da resposta em frequencia de modulação, e determinação da banda

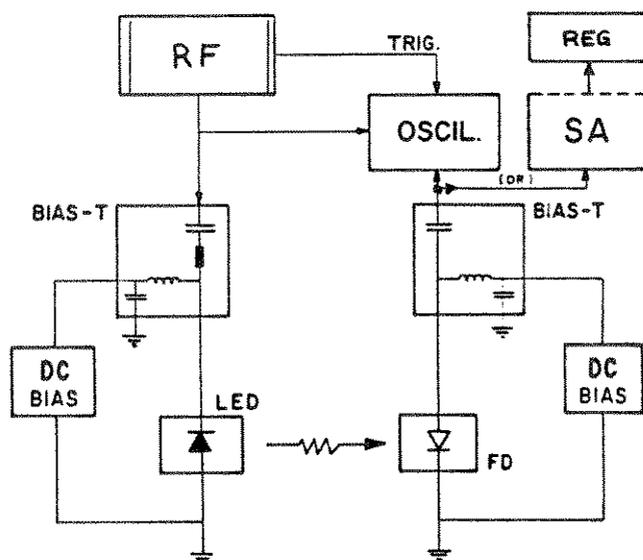


Fig. I.9 - Diagrama da montagem experimental para medidas de resposta em frequencia de LEDs.

passante de ELEDs. O LED é pré-polarizado numa corrente de bias DC, fixa para cada medida; sobre este nível é injetado o sinal de RF (radio frequencia). O "T" de polarização garante a isolação das fontes DC e RF. A emissão do ELED é focalizada sobre a pequena área ativa do detetor ($\phi=25\mu\text{m}$), por meio de uma objetiva de microscopio. O tempo de resposta do detetor é de 170ps. O sinal (modulado) do detetor é analisado num analisador de espectro (HP 8569B), e plotado num registrador gráfico. As Figs. I.10 a-d mostram esses resultados.

A Tabela I.3 reúne valores de frequencia de corte para vários ELEDs, em função da corrente de polarização, obtidos a partir da banda passante a -3dB nas curvas (espectros) de resposta em frequencia fornecidas pelo analisador de espectro.

Tabela I.3 - Frequencias de corte de ELEDs de GaAs/GaAlAs.

Corrente DC	Frequencias de corte (-3dB) MHz				
No. ELED	(12,9)	(10,14)	(12,12)	(02,03)	(02,06)L
50 mA	75±2	80	75	90	90
100	95	100	95	110	110
150	108	110	107	115	(300)
200	112	120	118	120	(550)
250	125	125	122	130	-
Area ativa (μm^2)	5000	3500	6000	1500	4200
	Lote 1053 (4 camadas)			Lote 1119 (3 camadas)	

Na Tabela I.3 acima, vemos que as densidades de corrente (função da área ativa), nos valores estudados, não são críticos na resposta em frequencia dos ELEDs. Atribuimos isso a reduzida espessura da região ativa (Tabela I.1), que é praticamente a mesma para os dois lotes em questão, a qual permite alta densidade de portadores na região de recombinação, mesmo para os ELEDs com área ativa maior. Incluímos para termo de comparação, um laser do Lote 1119, com corrente limiar de 120mA; vê-se que abaixo do limiar o laser tem o mesmo comportamento do ELED, e acima torna-se muito mais rápido devido a inversão de população e absorção saturada [2].

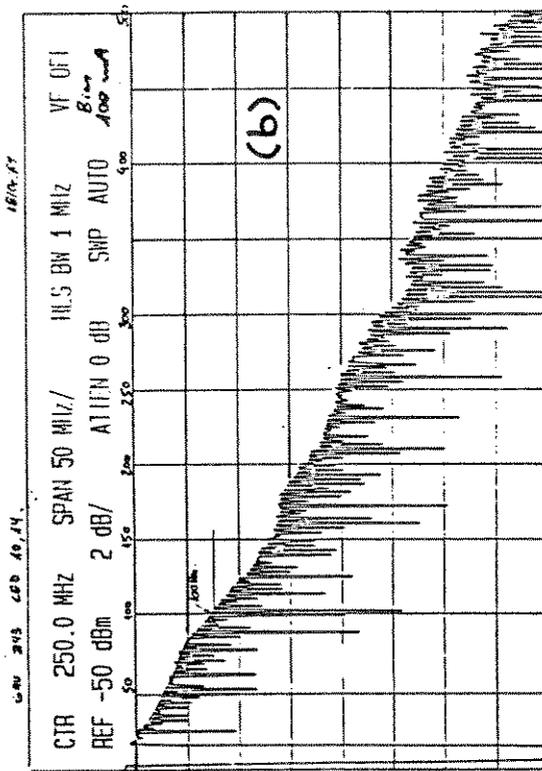
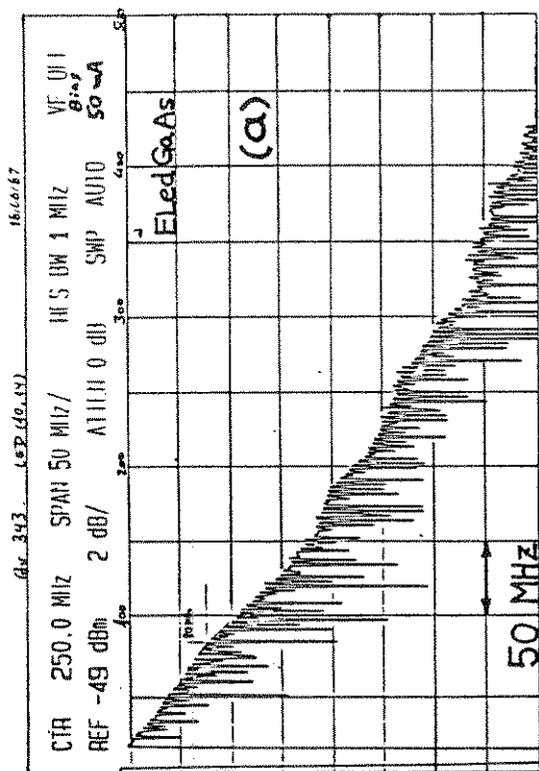
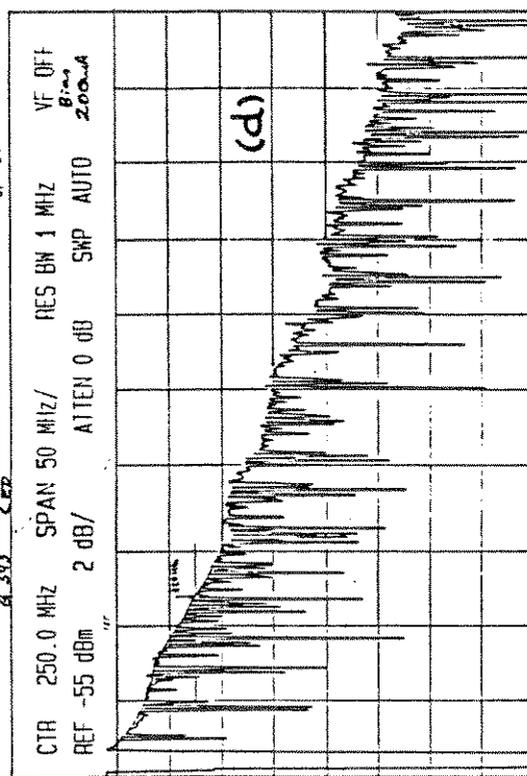
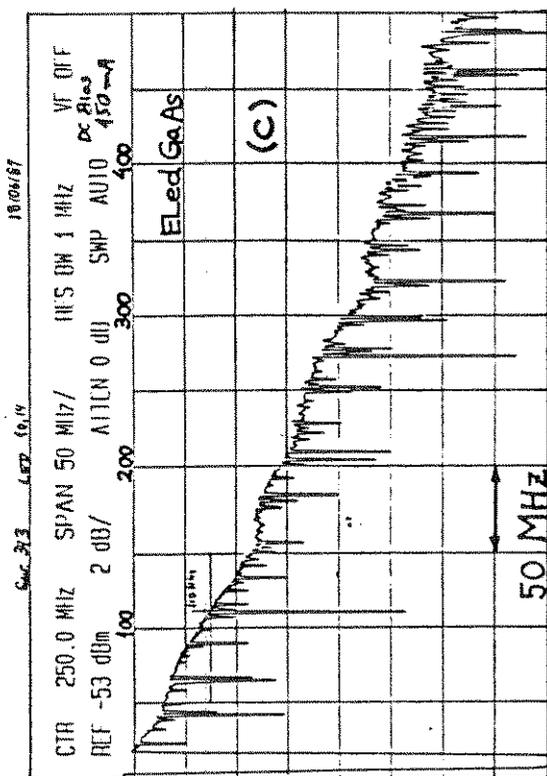


Fig. I.10 - Resposta em frequencia de ELEDs DH GaAlAs/GaAs.

Tivemos oportunidade de fazer medidas com outras montagens experimentais. A primeira foi com um analisador de rede (HP 8410C) e analisador de parametro-S (HP 8745A), com banda de 0,1 a 3 GHz; e a segunda foi com um osciloscópio rápido (TEK 7904) com banda de 1GHz. Entretanto não obtivemos resultados satisfatórios nesses casos: o osciloscópio requeria leitura direta na tela, o que causava imprecisão nas medidas; o analisador de rede era destinado a medidas de bandas mais elevadas, e seu limite inferior (100MHz) caia no centro da faixa de interesse para os ELEDs, causando assim alta imprecisão. Apesar desses problemas, essas medidas foram úteis, pois além de darem um enfoque alternativo, permitiram confirmar a coerencia interna dos nossos resultados.

b) Aspectos Teóricos

b.1) Banda Passante

Quando a corrente de operação de um LED é modulada numa frequencia ω e amplitude I_o , sobre um nível DC, a corrente injetada I_T é

$$I_T = I_{DC} + \text{Re} (I_o e^{i\omega t})$$

e a potencia optica emitida (para ω menor que a banda passante do dispositivo) fica,

$$P_T = P_{DC} + \text{Re} (P_o e^{i\omega t})$$

A resposta dinamica do dispositivo (sinal modulado), é dada por [8]

$$P(\omega) = \frac{P_o}{[1 + \omega^2 \tau^2]^{1/2}} \quad (1.13)$$

onde τ é o tempo de resposta do LED. A potencia optica efetivamente detectada (ou seja, a fotocorrente gerada no detetor), pode ser escrita como

$$I_F^2 = \frac{I_{FO}^2}{[1 + \omega^2 \tau^2]} \quad (1.14)$$

onde I_F corresponde a fotocorrente dinâmica, com amplitude I_{FO} .

A frequência de corte define a banda passante do dispositivo. É definida como a frequência em que a potência transmitida cai a -3dB, ou seja, $I_F^2 / I_{F0}^2 = 0,5$. Para isso, $(\omega^2 \tau^2) = 1 \Rightarrow \omega_c = 1/\tau_{ef}$, ou,

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_{ef}} \quad (1.15)$$

É importante ressaltar que a banda passante do conjunto emissor-receptor é elétrica. A corrente elétrica injetada no emissor é transformada em luz, e novamente transformada em corrente no receptor. A banda passante não é portanto, a banda óptica obtida diretamente a partir da eq. (1.13), impondo $P(\omega)/P_0 = 0,5$, pois aí teríamos,

$$(\omega_{op} \tau)^2 = 3 \Rightarrow \omega_{op} = \sqrt{3} \omega_c$$

que dá um "falso" aumento na frequência de corte. Na verdade, esta banda óptica se torna verdadeira apenas quando o processamento do sinal permanece no domínio óptico. Caso contrário, valem as eqs. (1.14) e (1.15). Assim, para se conhecer τ_{ef} (ou τ_r), mede-se f_c .

b.2) Tempo de Resposta

O tempo de resposta do LED está relacionado com os processos de recombinação radiativa e não-radiativa, que ocorrem no interior do dispositivo. A taxa de recombinação radiativa na heterojunção (região ativa do LED), depende da variação das concentrações de portadores livres e injetados [7,8],

$$R_r = \beta_r (np - n_0 p_0) = \beta_r (n_0 + p_0 + \Delta n) \Delta n \quad (1.16)$$

sendo Δn a densidade de portadores injetados; aqui Δn (eletrons) = Δp (buracos), regime bipolar (por vezes estranhamente chamado bimolecular [10]), pois os portadores injetados recombina-se mantendo a neutralidade do material. β_r é a constante de recombinação radiativa do material.

O tempo de vida dos portadores injetados que se recombina radiativamente é

$$\tau_r = \frac{\Delta n}{R_r} \quad (1.17)$$

portanto,

$$\tau_r = \frac{1}{\beta_r (n_0 + p_0 + \Delta n)}$$

No regime de alta injeção (eletroluminescente), $\Delta n \gg n_0, p_0$ então,

$$\tau_r = \frac{1}{\beta_r \Delta n}$$

Δn , por sua vez, pode ser expresso [7] como

$$\Delta n = \frac{J \tau_{ef}}{q d}$$

onde d é a espessura da região ativa. No caso de LEDs de GaAlAs, é sabido [9] que $\tau_r \ll \tau_{nr}$, portanto $\tau_r \cong \tau_{ef}$; assim,

$$\tau_r = \left[\frac{q d}{\beta_r} \right]^{1/2} \cdot J^{-1/2} \quad (1.18)$$

Esta expressão mostra a importância de se reduzir a espessura da região ativa, para aumentar a velocidade do LED. Vemos também que aumentando a injeção de portadores o tempo de resposta diminui, e conseqüentemente, aumenta a banda passante do LED.

A taxa de recombinação total R_T , é a soma das contribuições radiativa (1.17) e não-radiativa (R_{nr})

$$R_T = R_r + R_{nr}$$

sendo $R_{nr} = \Delta n / \tau_{nr}$, podemos escrever,

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (1.19)$$

Embora recombinações não-radiativas diminuam a emissão luminosa do dispositivo (eficiência quântica interna), aumentam sua banda passante pela diminuição que causam no tempo de resposta efetivo. Veremos a seguir valores de τ_r e τ_{nr} .

c) Análise e Discussão dos Resultados

Observa-se, como previsto pela teoria, que a banda passante (BW) aumenta conforme aumenta a corrente de bias, devido a disponibilidade de maior número de portadores na região ativa, e

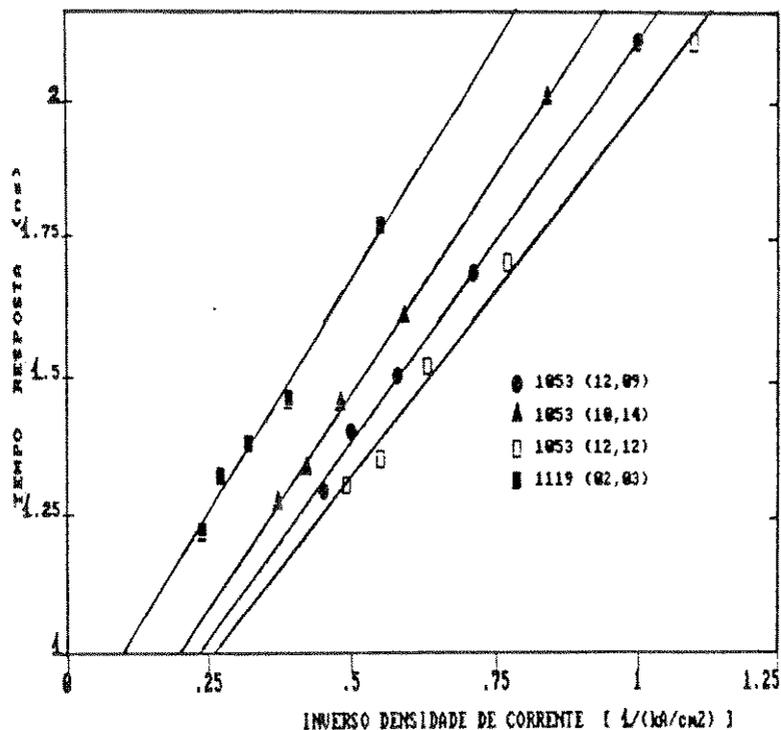


Fig. I.11 - Tempo de resposta de ELEDs GaAlAs, em função da densidade de corrente injetada (bias).

consequente diminuição do tempo de resposta. Por exemplo, para $BW=80\text{MHz}$ temos $\tau_r=2\text{ns}$, e para $BW=125\text{MHz}$ temos $\tau_r=1,27\text{ns}$. O ajuste linear das curvas da Fig.I.11, confirma o modelo teórico da dependência de τ_r com J .

Em GaAlAs, no regime de eletroluminescência de alta injeção, que é o regime de operação dos LEDs, o único mecanismo de recombinação não-radiativa que prevalece é o de recombinação interfacial [7]. Não fizemos medidas diretas de τ_{nr} , mas podemos estimá-lo adotando velocidade de recombinação $s=1500\text{cm/s}$, para boas interfaces [7], que sabemos ter pelas características E-O dos ELEDs. Daí, para $d=0,07\mu\text{m}$, obtém-se $\tau_{nr}=5,2\text{ns}$. Embora este seja um tempo relativamente rápido, permanece bem acima dos valores medidos para τ_r (conforme visto $\tau_r \leq 2,2\text{ns}$, em todos os casos). Outros mecanismos de recombinação não-radiativa, como fugas, espalhamento de corrente, defeitos cristalinos, etc., tem mais importância a baixas correntes, de modo que aí a aproximação $\tau_r \ll \tau_{nr}$ não tem a mesma validade. Por exemplo, para $\tau_r=2,2\text{ns}$ e $\tau_{nr}=5,2\text{ns}$, $\tau_{ef}=1,55\text{ns}$; por outro lado, para $\tau_r=1,2\text{ns}$ e $\tau_{nr}=5,2\text{ns}$, tem-se $\tau_{ef}=1,0\text{ns}$, validando $\tau_r \cong \tau_{ef}$.

Os ELEDs de GaAlAs/GaAs aqui desenvolvidos são adequados a

sistemas que operem em taxas mesmo acima de 100 MHz. É entretanto possível, pagando penalidade de potencia, chegar a sistemas de 200 MHz, ou mais, devido a queda suave da resposta acima da frequência de corte, que permite então compensação de ganho por eletrônica externa.

I.4 - Acoplamento e Encapsulamento

ELEDs para serem utilizados em sistemas de comunicações ópticas, requerem acoplamento com fibras ópticas e encapsulamento hermético, que garanta seu funcionamento em condições de campo adversas de temperatura e umidade. O encapsulamento deve também manter a rigidez mecânica do acoplamento, para que o sinal transmitido pelo LED e acoplado na fibra não sofra variações.

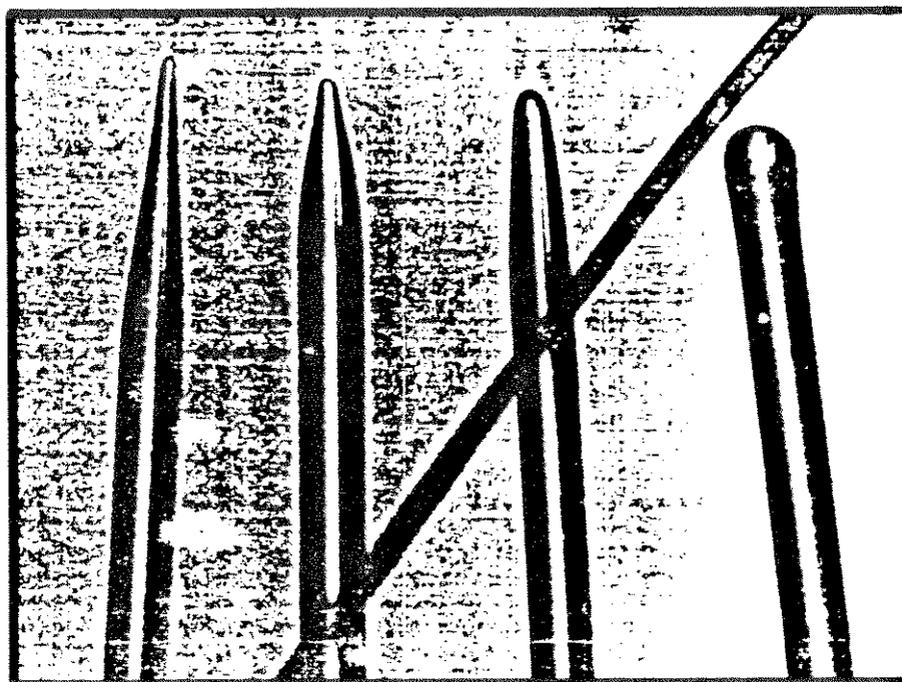


Fig.I.12 - Geometria de microlentes. Fibras com afilamento cônico e microlente esférica. A segunda e a terceira dão o melhor acoplamento.

I.4.1 - Acoplamento ELED-Fibra

ELEDs em GaAlAs são utilizados com fibras multimodo, otimizadas para operação na faixa de 810-850 nm. A fim de otimizar o acoplamento Eled-fibra desenvolvemos [17] várias geometrias de microlentes para fibras (Fig.II.12), de modo a captar o máximo de potencia óptica do campo radiante do Eled, que é bastante largo (Fig. I.13), com forte astigmatismo (\ominus , maior que \ominus), o que

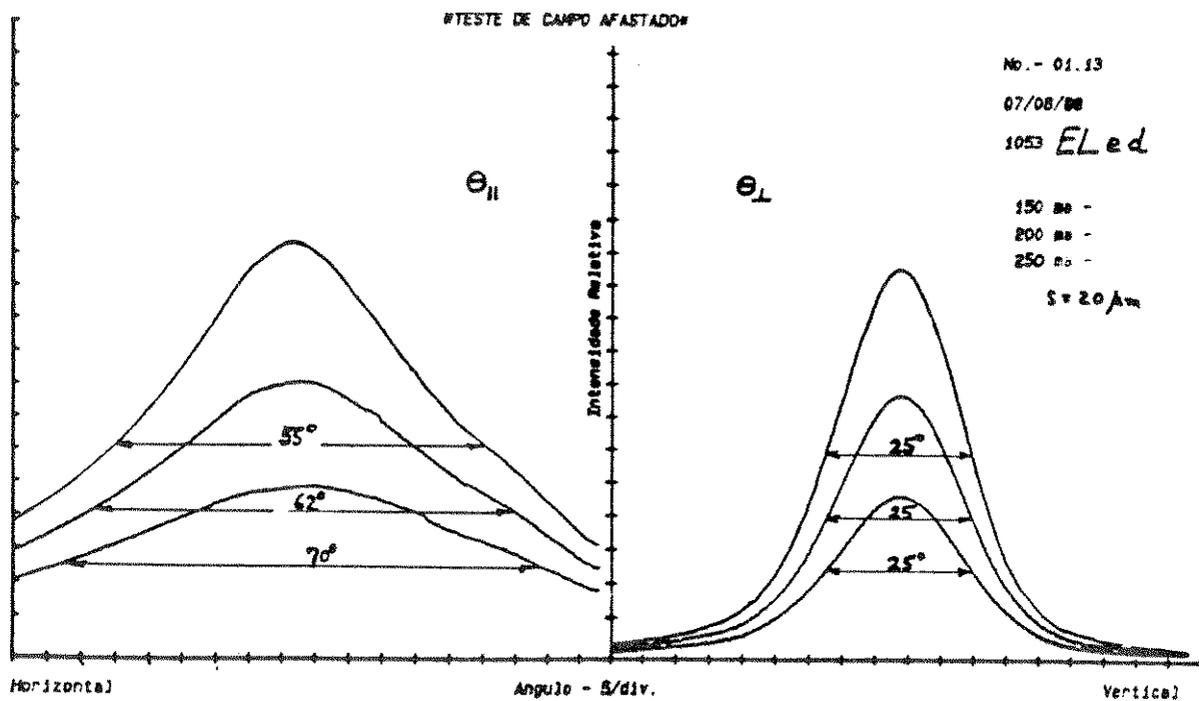


Fig. I.13 - Perfil de intensidade da emissão de ELED 0,85 , na aproximação de campo afastado.

dificulta o bom acoplamento do campo emitido com o campo guiado na fibra. Conseguimos, apesar dessa limitação intrínseca, obter de modo consistente, eficiências de acoplamento relativamente altas para os ELEDs (potencia na saída da fibra/potencia emitida pela face frontal do ELED), em torno de 20% , que resultam em mais de 500 μW acoplados na fibra (Fig. I.14), dentro da faixa operacional do LED. Esses valores estão entre os mais altos já reportados [4].

No Apendice B estão discutidas em detalhe as geometrias de microlentes em fibras, e como essas microlentes aumentam a abertura numérica efetiva das fibras , aumentando assim a eficiencia de acoplamento com o emissor.

I.4.2 - Encapsulamento

A montagem utilizada para encapsulamento de Eleds em GaAlAs pode ser vista na Fig.I.15. Esta montagem foi objeto da primeira patente de encapsulamento de dispositivos optoeletronicos desenvolvida no país [5]. A extensiva pesquisa do estado da arte

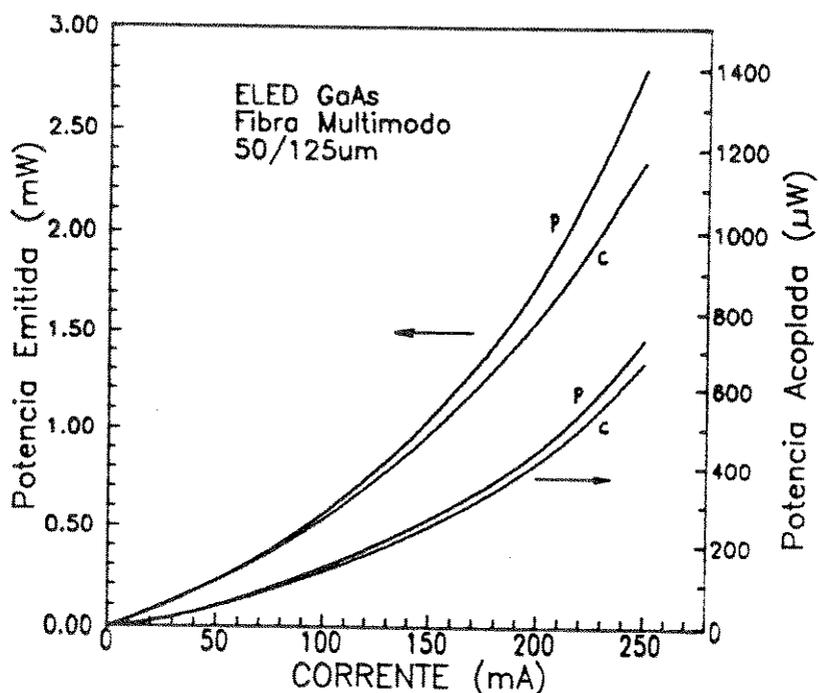


Fig. I.14 - Acoplamento de ELED GaAlAs com fibra multimodo. P e C indicam pulsado e contínuo.

nos confirmou a total originalidade da configuração inventada por nós, e apenas custos impediram pleitear patente internacional. A montagem consiste de uma base tipo T0-5, modificada, com uma aleta dissipadora soldada na parte de trás, ambas trespassadas por um "cachimbo", que é o suporte da fibra e do ELED; a tampa possui uma janela de vidro, que permite acesso visual ao interior da cápsula, bem como monitoramento da operação do dispositivo, que emite parte da luz na direção traseira. Todas as partes desse encapsulamento são metálicas, unidas por solda (brasagem), garantindo assim sua longevidade, hermeticidade e estabilidade mecânica. A fibra é previamente metalizada [18], e soldada numa agulha suporte, a qual depois de alinhada frente ao ELED, com o acoplamento óptico maximizado, é soldada nessa posição. A fim de proteger a parte protudente da agulha na parte traseira, necessária ao alinhamento no acoplamento, é colocada uma jaqueta metálica externa, permanente. A tampa também é fixada no lugar por solda metálica.

É importante ressaltar que os resultados de acoplamento apresentados na Fig. II.14 são de ELEDs encapsulados nessa montagem, usando fibras multimodo com microlente obtida por ataque químico de redução da casca, na extremidade de interesse, e microlente esférica de pequeno raio (ver Apêndice B).

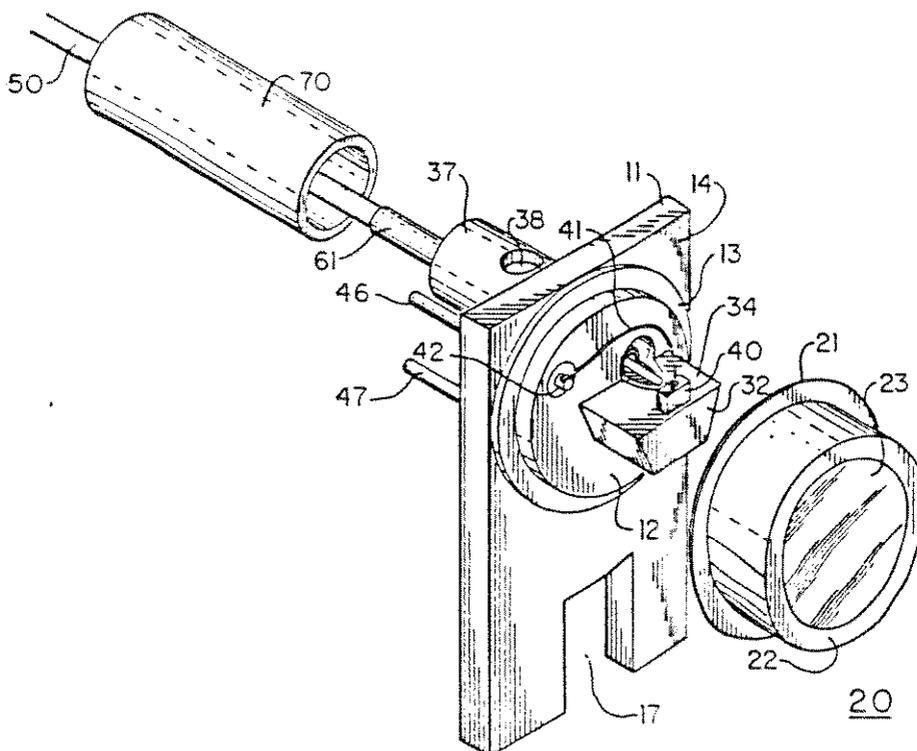


Fig. I.15 - Encapsulamento Diodo Emissor - Fibra Multimodo, patenteado [5]. Vide texto para descrição.

I.5 - Conclusões

A partir do domínio da tecnologia de emissores de luz em GaAs/ GaAlAs, foram construídos e caracterizados LEDs de dupla-heteroestrutura de emissão lateral, visando aplicação em Comunicações Ópticas. Neste Capítulo apresentamos a teoria básica para interpretação das características dinâmicas, e espectrais, dos ELEDs desenvolvidos. Resultados como potencia óptica acima de 2mW, banda passante acima de 120MHz, e emissão espectral em 830nm com largura menor que 30nm, foram conseguidos repetitivamente, e levaram nossos ELEDs GaAlAs/GaAs ao estado da arte.

Para atingir esses resultados , foram dominados o crescimento epitaxial (LPE) com interfaces de baixa densidade de defeitos, mesmo em finíssimas camadas (500Å); processamento dos cristais com baixa resistencia de contato metal-semicondutor , alto isolamento elétrico e barragem de difusão pela camada dielétrica (SiO_2), e montagem e encapsulamento confiáveis para os dispositivos. Estudos

de acoplamento com fibras multimodo, com microlentes homogêneas, resultaram em eficiências de acoplamento de 15-20% , obtendo-se em muitos casos potência acima de 400 μ W acoplada ao núcleo da fibra (-4dBm), permitindo inclusive fornecimento de vários dispositivos encapsulados, para aplicações em enlaces ópticos e laboratórios de pesquisa no país.

Antes de passar ao próximo Capítulo, veremos como suplemento ao presente Capítulo (Anexo I.A), um estudo dos ELEDs que observamos serem suficientemente eficientes para saturar a absorção, e resultarem em osciladores bistáveis. Uma vez que esses dispositivos pertencem a uma classe diferente de LEDs e lasers convencionais, embora estejam intimamente ligados a ambos, optamos por colocar uma separata do artigo que trata o assunto de forma auto-suficiente.

Tais resultados e estudos permitiram encerrar com êxito o desenvolvimento de ELEDs em GaAs/GaAlAs, voltados para sistemas multimodo em 850nm, e entrar nos sistemas monomodo em 1300nm, que hoje se tornou padrão em telecomunicações a fibra. Entretanto, a tecnologia em si, desenvolvida para dispositivos em GaAlAs, permanece disponível.

Bibliografia:

- (1) F.R.Barbosa - "Desenvolvimento de Diodos Emissores de Luz para Comunicações Ópticas", Rev.Fis.Aplic.Instrum. 2, 144 (1987).
- (2) H.C.Casey Jr., M.B.Panish - *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York (1978).
- (3) F.R.Barbosa, D.M.Pataca - "Modulation bandwidth of GaAlAs high-radiance LEDs for Optical Communications", Proceed. SBMO'87, IEEE cat.no. 87TH0183-4 (1987).
- (4) D.Botez, M.Ettenberg - IEEE Trans.Electron Dev. ED-26, 1230 (1979)
- (5) F.R.Barbosa, F.Borin, A.C.B.Rego - "Dispositivo para Acoplamento e Encapsulamento de Transdutores Eletro-ópticos e Guia de Luz", Patente de Invenção PI-890.3262, INPI, junho 1989.
- (6) A.A.Bergh, P.J.Dean - *Light-emitting Diodes*, Clarendon Press, Oxford, 1976.
- (7) T.P.Lee, A.G.Dentai - IEEE J.Quantum Electr. QE-14, 150 (1978)
- (8) H.Namizaki, et al. - Appl.Phys.Lett. 24, 486 (1974)
- (9) H.Kressel, J.K.Butler - *Semiconductor Lasers and Heterojunction Leds*, Academic Press, New York (1977).
- (10) M.Ettenberg, H.Kressel - J.Appl.Phys. 24, 1538 (1976)
- (11) V.P.Varshni - Physica 34, 149 (1967)
- (12) F.R.Barbosa, M.S.S.Loural - "Variação do gap efetivo de ELEDs GaAs/GaAlAs", Resumos IX ENFMC, Caxambú (1988).
- (13) M.Ettenberg, C.Nuese, H.Kressel - J.Appl.Phys. 50, 2949 (1979).
- (14) A.C.Sachs, W.C.Oliveira - comunicação particular.
- (15) M.Ettenberg, H.Kressel, J.P.Wittke - IEEE J.Quantum Electron. QE-12, 360 (1976).
- (16) R.A.Smith - *Semiconductors*, Cambridge U. Press, London, 1978.
- (17) F.R.Barbosa - "A Geometria de Fibras Ópticas no Acoplamento com Lasers Semicondutores", Rev.Bras.Fís. 12 (4), 846 (1982).
- (18) F.R.Barbosa, F.Borin - "Metalização de Fibras Ópticas", Rev.Bras.Aplic.Vácuo 5 (1), 323 (1985).
- (19) R.J.Fronen - IEEE J.Quantum Elect. 25 (7), 1653 (1989).
- (20) I.Palantier, et al. - Electron.Lett. 26 (13), 925 (1990).
T.Nagahori, et al. - Opt.Quantum Electr. 24, S479 (1992).

• • •

I.6 - Anexo I.A

Reproduzimos a seguir o artigo "Saturação da Absorção e Bistabilidade Óptica em LEDs de GaA/GaAlAs de Emissão Lateral", por Felipe R. Barbosa e Rubens A. Neto, publicado na Revista de Física Aplicada e Instrumentação vol.4, no. 1, de 1989.

Saturação da absorção e bistabilidade óptica em Leds de GaAs/GaAlAs de emissão lateral

Felipe Rudge Barbosa e Rubens Amaral Neto

Centro de Pesquisa e Desenvolvimento, CPqD-TELEBRAS, Caixa Postal 1579, Campinas, 13100, SP, Brasil

Recebido em 14 de outubro de 1988

Resumo Observamos emissão estimulada e saturação da absorção em Leds de dupla heteroestrutura de GaAs/GaAlAs. Os dispositivos tem estrutura de contato de faixa, com uma região de absorção. A emissão de radiação é paralela ao plano da junção (emissão lateral). Constata-se que no regime de alta injeção de portadores, o ganho é suficiente para saturar a absorção na região não-excitada, e o Led pode alcançar oscilação laser. Isto se confirma experimentalmente pela análise dos espectros de emissão. Observa-se no regime de operação continua um fenômeno de bistabilidade óptica, o qual não é observado em regime pulsado. A aplicação de camada AR faz com que o efeito de saturação da absorção, seja deslocado para valores mais altos de corrente de injeção, fora da faixa operacional.

1. Introdução

Diodos emissores de luz, por definição, emitem radiação incoerente, espontânea. Entretanto, se a intensidade de campo eletromagnético (fotons) na região ativa for muito alta, a emissão estimulada coerente começa aparecer. No caso de lasers, a saturação de absorção é sempre necessária para atingir limiar de oscilação¹. Entretanto, em LEDs de emissão lateral^{2,3}, que tem a mesma estrutura de lasers semicondutores de guiamento por ganho¹, perdas intencionais são introduzidas, seja pela aplicação de camada antirefletora, seja pela presença de uma região de absorção, ou ambas, as quais impedem a oscilação. A emissão é então linear com a corrente em toda a faixa de operação do dispositivo.

No presente trabalho analisamos o comportamento dinâmico de LEDs de emissão lateral que, tendo uma região de absorção intencional apresentam ganho suficiente para saturação abrupta da absorção. A partir dos espectros de emissão calcula-se o ganho da cavidade para várias correntes de injeção ; demonstra-se que ocorre um ganho líquido positivo, que é o que permite atingir e superar o limiar de saturação. Observamos que a presença de uma região não-excitada na cavidade induz uma histerese eletro-ótica na emissão dos Leds; esta histerese pode ser interpretada como um fenômeno de bistabilidade ótica. Estuda-se também o efeito de aplicação de camada anti-refletora (AR) na face frontal. Observa-se que com a camada AR, o limiar de saturação da absorção , embora ainda ocorra, fica deslocado para fora da faixa de operação dos dispositivos, tanto em corrente ($>250\text{mA}$) como em potência ótica ($>3\text{mW}$). Da análise dos espectros pode-se concluir que o efeito da camada AR é aumentar significativamente as perdas de cavidade. De fato, observa-se que a potência ótica emitida pela face frontal aumenta em até 50%, ao longo de toda a faixa de operação.

2. Experimentos, Análise e Discussão dos Resultados

Os LEDs utilizados, integralmente fabricados nos Laboratórios de Optoeletrônica do CPqD, têm arquitetura de cavidade Fabry-Perot (FP) com uma região de injeção de corrente e uma região de absorção (fig. 1). A dupla heteroestrutura é formada por três camadas de GaAlAs com diferentes composições de Al, crescidas por LPE sobre substrato de GaAs². A camada central, com espessura $d = 0,11\mu\text{m}$, é a região ativa onde se forma a junção do diodo. O contato elétrico é feito através das metalizações TiPtAu e AuGeNi, dos lados p e n, respectivamente. A deposição da camada anti-refletora na face frontal é realizada por evaporação catódica (E-beam) de monocamada dielétrica (Al_2O_3) com espessura $\lambda/4n$, n índice de refração da camada, λ comprimento de onda emitido.

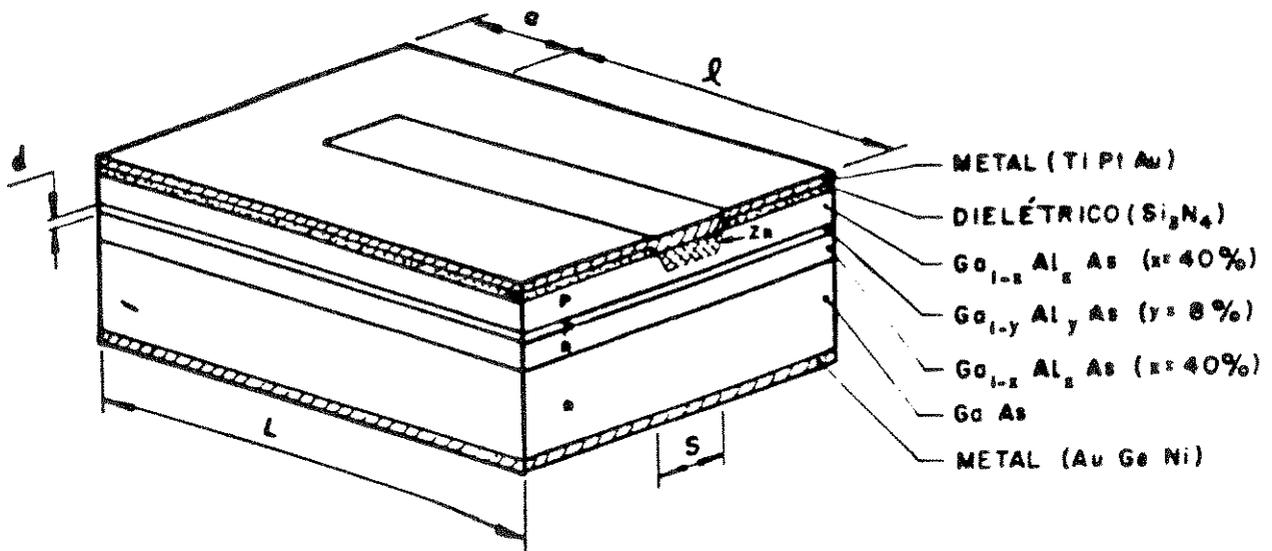


Fig.1 - Led de emissão lateral. A faixa de contato de largura s e comprimento l , define a região de injeção de corrente. A dimensão a correspondente à região de absorção.

a) Saturação da absorção e emissão estimulada

As características de luz-corrente dos dispositivos estão apresentadas na fig. 2, obtidas em modo pulsado e modo contínuo. Observa-se que a partir de um valor crítico de corrente, o regime de emissão muda abruptamente. A subida vertical das curvas nesses pontos indica que ao se atingir uma corrente crítica ou limiar de injeção, a densidade de fótons gerados na cavidade é suficiente para saturar a absorção, de modo que as perdas são subitamente canceladas, permitindo uma enorme amplificação do campo de radiação, e conseqüente oscilação devido à realimentação ótica dos espelhos.

A fig. 3 mostra os espectros de emissão para várias correntes de excitação, abaixo e acima do limiar. Os espectros foram obtidos a partir da emissão da face frontal dos dispositivos, analisados num espectrômetro duplo com fotomultiplicadora, e registrados num graficador XY. Confirma-se experimentalmente as hipóteses de amplificação e oscilação laser pela análise dos espectros da fig. 3. Pode ser visto que superposta ao largo espectro de emissão do LED existe uma estrutura de modos tipo Fabry-Perot (FP), cuja amplitude aumenta mais do que

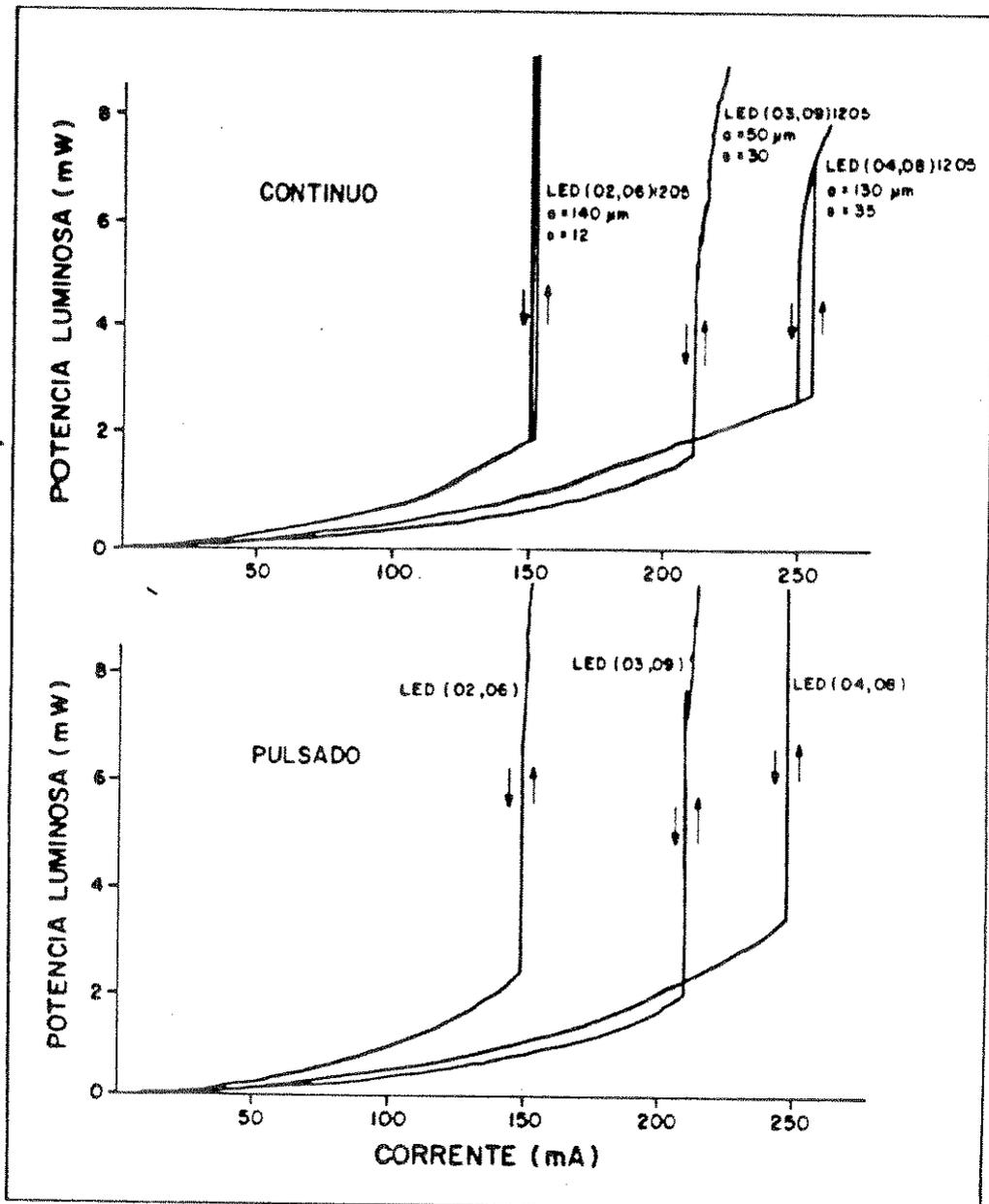


Fig.2 - Características eletro-ópticas dos Leds, nos regimes pulsado e contínuo, antes da aplicação da camada AR.

a amplitude do espectro principal, conforme aumenta a corrente injetada. Discutimos em seguida porque essa amplificação ocorre em comprimentos de onda mais longos que o máximo central.

Para se ter amplificação por emissão estimulada é necessário que a taxa de transições radiativas seja maior do que a taxa de absorção. Essa condição é

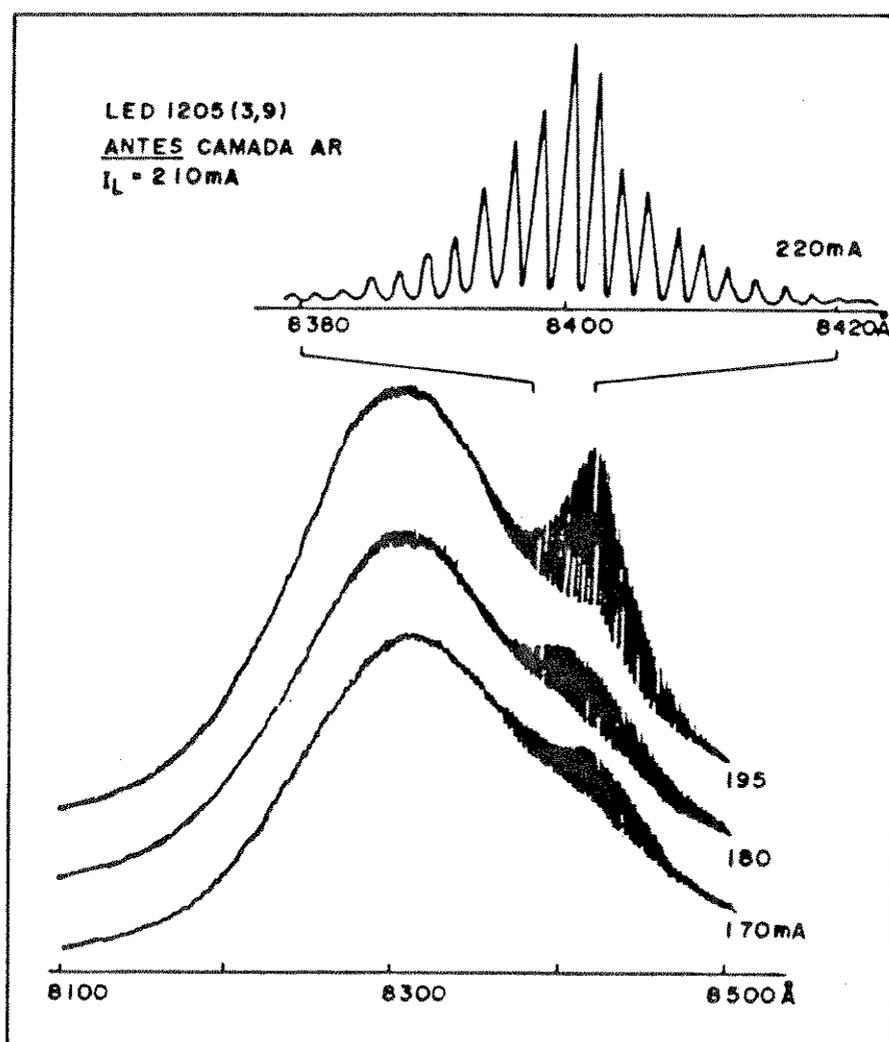


Fig.3 - Espectros de emissão acima e abaixo do limiar de saturação.

atendida quando a radiação emitida tem energia menor que a separação entre os quase-níveis de Fermi das bandas de condução e valência (condição Bernard-Duraffourg¹). No caso dos dispositivos estudados, a ocorrência de máximos distintos para a cavidade FP e para emissão do material é devida a presença da região de absorção. Para um dado nível de injeção de corrente, radiação de energia maior ou igual ao gap do material - emissão principal - é absorvida (e pode saturar a absorção); ao passo que radiação com energia pouco menor que o gap pode ser amplificada. Portanto, a diferença de energia entre o máximo da emissão espontânea e o máximo de amplificação tem que ser pequena a fim de que fotons

da emissão principal possam ser aproveitados na amplificação da radiação. De fato, mede-se abaixo do limiar uma diferença de apenas 19 meV entre o máximo da emissão FP e o máximo de emissão do material, que estão em 1,473 eV e 1,492 eV, respectivamente.

Um parâmetro fundamental na amplificação da radiação é o ganho do material na cavidade FP. O ganho está associado a emissão estimulada e a absorção. O coeficiente de absorção $\alpha(\lambda)$ é definido como a diferença entre a taxa de absorção (população dos níveis excitados) e a taxa de emissão estimulada (depopulação dos níveis excitados). Se $\alpha(\lambda) > 0$ tem-se absorção líquida, e a radiação é atenuada; se $\alpha(\lambda) < 0$ tem-se ganho líquido ($g(\lambda) = -\alpha(\lambda)$), e a radiação é amplificada. A fim de medir e investigar o comportamento do ganho da cavidade FP em função da corrente injetada, utilizamos o método de Hakki e Paoli⁴, que consiste em medir as amplitudes dos máximos e mínimos adjacentes, P+ e P-, nos espectros de emissão, e inseri-las na seguinte expressão para o ganho

$$g(\lambda) = 1/L[\ln(r - 1/r + 1) + \ln 1/R] \quad (1)$$

onde $r = (P + /P-)^{1/2}$; L comprimento da cavidade; $R = (R1.R2)^{1/2}$, representa a refletividade efetiva dos espelhos. Os resultados da expressão (1) aplicada aos espectros da fig. 3 (Led 3,9) estão representados na fig. 4a (Led 3,9) e 4b (Led 2,6), para vários níveis de corrente de injeção. Observa-se que o aumento do ganho com a injeção demonstra o crescimento da taxa de emissão estimulada. O ganho aumenta até atingir o regime de oscilação; neste regime (acima do limiar, absorção saturada), a taxa de emissão estimulada não cresce mais, e o ganho iguala as perdas totais da cavidade (material + guia de onda + espelhos)^{1,5}.

O limiar de saturação depende da densidade de corrente injetada e do comprimento da região de absorção, conforme tabela 2: menor área, maior densidade de corrente injetada, para um mesmo valor de corrente; região de absorção mais curta, menor efeito de absorção, limiar mais baixo. Além disso, para que seja atingida a oscilação é fundamental que haja suficiente confinamento do campo ótico na região ativa, pois é apenas aí que o campo que pode ser amplificado. Se

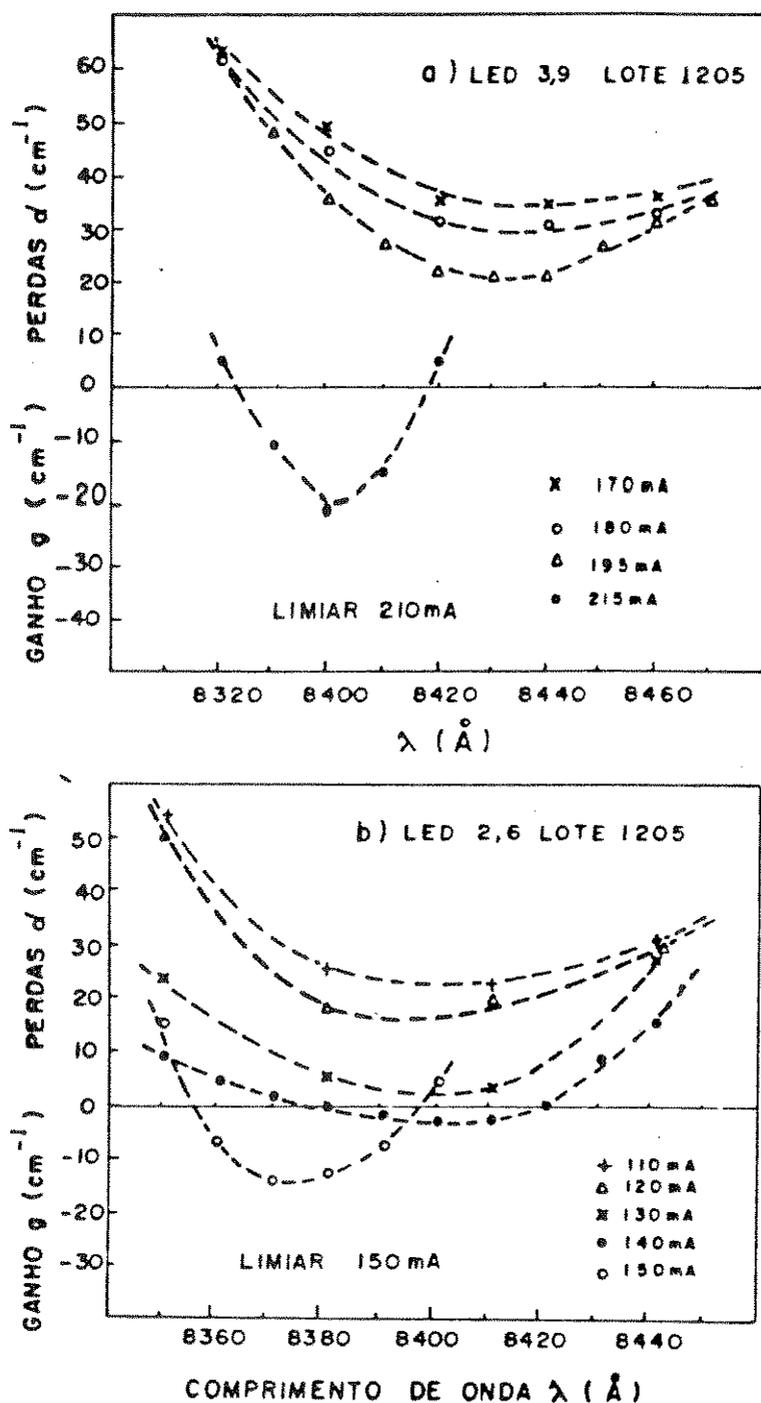


Fig.4 - Espectros de ganho para vários níveis de corrente injetada.

a parcela de confinamento for pequena o ganho não é suficiente para superar as perdas, e a condição de oscilação não pode ser alcançada. O fator de confinamento para guia de onda simétrica de 3 camadas¹, pode ser escrito como

$$\Gamma = \frac{2\pi^2 d^2}{\lambda^2} \cdot (n_2^2 - n_1^2) \quad (2)$$

na condição $d < 0,13 \mu\text{m}$; d é a espessura da região ativa, que tem índice de refração n_2 ; n_1 é o índice das camadas confinantes. No presente caso $d = 0,11 \mu\text{m}$, que dá $\Gamma = 0,60$; esse valor representa confinamento suficiente para saturação da absorção. Lasers semicondutores geralmente requerem $\Gamma > 0,6^{1,5}$. Por outro lado, dispositivos com região ativa muito fina apresentam baixo confinamento, de modo que não se atinge o limiar de oscilação. Para $d = 0,07 \mu\text{m}^2$, tem-se $\Gamma = 0,24$; neste caso não se observa saturação da absorção, qualquer que seja a densidade de corrente injetada.

b) Bistabilidade ótica

Pode ser visto na fig. 2, que as correntes de limiar de subida na transição absorção-oscilação são maiores do que as de descida. Isto significa que são necessários mais portadores injetados para criar a inversão de população do que para mantê-la. Esta histerese é interpretada como um fenômeno de bistabilidade ótica⁶. Ocorre quando o material retém uma memória de amplitude, de modo que para uma mesma corrente de operação pede-se ter dois estados de emissão, dependendo do que ocorreu antes. Quando se vem de correntes mais baixas que o limiar, o estado é de baixa emissão; quando se vem de correntes mais altas, o estado é de alta emissão.

Observa-se que vários casos podem ocorrer. No regime de operação contínua, dispositivos com região de absorção de comprimento maior que $\ell/2$ apresentam histerese, ao passo que naqueles em que a região de absorção é bem menor que $\ell/2$ não se observa histerese (Tabela 1 e fig. 2). No regime de operação pulsada não é observada histerese, seja para ciclo de operação alto ($> 60\%$) ou baixo ($< 1\%$), com pulsos desde nanosegundos até microsegundos. Interpretamos esta diferença fundamental entre os regimes pulsado e contínuo como sendo devido à rápida depleção dos estados excitados⁶. No regime pulsado, sempre que a escala de tempo for bem maior que o tempo de vida dos portadores injetados (no caso $\tau < 2\text{ns}$),

haverá um trecho de ciclo em que não há injeção de corrente, nem ftons na cavidade, de modo que nesse intervalo a absorção não estará mais saturada. Assim, ao se diminuir a amplitude do pulso de corrente, a absorção não-saturada faz com que o sistema passe para baixo do limiar sem que haja uma densidade de ftons persistente, passando à condição de baixa luminosidade sem histerese. Deste modo, os limiares de subida e descida coincidem no modo pulsado. Logicamente, se o regime pulsado for de nanosegundos, ou mais curto, recaímos no caso contínuo, pois nessa escala de tempo a densidade de portadores e ftons permanece alta na região ativa, já que o tempo de vida dos portadores injetados é dessa ordem⁷.

Tabela 1 - Parâmetros físicos e eletro-óticos dos LEDs estudados.

Led	Reg. Injeção larg./compr. (μm)	Reg. Absorção comprimento (μm)	Limiares subida/descida (mA)
(2,6)	12/210	140	152/150
(3,9)	30/300	50	211/211
(4,8)	35/200	130	254/249

c) Camada anti-refletora (AR)

A aplicação de camada AR de espessura $\lambda/4n$ na face frontal dos Leds altera significativamente as características espectrais e eletro-óticas, como pode ser visto nas figs. 5 e 6. A reduzida refletividade ($R1 < 3\%$) faz com que as perdas nos espelhos sejam aumentadas de $\alpha = 30 \text{ cm}^{-1}$, quando $R1 = R2 = 32\%$, para $\alpha > 60 \text{ cm}^{-1}$, quando $R1 = 3\%$ e $R2 = 32\%$. Com isso o limiar de oscilação só pode ser atingido com correntes de injeção no fim da faixa de operação dos dispositivos (fig. 5). A quase total ausência de amplificação da radiação (modos FP, fig. 6) na região espectral de comprimento de onda mais longo, onde o ganho líquido é máximo, demonstra que a aplicação de camada AR apenas na face frontal é suficiente para

que a realimentação ótica na cavidade seja fortemente diminuída. Por outro lado, a potência ótica emitida pela face frontal aumenta em valores até acima de 50% do original, o que permite menor corrente de operação do dispositivo para mesma potência emitida.

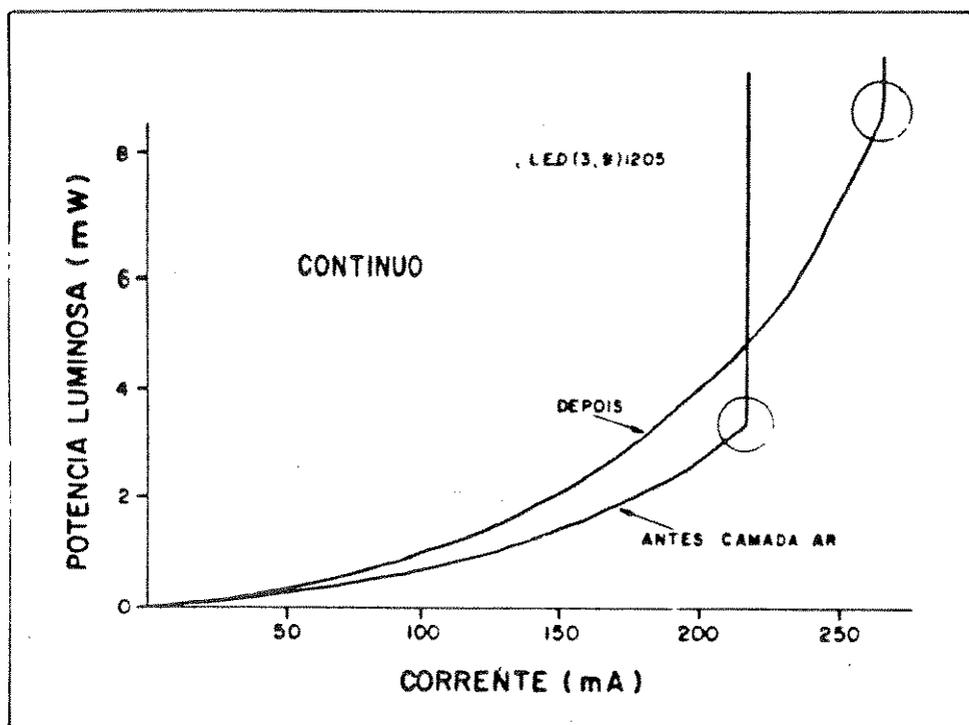


Fig.5 - Comparação da característica luz-corrente antes e depois da aplicação da camada AR.

3. Conclusão

LEDs de emissão lateral de dupla-heteroestrutura em GaAs/GaAlAs, projetados para operar no modo de emissão espontânea, podem apresentar ganho suficiente para que a emissão estimulada sature a absorção. Observamos que quando isso ocorre os dispositivos sofrem uma abrupta transição de baixa para alta luminosidade. Esta transição apresenta no modo de operação contínua histerese ou bistabilidade ótica, a qual não se observa no modo pulsado. A análise dos espectros obtidos confirma a oscilação laser acima do limiar; e a presença de modos FP

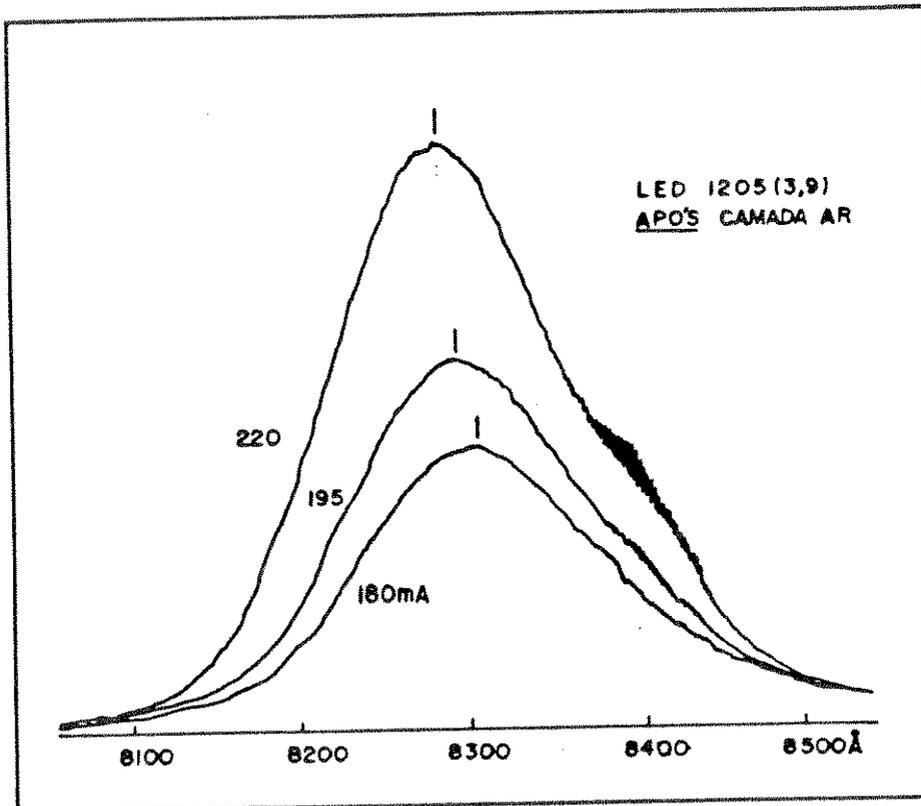


Fig.6 - Espectros de emissão após aplicação camada AR.

abaixo do limiar indica ganho e amplificação na região espectral de baixas perdas (lado de baixas energias). Observa-se finalmente, que a aplicação de camada AR na face frontal elimina os modos FP, desloca o limiar de saturação para fora da faixa operacional de corrente, e aumenta significativamente a potência ótica emitida. Concluímos que a presença desses efeitos em Leds, indica alta qualidade das camadas, interfaces e espelhos, e a supressão dos mesmos com a aplicação de camada AR, indica a alta qualidade desta.

Os autores agradecem a W.C. Oliveira pelo crescimento de cristais; a J.R. Filho pela aplicação das camadas anti-refletoras; a N.B. Patel por discussões e esclarecimentos; e a todos os membros da Área de Dispositivos Optoeletrônicos que contribuíram para fabricação dos dispositivos analisados neste trabalho.

Referências

1. H.C. Casey Jr, M.B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York (1978). A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt. Rinehart &

Winston, New York (1977).

2. F.R. Barbosa, *Rev.Fis.Aplic.Instrum.* **2**(2), 144 (1987).
3. D. Botez, M. Ettenberg, *IEEE Trans. Electron Dev.* ED-26, 1230 (1979).
4. B. Hakki, T. Paoli, *J. App. Phys.* **44**(9), 4113 (1973).
5. G.P. Agrawal, N.K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, Van Nostrand, London (1986).
6. R. Dixon, W. Joyce, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-15, 470 (1979).
7. F.R. Barbosa, D.M. Pataca, *Proceedings International Microwave Symposium SBMO 1987, Rio de Janeiro, Brasil*, pg. 811.

Abstract

We report observation of stimulated emission and saturation of absorption in double-heterostructure GaAs/GaAlAs LEDs. Devices have an oxide stripe structure with an absorption region; radiation is emitted parallel to the plane of the junction (edge-emitter). We observe in the regime of high injection that gain is sufficient to saturate absorption in the non-excited region, so that laser oscillation can be achieved in these Leds. Experimental confirmation is accomplished by analysing emission spectra. Optical bistability is observed to occur in only CW operation for devices with certain characteristics. Application of AR coating on the emitting facet of Leds causes the occurrence of observed effects to be shifted to higher values of injected current, beyond operating range.

CAPITULO II

Diodos Emissores de Luz em InGaAsP/InP

II.1 - Introdução:

A mudança dos sistemas de comunicação óptica da região de $0,85\mu\text{m}$ com fibras multimodo e fontes de GaAlAs (sistemas de 1a. geração), para região de $1,3\mu\text{m}$ com fibras monomodo e fontes de InGaAsP (2a. geração) deu-se, como visto na Introdução Geral, devido a reduzida atenuação e a dispersão material nula das fibras de sílica nessa região espectral [1].

A adequação das fontes ao meio de transmissão, e não o contrário, é um ponto fundamental em telecomunicações [2]. Para redes locais e metropolitanas é dada franca preferência a região de $1,3\mu\text{m}$, com fontes tipo ELED InGaAsP/InP; a região de $1,55\mu\text{m}$ apesar de ter atenuação mais baixa (Fig.II.1), tem dispersão mais alta, e por estar muito próxima a borda da absorção ressonante do vidro (Fig.II.1, acima de $1,65\mu\text{m}$), torna-se muito sensível a micro e macro-curvaturas [3], que aumentam fortemente a atenuação, de modo que seu uso não é vantajoso em redes metropolitanas. Outro fator a favor da janela de $1,3\mu\text{m}$ é que as fontes em $1,55\mu\text{m}$ requerem, via-de-regra, tecnologia mais sofisticada, de custo mais elevado e rendimento inferior àquela utilizada em $1,3\mu\text{m}$.

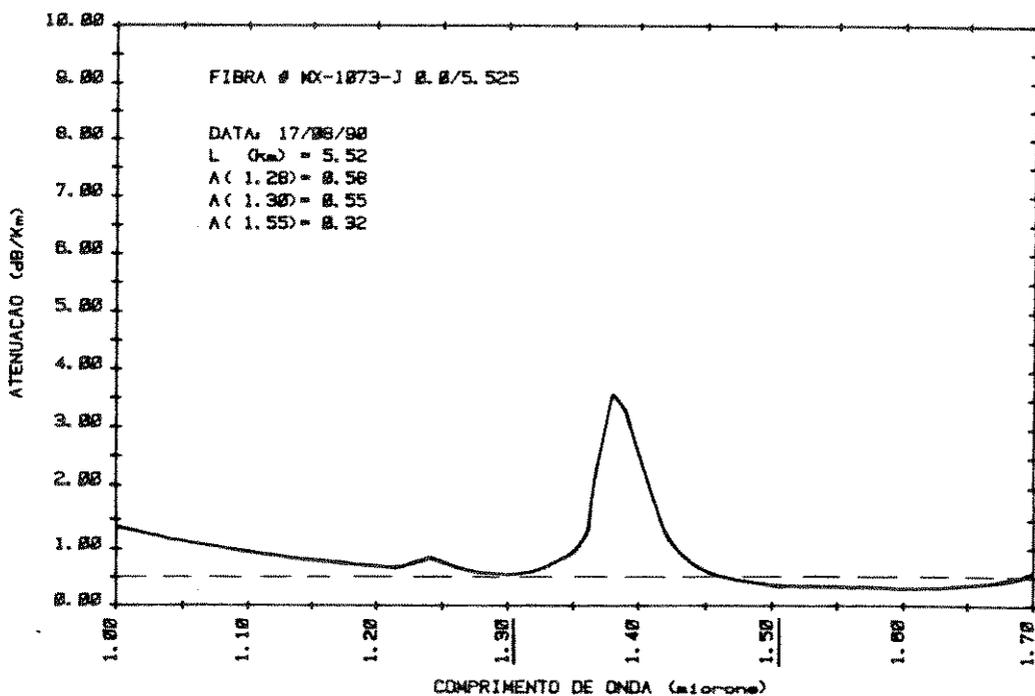


Fig.II.1 - Espectro de atenuação de fibras monomodo.

Assim, atualmente e a médio prazo (2-5 anos), a maior parte dos sistemas instalados e projetados concentram-se na tecnologia de $1,3\mu\text{m}$. Sistemas operando em $1,55\mu\text{m}$ (3a. geração) são utilizados apenas em enlaces de longa distância (50km ou mais), e altas taxas (acima de 1 GBit/s). Tais sistemas, de elevado custo e alta capacidade, aproveitam eficientemente a baixíssima atenuação característica da sílica em $1,55\mu\text{m}$ ($\leq 0,3$ dB/km), e utilizam fibras de dispersão deslocada, as quais combinam exatamente as dispersões material e de guia de onda com sinais opostos [1,3], resultando em dispersão cromática nula. Isto ocorre numa estreita faixa espectral (1-2nm), requerendo portanto fontes laser monomodo dinâmico (tipo DFB ou similar), o que também contribui para elevar os custos.

LEDs para telecomunicações, por outro lado, tem como maiores atrativos simplicidade de construção e de operação; e tendem a se concentrar exclusivamente na região de $1,3\mu\text{m}$, aplicados a sistemas de fibras monomodo de baixa e média capacidade. Neste Capítulo, são apresentados, analisados e discutidos os resultados experimentais dos ELEDs DH em InGaAsP/InP com emissão na faixa de $1,28$ a $1,33\mu\text{m}$ integralmente desenvolvidos no CPqD. Na discussão dos resultados, foram incluídas breves análises teóricas, a fim de se poder suprir aos resultados obtidos embasamento conceitual.

O objetivo principal deste trabalho foi, a partir da base tecnológica anteriormente desenvolvida, estudar e desenvolver fontes confiáveis em $1,3\mu\text{m}$, para aplicação em enlaces de curtas e médias distâncias (até 20 km), e taxas de modulação abaixo de 200MHz.

II.2 - Resultados Experimentais; Análise e Discussão

II.2.1 - Estrutura e Fabricação

A estrutura adotada para os ELEDs 1,3 é basicamente a mesma anterior (para 0,85), de contato de faixa definido por dielétrico, Fig.II.2 . A manutenção da estrutura, embora com diferentes materiais, com suas características e peculiaridades, otimiza os processos tecnológicos envolvidos e aproveita soluções anteriores. Tais questões de custo e versatilidade são sempre importantes de se ter em mente, especialmente em projetos de desenvolvimento.

a) Crescimento Epitaxial

Partindo do princípio de ajuste da fonte (no caso ELED 1,3) ao meio de transmissão (fibra monomodo), o grande objetivo do

crescimento epitaxial é obter uma estrutura com região ativa de composição $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, ajustada para $1,3\mu\text{m}$, pela equação,

$$E_g(x,y) = 1,35 - 0,61 y \quad ; \quad x \cong 0,45 y \quad (2.1)$$

onde x e y representam as frações sólidas no material. Para emissão em $1,3\mu\text{m}$, $x = 0,276$ e $y = 0,624$. É fundamental no crescimento que os parâmetros de rede das várias camadas estejam perfeitamente casados, entre si e com o substrato, a fim de se obter dispositivos de alta qualidade [18], evitando defeitos de interface, estressamento da estrutura e consequentes recombinações não-radiativas e perda de eficiência [6].

A partir do substrato InP (tipo n, S ou Sn: $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), são crescidas quatro camadas epitaxiais. A primeira, buffer confinante, InP (tipo n, Sn: $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$); a segunda, ativa, InGaAsP, crescida não-dopada; a terceira, confinante, InP (tipo p, Zn: $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$); e a quarta, de capa, ternária InGaAs (de início tipo p, Zn: $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, e posteriormente alterada para não-dopada). Essa alteração na camada de capa teve como objetivo restringir o espalhamento de corrente injetada, pois o material não-dopado é mais resistivo que o material dopado; o contato ôhmico é provido pela difusão, conforme será visto adiante. A camada de capa InGaAs é uma solução própria [18], que evita fuga de fósforo (P) no final do crescimento, e/ou posterior oxidação superficial (formação de P_2O_5), quando a camada de capa é o quaternário InGaAsP; com isso fica garantida uma boa superfície para processamento subsequente.

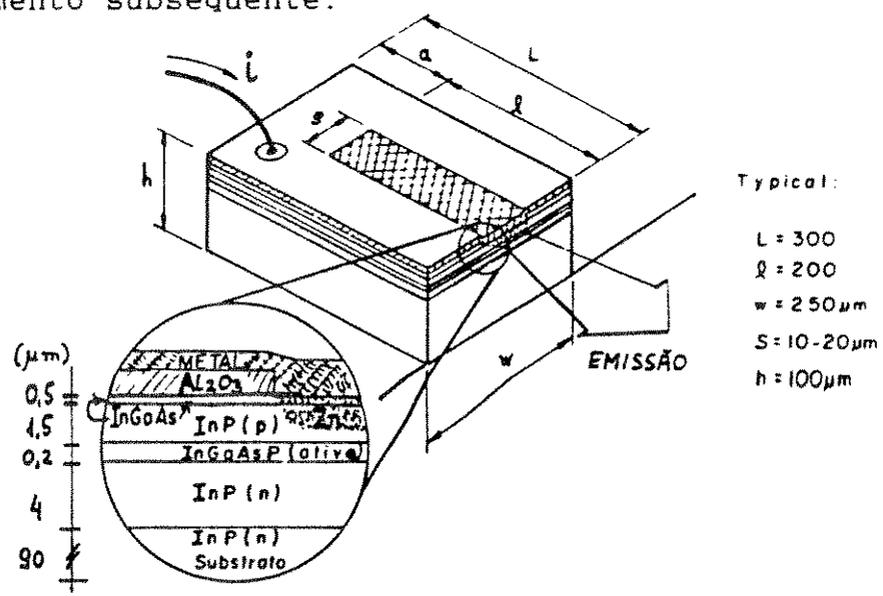


Fig. II.2 - ELED contato de faixa DH InGaAsP/InP.

b) Processamento

A primeira etapa do processo é a abertura de canais, por fotolitografia, para facilitar a separação dos chips individuais. Estes canais são formados do lado p, sobre as camadas epitaxiais, e tem a forma aproximada de V, com largura de $15\mu\text{m}$ e profundidade de $7\mu\text{m}$, Fig.II.3 . Após a abertura dos canais é feita a deposição de dielétrico (Al_2O_3), com espessura de 1200 \AA , onde são abertos os contatos, novamente por fotolitografia, usando-se agora uma máscara que dá os contatos de faixa. A escolha da alumina (Al_2O_3), depositada por evaporação por feixe eletrônico (E-beam), provou-se [4] o melhor material (comparado experimentalmente com SiN e SiO_2), estável em temperatura e como barreira de difusão, e com boa aderência, sem com isso causar tensionamento (stress/strain) significativo no semiconductor. Após essa etapa, o cristal é convenientemente protegido e submetido a difusão de Zn em ampola selada: a frente de difusão é controlada para atravessar completamente a camada de capa e parar, garantindo assim alta dopagem na superfície do semiconductor (p^+ , Zn: $>5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), que por sua vez assegura contato ôhmico na interface metal-semicondutor. Com essa difusão controlada, consegue-se melhorar a resistência série do diodo em até uma ordem de magnitude, conforme se vê na Fig.II.4 .

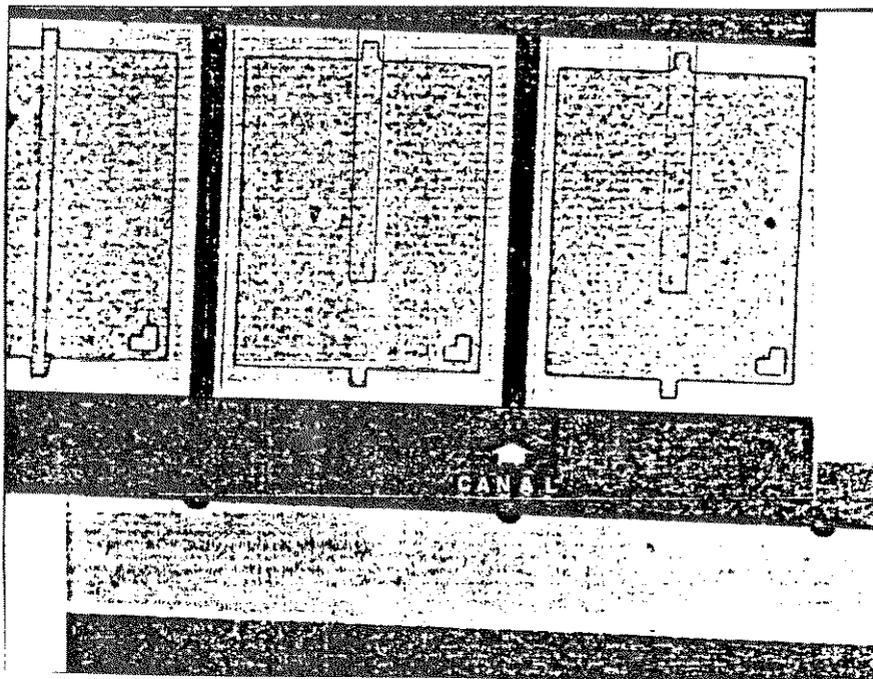


Fig.II.3 - Detalhes do cristal processado, mostrando as almofadas de solda de fio e os canais de clivagem.

O cristal é então desbastado de sua espessura original de 400 μm , para 90 μm , a fim de permitir que a posterior clivagem em barras e chips se realize de modo repetível e confiável. Depois do desbaste são realizadas as metalizações p - Cr/Al/CrAu, e n - AuGe/Ni/Au, por evaporação térmica, nesta sequencia e uma independente da outra. A metalização p tem uma etapa intermediária de fotogração e ataque químico de remoção seletiva do Al, que é espesso (5000 \AA), deixando-se uma almofada centrada no chip (Fig. II.3) . O alumínio deve ser espesso para garantir solda de fio

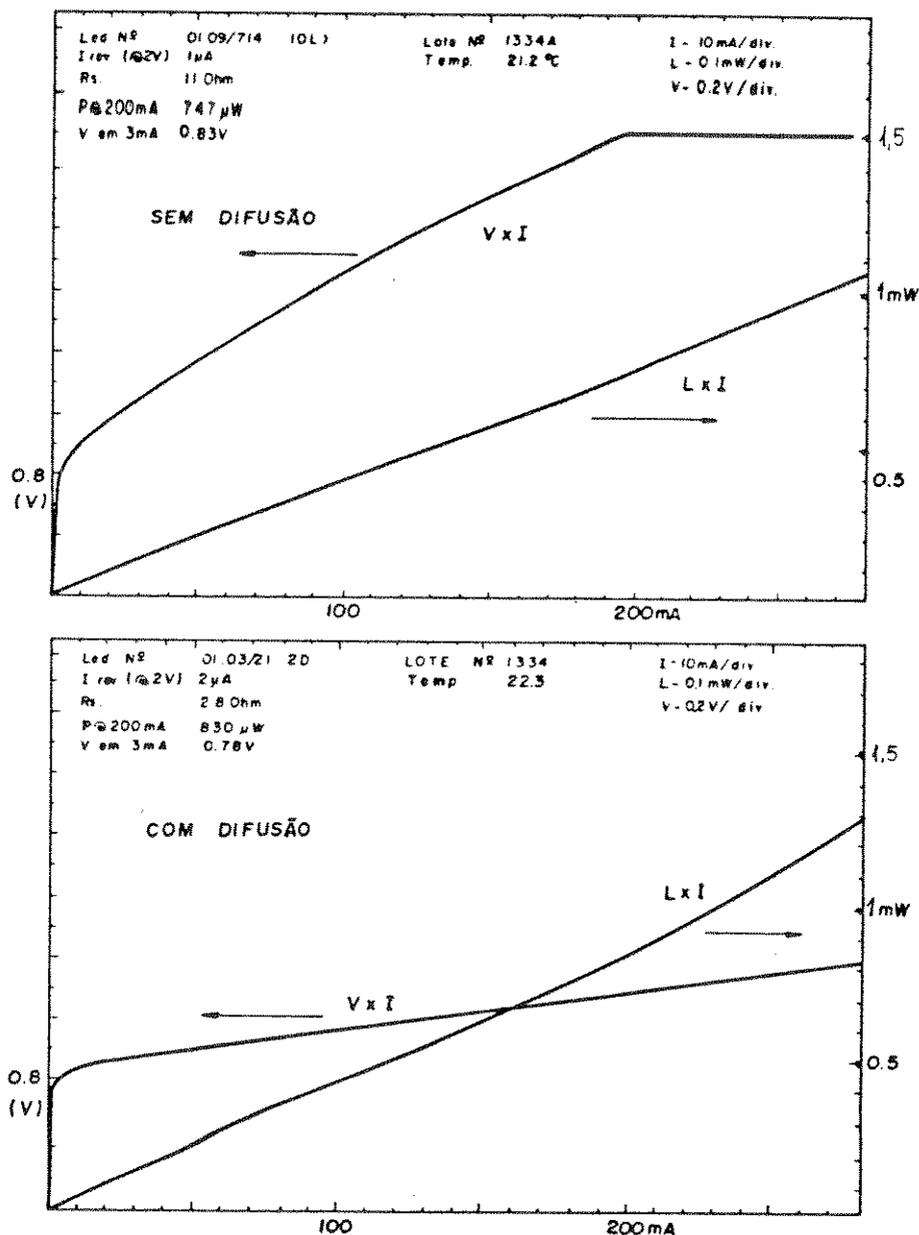


Fig.II.4 - Influencia da difusão nas características E-O de ELEDs InGaAsP/InP. O mesmo cristal foi dividido ao e processado com e sem difusão.

confiável, pois atua como amortecedor para a pressão que a ferramenta exerce sobre o chip; por outro lado, a formação da almofada é necessária para que o metal espesso não se estenda até a borda do chip, impedindo clivagem correta e repetível.

c) Clivagem e Solda

O cristal, com o processamento concluído, é clivado em barras e separado em chips (Fig.II.3). Os chips, antes de serem soldados, são testados por amostragem, e se aprovados pelos critérios da Tabela II.1, são soldados sobre dissipador térmico, seguido de solda de fios de contato (Au/ 25 μ m). A solda sobre dissipador pode ser realizada com preforma AuSn ($T_F=270^\circ\text{C}$) sobre bloco de Si metalizado, ou com In metálico ($T_F=159^\circ\text{C}$) sobre bloco de Cu dourado. A solda de AuSn é hoje reconhecida como das mais confiáveis em optoeletrônica [5,8,9], e nossos resultados de confiabilidade de ELEDs (Cap.III), confirmam isso.

Tabela II.1 - Critérios de qualificação para ELEDs de contato de faixa em InGaAsP/InP.

Potencia Óptica		
A	> 700 μW	ótimo
B	400 < P < 700 μW	bom
C	< 400 μW	rejeição
Resistencia Série		
A	< 2,5 Ω	ótimo
B	2,5 < R_s < 4,5 Ω	bom
C	> 5 Ω	rejeição

II.2.2) Características Eletro-ópticas

a) Resultados Experimentais

A caracterização eletro-óptica básica do ELED 1,3, a temperatura ambiente, está apresentado na Fig.II.5. Nas curvas LxI ve-se que o emissor InGaAsP é menos potente que seu contraparte GaAlAs. Nas curvas VxI tem-se tensão de joelho (1-3mA) do diodo $V_j = 0,8 \text{ V}$, bem menor que no GaAlAs (1,4V), devido ao gap

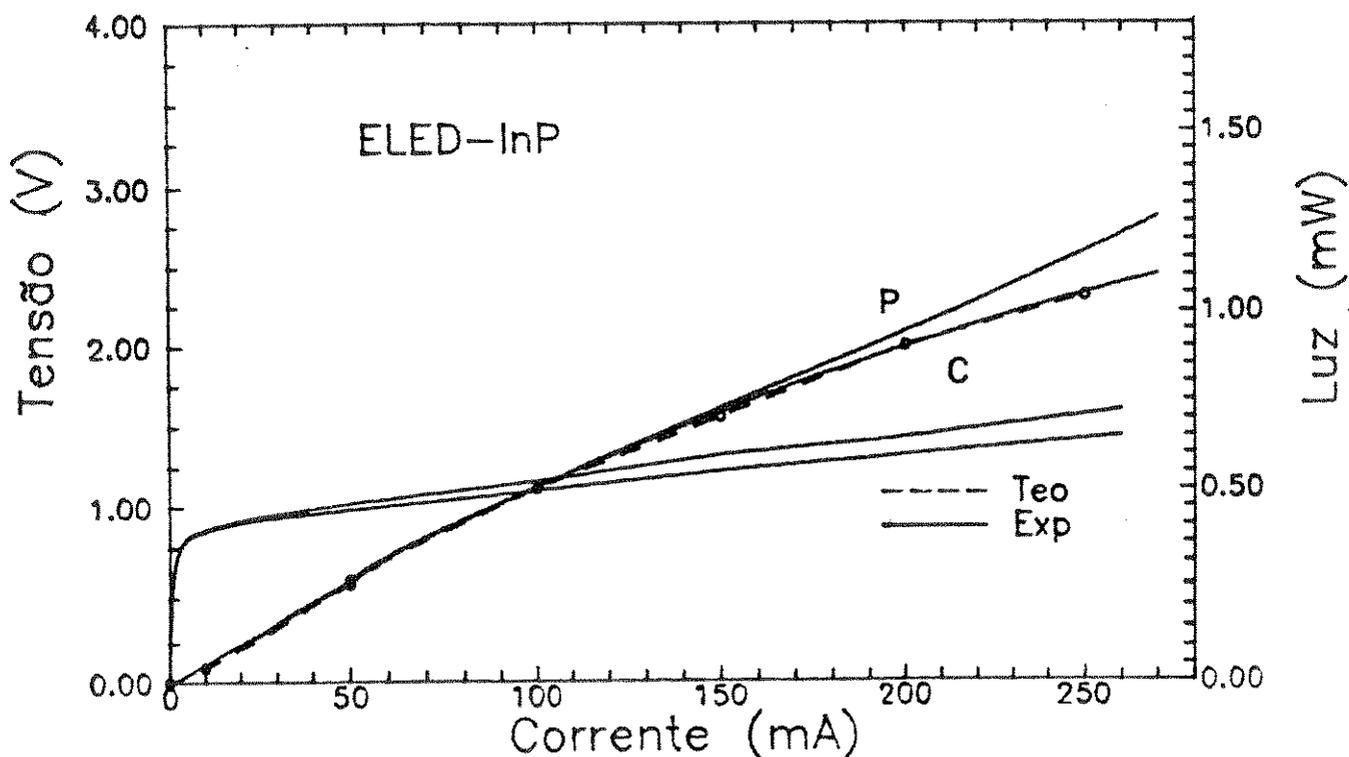


Fig. II.5 - Características luzxcorrente (LxI) e tensão x corrente (VxI) dos ELEDs InGaAsP/InP.

menor do InGaAsP; a razão entre os V_j está na proporção direta dos gaps : $\lambda=0,82\mu\text{m} \Rightarrow E_g=1,51\text{eV}$; $\lambda=1,31\mu\text{m} \Rightarrow E_g=0,95\text{eV}$. No regime ohmico, a resistencia série é de 2 a 4 ohms, com os melhores valores abaixo de 2Ω . O limite de 5Ω da Tabela II.1 é empírico, e foi estabelecido porque todos os diodos com R_s acima desse valor mostraram-se problemáticos. Isto é corroborado pelos resultados na Fig.II.4 (difusão), em que a alta resistencia série do diodo sem difusão, compromete inclusive a eficiencia de emissão do ELED.

A dependencia da potencia com a temperatura está nas Figs. II.6 (modo pulsado) e II.7 (modo contínuo), a e b. As partes a referem-se aos resultados experimentais, tais como obtidos para as várias temperaturas de operação; as partes b são as potencias relativas (a temperatura ambiente) em dB, calculadas a partir dos valores experimentais.

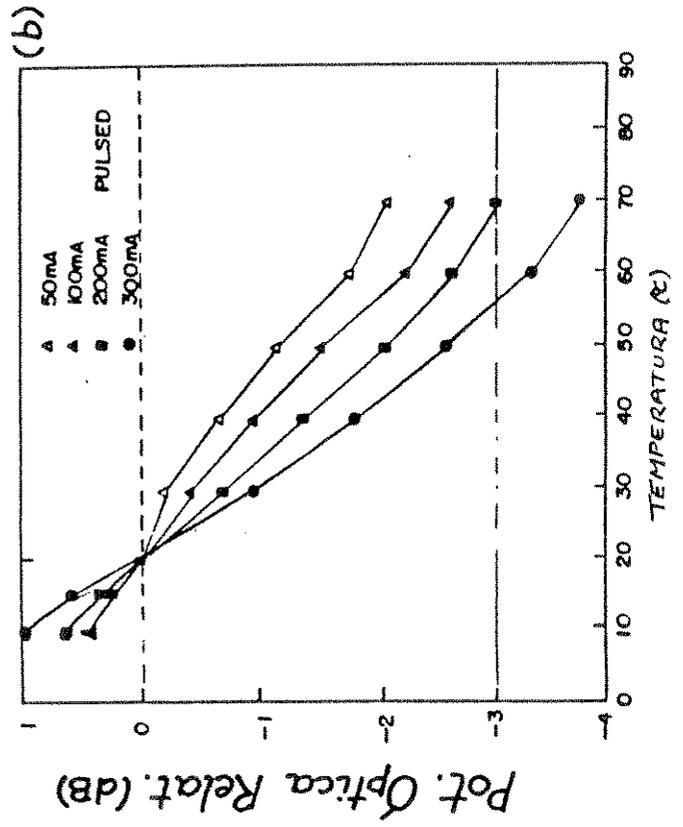
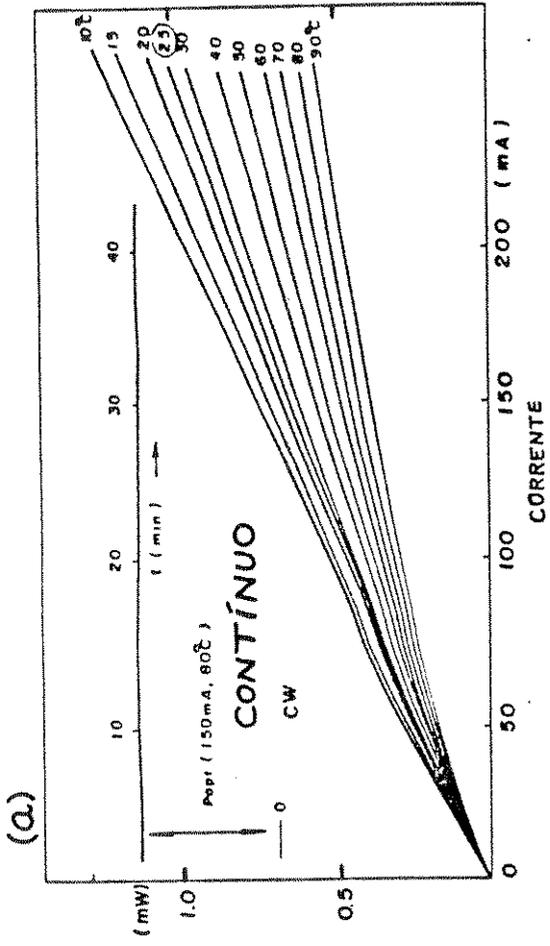
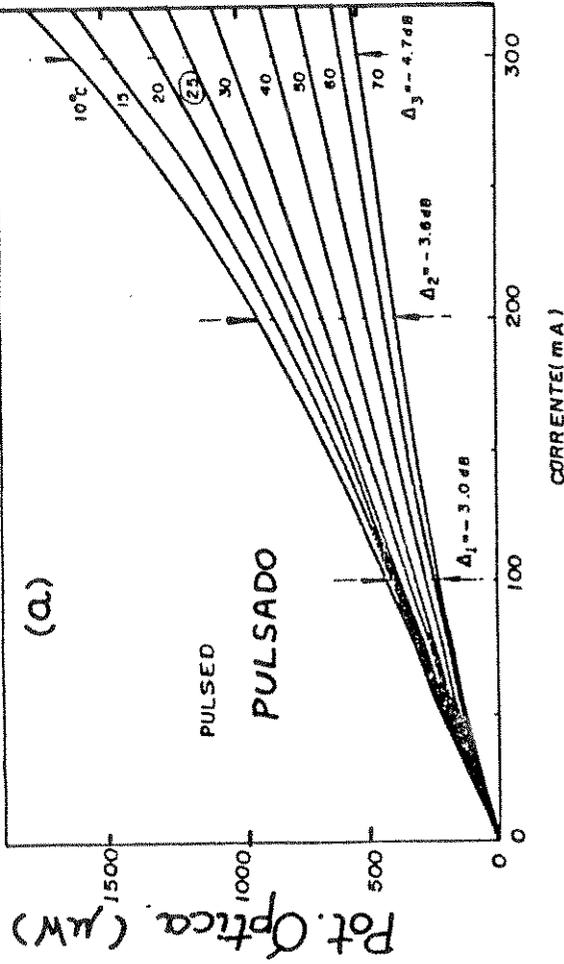


FIG. 6

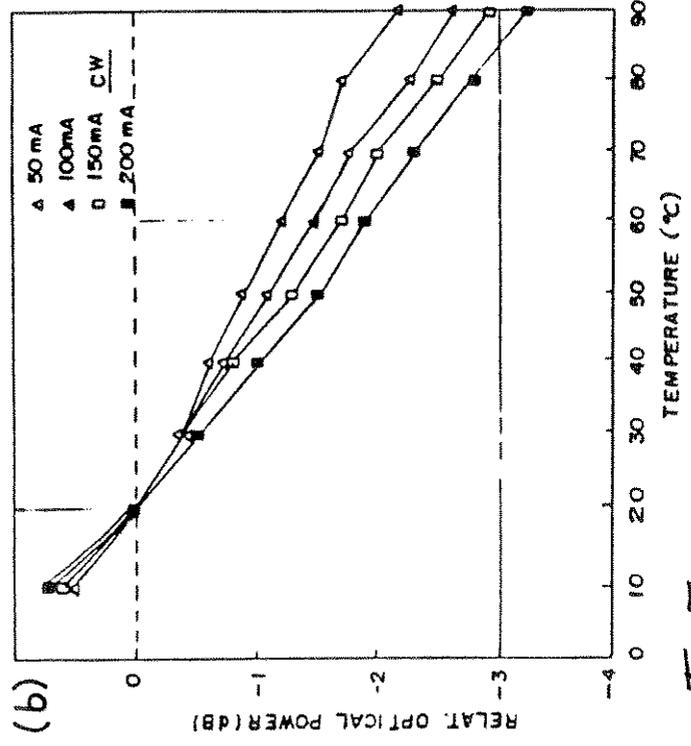


FIG. 7

b) Análise e Discussão dos Resultados

As expressões da potencia óptica emitida pelo ELED InGaAsP 1,3 em função da corrente e da temperatura de operação são basicamente as mesmas utilizadas na interpretação dos resultados no Capítulo anterior.

Potencia óptica:

$$P = \frac{h c}{2 \lambda q} \eta_i [1 - R_{ef}] e^{[q_{ef} \cdot L]} \cdot I \quad (2.2)$$

Dependencia com temperatura :

$$P(T) = P(T_0) e^{\Delta T / T_0} \quad (2.3)$$

Todos os parametros retêm o mesmo significado, embora assumam valores e , em alguns casos, comportamento diferente. Na Fig.II.5 está incluído o ajuste teórico dado pela eq.(2.2); os valores assumidos pelos parametros nesse ajuste, nos dão uma clara imagem do que ocorre no ELED InGaAsP.

O ganho efetivo (ou perda efetiva, no caso de ELEDs normais) diminui, com valores absolutos decrescentes , $q_{ef} = -105, -106, -107, -109, \text{ e } -110 \text{ cm}^{-1}$, para valores de correntes crescentes, de 50 a 250mA, em passos de 50mA. O mesmo ocorre para a eficiencia η_i que no mesmo intervalo passa pelos valores 0,42 , 0,40 , 0,38 , 0,37 , e 0,35. Esse comportamento é oposto ao dos ELEDs GaAlAs, e deve-se a vários efeitos que ocorrem no InGaAsP, e não no GaAlAs (ou simplesmente não aparecem) [6,7].

A fim de melhor entender o que ocorre no material quaternário de menor gap, consideremos a equação de taxa de injeção e recombinação dos portadores minoritários injetados (por unidade de volume) na região ativa [6,7],

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{e \cdot d} - B n^2 - C n^3 \quad (2.4)$$

onde, o primeiro termo (da direita) representa a injeção, J a densidade de corrente através da faixa de contato, d espessura da região ativa , e carga eletrônica ; o segundo termo, representa a recombinação radiativa, cujo coeficiente B (ou γ_r , como em

alguns textos) varia com o material, e pode também variar com a estrutura e condições de operação do dispositivo ; o terceiro termo representa as recombinações não-radiativas do tipo Auger, muito importantes nos dispositivos de comprimento de onda longo [6,7]. A eq.(2.4) admite termos de ordem mais alta, como um termo de quinta ordem que responde por fuga de portadores [7], mas que não são relevantes numa primeira análise.

Vejamos como se comportam esses termos. Primeiro, as recombinações radiativas deveriam crescer com n^2 , e crescem, mas já foi visto que a emissão CW do ELED tende a saturar. A primeira razão é que, conforme demonstrado por Olshansky e colaboradores [7], o coeficiente B no InGaAsP pode diminuir com o aumento da injeção de portadores, através processos físicos coletivos não bem entendidos, que causariam uma saturação na emissão espontânea, claramente visível na Fig.II.5. Segundo, o coeficiente Auger no InGaAsP é duas a três ordens de grandeza maior que no GaAlAs ($C_{1,3} \cong 10^{-28} - 10^{-29} \text{ cm}^6$, $C_{0,85} \cong 10^{-31} \text{ cm}^6$ [6,7]) fazendo com que as recombinações não-radiativas Auger sejam expressivas, principalmente porque aumentam com n^3 , são rápidas e não saturam. Não saturam porque são processos em que as transições interbandas condução (BC) e valência (BV), são reabsorvidas em transições intrabanda (BC e BV), promovendo elétrons e buracos a estados excitados, com ou sem mediação de fonons [12], que depois perdem sua energia para a rede cristalina, sem reemissão. Por isso diminui a eficiência interna do InGaAsP quando se tem alta injeção de portadores. Por sua dinâmica, o efeito Auger em semicondutores tende a ser mais eficiente com aumento da temperatura da junção, o que também explica porque no InGaAsP as curvas P e C tem curvaturas diferentes em alta e baixa injeção, o que não ocorre com o GaAlAs.

Os resultados de potência óptica x temperatura (Figs.II.6 e 7) são interpretados com auxílio da eq.(2.3). Obtém-se para o modo pulsado, $T'_0 = 90$ e 72 K , para 100 e 200 mA, respectivamente; e no modo contínuo, $T'_0 = 145$ e 113 K , para as mesmas correntes. O coeficiente de temperatura de $-0,04 \text{ dB}/^\circ\text{C}$, obtido da Fig.II.7b, para 150mA, está entre os mais baixos (se não o mais) reportados na literatura [8,10]. A maior sensibilidade a temperatura no modo pulsado (menores valores de T'_0 , menor inércia térmica) é interpretada como presença de emissão estimulada devido a alta

densidade de fofons, principalmente nos pulsos de maior amplitude (maior corrente). No modo contínuo, por outro lado, o aquecimento da junção e a presença marcante da recombinação Auger, reduzem a potencia emitida mas, por impedir o crescimento da emissão estimulada, torna-se menos sensível a variações de temperatura, pois é sabido [6] que a emissão espontanea é bem menos sensível a temperatura que a emissão estimulada. Não se ganha (nem se perde) sempre.

II.3.3 - Características Espectrais

a) Espectros de emissão

As Figs.II.8a e b mostram os resultados da emissão espectral do ELED 1,3, em função de temperatura e corrente, com resolução melhor que 1 \AA . A modulação residual F-P é bem menor que no GaAlAs, indicando como sabemos menor parcela de emissão estimulada, com separação entre picos adjacentes de $\cong 8 \text{ \AA}$. Este aumento da separação dos picos adjacentes é devido apenas ao comprimento de onda mais longo.

Discussão dos Resultados:

O comprimento de onda central (ou máximo de intensidade) é dado por,

$$\Rightarrow \lambda_c = \frac{h c}{q E_{g_{ef}}} = \frac{1,24}{E_{g_{ef}}} (\mu m) \quad (2.5)$$

com largura espectral (dispersão em energia),

$$\Delta E = \frac{h c}{q} \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \quad (2.6)$$

A aplicação das eqs.(2.5) e (2.6) aos resultados da Fig.II.8 nos dá energia do gap efetivo variando entre 0,93 e 0,95 eV, para correntes de 50 a 200mA; e $\Delta E \cong 0,05 \text{ eV}$ em cada espectro, significando uma emissão mais larga que kT (25meV, $T=300\text{K}$), ou melhor, $\Delta E = 2kT$, exatamente como visto no Cap.I.

Os deslocamentos dos espectros com temperatura e corrente crescentes tem "vetores" opostos; isto é, λ_{xI} tem deslocamento $\sigma_I = 0,1 \text{ nm/mA}$, no sentido de λ menor (altas energias); λ_{xT} tem deslocamento $\sigma_T = 0,7 \text{ nm/}^\circ\text{C}$ no sentido de λ maior (baixas energias). Também se vê que a intensidade de λ_{xI} aumenta com a corrente, e a intensidade de λ_{xT} diminui com aumento de T .

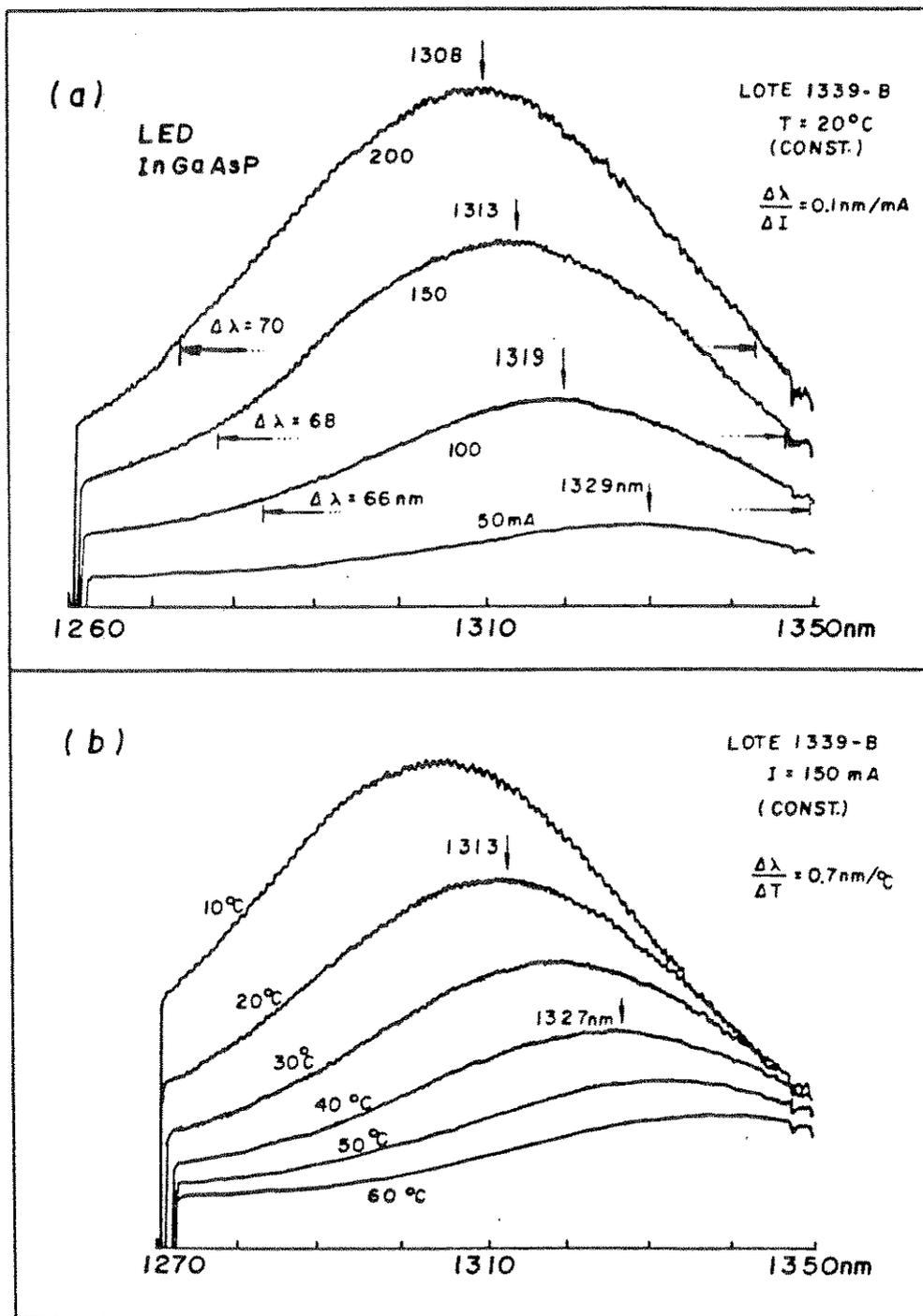


Fig.II.8 - Espectros de emissão de LED InGaAsP/InP 1,3 μm , em função de: a) corrente ; b) temperatura .

Os modelos de preenchimento de bandas e relaxação térmica da rede [Ref.[6] Cap.I ; Refs.[6,11] deste], aplicam-se do mesmo modo como foram discutidos anteriormente. Com o aumento da injeção de portadores, o nível de Fermi desloca-se para dentro da banda de condução, aumentando o gap efetivo, e conseqüentemente a energia média das transições ($h\nu_{21} = hc / \lambda_c$). Com o aumento da temperatura, cai a eficiência devido a agitação térmica da rede (espalhamento por fonons, recombinações não-radiativas), aumenta a largura ($\Delta E \propto kT$), e diminui a energia das transições devido ao aumento das distancias interatômicas (expansão térmica) [12].

Os ELEDs aqui considerados tem um trunfo no que concerne as características espectrais. A largura espectral de 60-70nm, bem menor do que em SLEDs ($\cong 80-90\text{nm}$), sempre contém os deslocamentos de λ_c , seja em temperatura ou corrente, dentro da faixa operacional (50-250mA, 0-80°C); em outras palavras, o ELED quando aplicado a sistemas de comunicação, torna-se uma fonte espectralmente "plana", sob as mais variadas condições de corrente e temperatura, dispensando qualquer controle de realimentação.

b) Ajuste de λ_c

A fim de se poder tirar vantagem do mínimo de atenuação (Fig. II.1) e da dispersão material nula em $1,3\mu\text{m}$, nas fibras de sílica [1-3], é preciso evitar que o espectro ("largo") dos ELEDs, penetre na região de absorção da água entre $1,35$ e $1,41\mu\text{m}$ (Fig. II.9), quase sempre presente mesmo nas melhores fibras (Fig. II.1). Faz-se assim necessário o ajuste e controle de λ_c para que a envoltória espectral (pelo menos até -5dB) não "caia na água".

Foi feito portanto um trabalho [13], monitorando-se o pico de fotoluminescência (FL) do cristal original (Fig.II.10), com a emissão do ELED final (eletroluminescência - EL, Fig.II.9), em função da composição da região ativa. Observa-se que, de um (FL) para outro (EL), ocorre um deslocamento de $\cong 20\text{nm}$, sempre no sentido de λ mais longo. Este deslocamento pode ser explicado facilmente pelo efeito de reabsorção na região ativa. No caso da FL, o comprimento de interação da radiação emitida com a região ativa é muito pequeno (fração de micron), porque a direção de medida é ortogonal ao plano da junção [13], o que faz com que o efeito de reabsorção seja desprezível; na EL do ELED, por outro lado, esse comprimento de interação é longo ($\cong 300\mu\text{m}$), e ainda

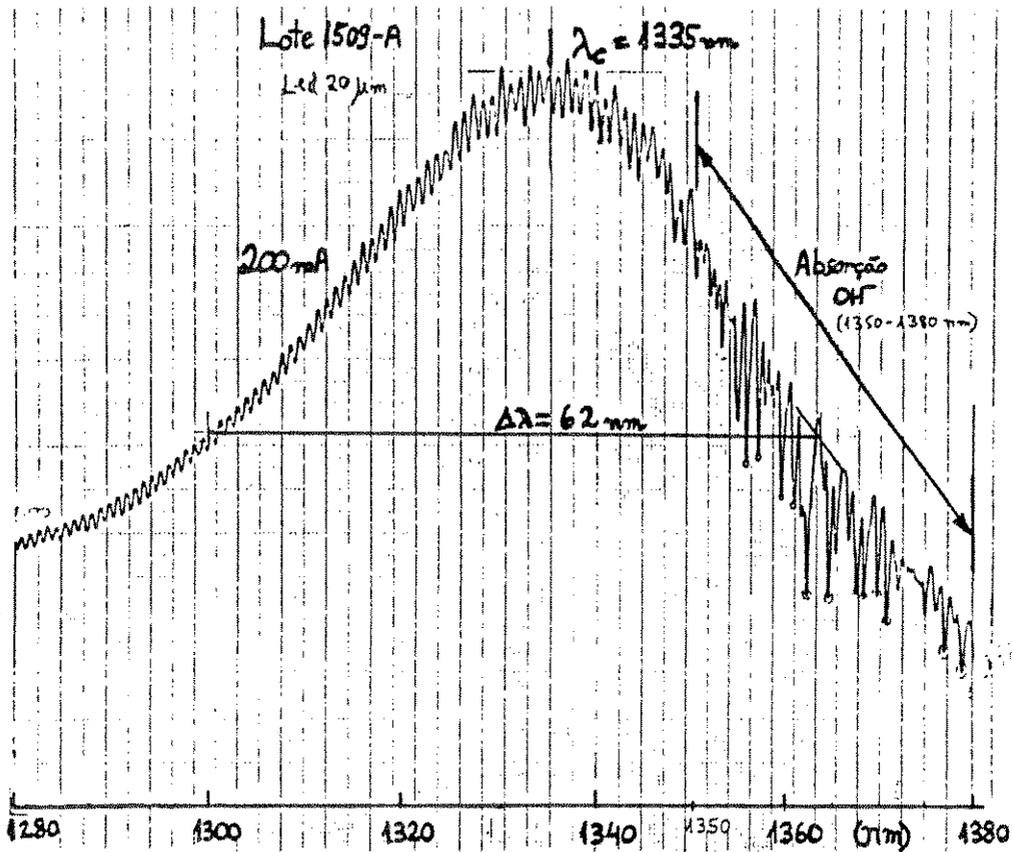


Fig.II.9 - Espectro de emissão de um ELED do cristal 1509-A, (alta resolução, melhor que 0,5Å).

05-08-1990

1509A1

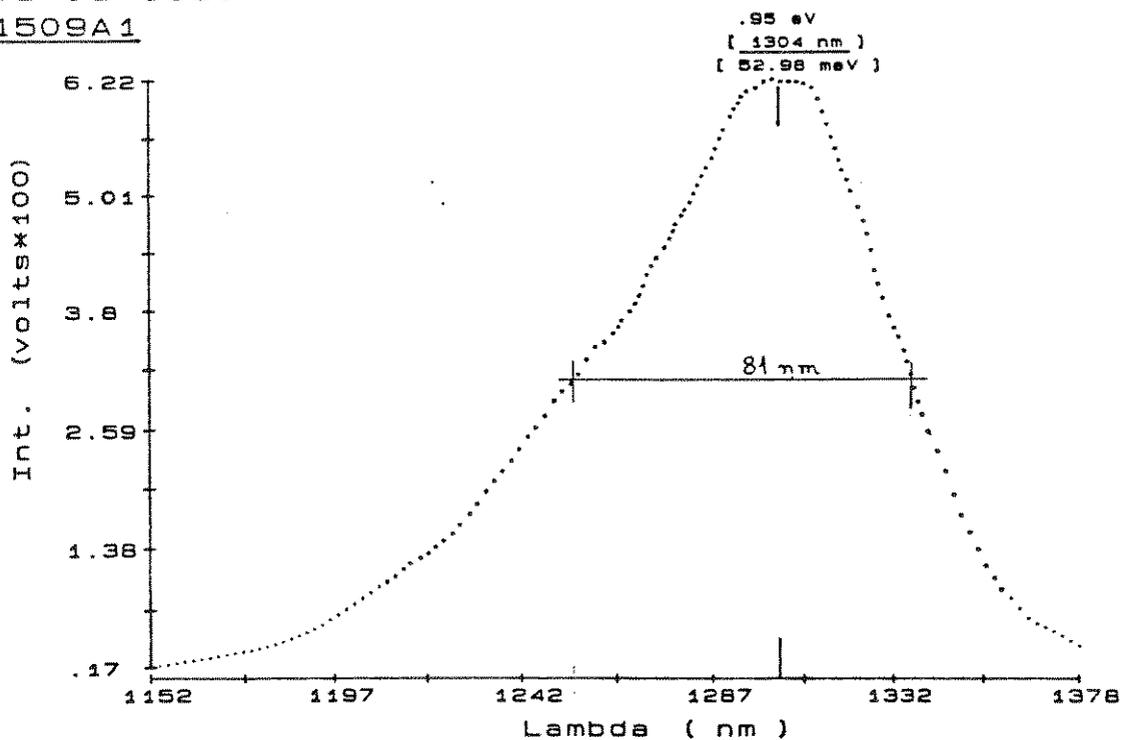


Fig.II.10 - Espectro de fotoluminescência do cristal 1509-A, antes do processamento.

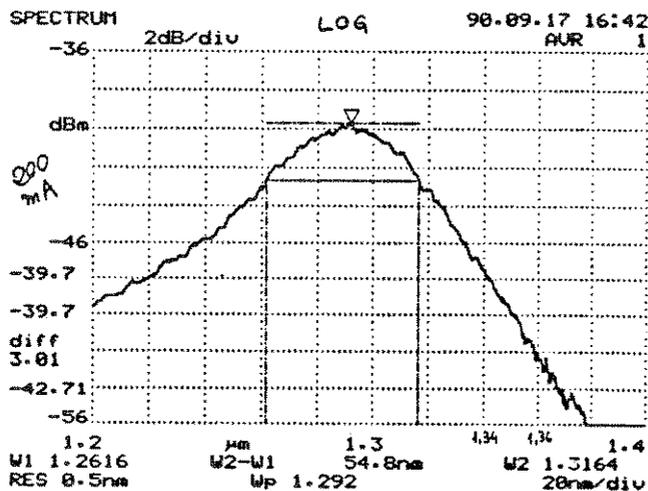
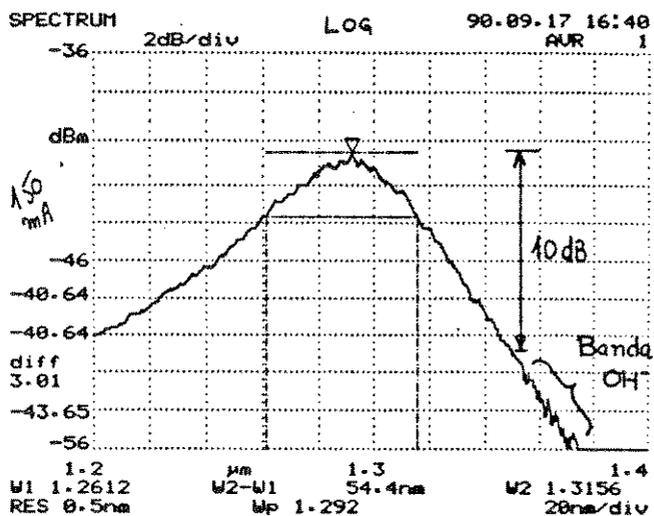
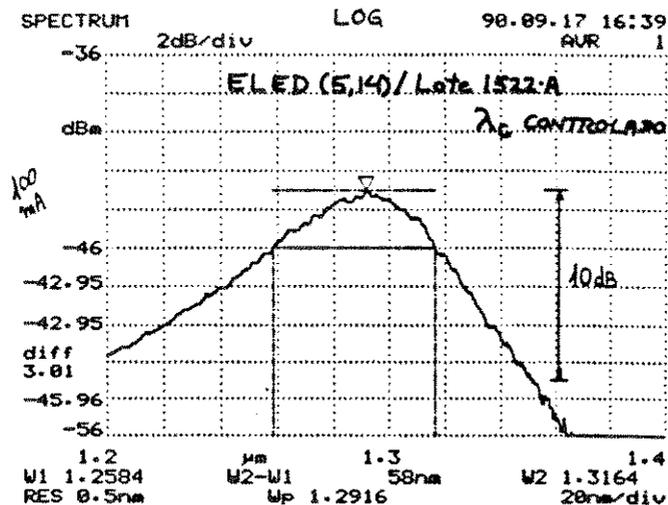


Fig.II.11 - Espectros de ELED 1,3 μm com λ_c controlado. Notar que a banda OH está mais de 10dB abaixo do pico.

passa pela região não-bombeada, fazendo que a emissão do gap "natural" do material seja fortemente reabsorvida (efeito de auto-absorção [11]), passando a ser emitida de fato radiação de menor energia que o gap no equilíbrio, resultando λ_c mais longo na EL.

Uma vez ajustada a composição da região ativa, passou-se a ter ELEDs InGaAsP/InP sempre com λ_c na faixa de 1,29 a 1,31 μ m, longe da absorção da água, agora completamente fora da emissão principal, mais de 10dB abaixo do pico (Fig.II.11).

II.3.4) Resposta em Frequencia

Conforme já visto, no material InGaAsP ocorrem mecanismos de recombinação não-radiativa, que não são expressivos no GaAlAs. Dentre esses mecanismos, comprometedores da potencia óptica emitida, especialmente a recombinação Auger [6,7], pode favorecer a resposta em frequencia dos ELEDs 1,3. Ou seja, se no GaAlAs/GaAs o principal mecanismo de recombinação não-radiativa é a recombinação interfacial [14], que é um mecanismo "lento" (dezenas de ns) e não afeta a resposta em frequencia, no InGaAsP/InP as recombinações não-radiativas (Auger) são rápidas (alguns ns), contribuindo para aumentar a banda passante através do aumento da taxa total de recombinações. Ou seja, o produto banda x potencia permanece constante (para uma dada corrente) em Leds, e a escolha do parametro a ser enfatizado fica dependente da aplicação.

a) Medidas e Resultados

A configuração experimental e as condições de medida são basicamente as mesmas vistas no capítulo anterior (seção I.3.4, e Fig.I.9); muda-se o detetor, que agora é um APD de Ge, com tempo de subida de 120ps [15]. A potencia de RF é mantida constante, com a amplitude da corrente de modulação em 15mA. A Fig.II.12 a-d mostra a resposta em frequencia do ELED 1,3, a diferentes correntes de bias DC. Na Tabela II.2 estão reunidos os resultados de banda passante, e respectivas potencias ópticas.

b) Análise e Discussão dos Resultados

As frequencias de corte da Tabela II.2, permitem calcular os tempos de resposta para sinal pequeno, através da relação,

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_{ef}} \quad (2.7)$$

onde certamente,

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (2.8)$$

como desenvolvido anteriormente (Cap.I). No InGaAsP, entretanto,

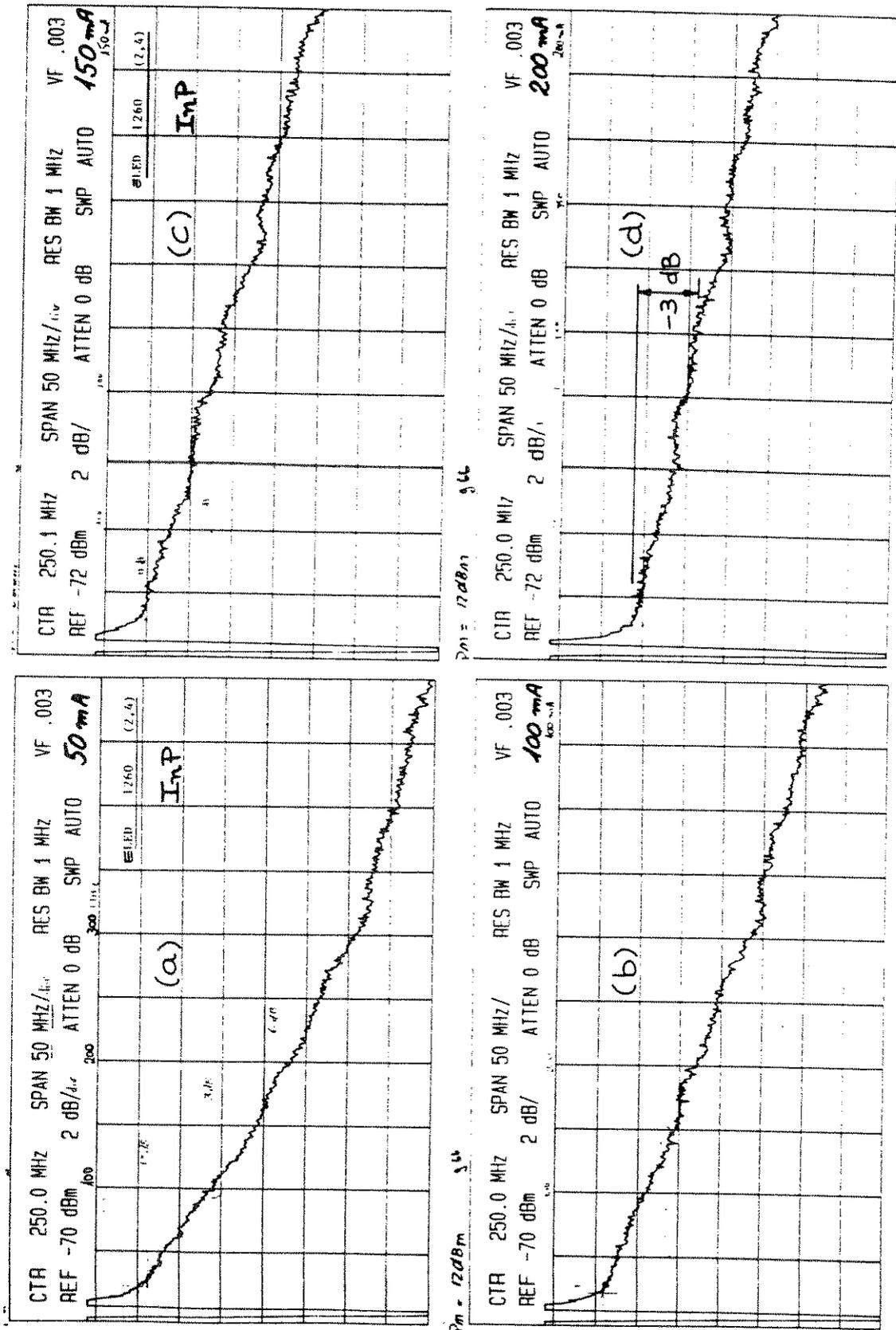


Fig. II.12 - Medidas de resposta em frequencia de modulação de ELEDs InGaAsP/InP 1,3 μm .

Tabela II.2 - Frequencias de corte (e potencia óptica) de ELEDs DH InGaAsP/InP.

Corrente (mA)	Frequencia de corte (MHz) ; [Pot.óptica (μW)]			
	ELED #1 1260(2,4)	ELED #2 1339B(4,3)	ELED #3 1259(1,1)	ELED #4 1394A(2,19)
50	90 [210]	55 [250]	60 [200]	80 [160]
100	140 [360]	80 [450]	80 [400]	105 [250]
150	200 [480]	110 [650]	100 [650]	145 [300]
200	250 [580]	130 [950]	120 [980]	180 [340]
250	300 [620]	150 [1220]	130 [1180]	210 [350]
Area ativa (μm ²)	2400	7500	7300	4200

as coisas parecem ser um pouco mais complexas; será visto que a aproximação $\tau_r \gg \tau_{nr}$ não é válida, e que não podemos identificar τ_r diretamente com τ_{of} . Obtém-se dos valores máximos de f_c , a 250mA DC, $\tau_{of} = 0,5ns$, $1,06ns$, $1,22ns$ e $0,76ns$, para os ELEDs # 1 a 4, nessa ordem; vê-se que os ELEDs 1,3 são de fato, bem mais rápidos que os 0,85.

A fim de podermos separar τ_r e τ_{nr} lançaremos mão do produto banda x potencia [14]:

$$P.f_c = \frac{h c}{q \lambda} \eta_i \frac{1}{\tau_{of}} I \quad (2.9)$$

que usando a eq.(2.8) fica,

$$P.f_c = \frac{h c}{q \lambda} \frac{1}{\tau_r} I \quad (2.10)$$

Para uma banda passante (típica, que ocorre para maioria dos ELEDs) de 140MHz, a eq.(2.7) dá $\tau_{of} = 1,14ns$; tomando o ELED #1, a 100mA, tem-se $P.f_c = 50,4 \text{ MHz.mW}$, que dá, substituindo em (2.10) $\tau_r = 1,89ns$. Daí tira-se imediatamente de (2.8), $\tau_{nr} = 2,85ns$, que comprova serem τ_r e τ_{nr} da mesma ordem, e próximos!

Na análise dos resultados constata-se que a relação de $f_c \times I$ (Fig.II.13) é linear; e que $f_c \times J$ (Fig.II.14) é quadrática, $f_c \propto J^2$. Ambos os casos diferem da eq.(1.18)-Cap.1, em que $f_c \propto J^{1/2}$. Inferimos que a dependencia linear, que aparece naturalmente na Fig.II.13, seja correta; isto é, para InGaAsP vale,

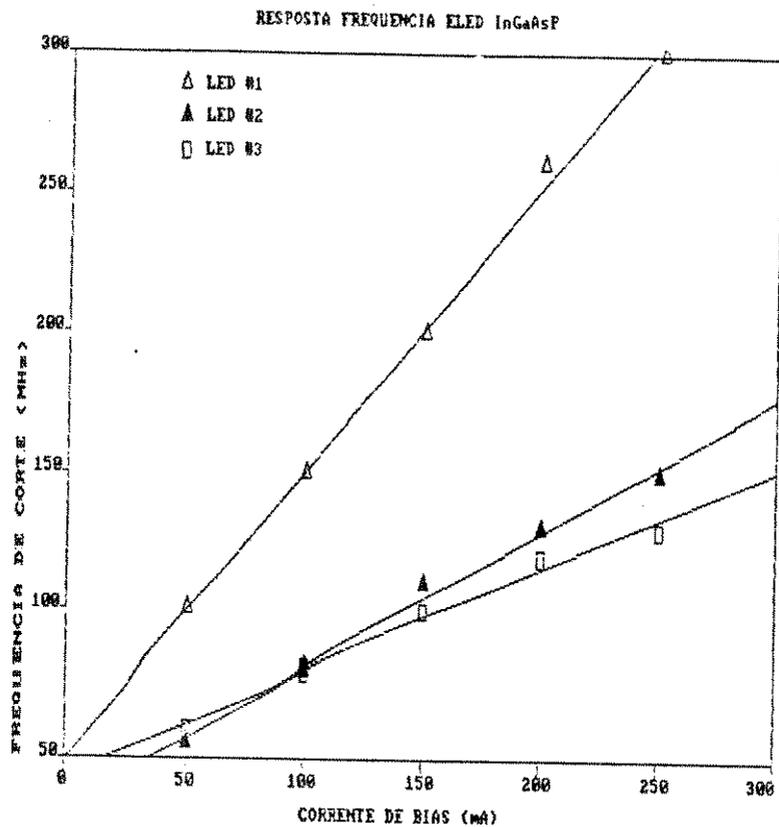


Fig.II.13 - Frequencia de corte em função da corrente DC.

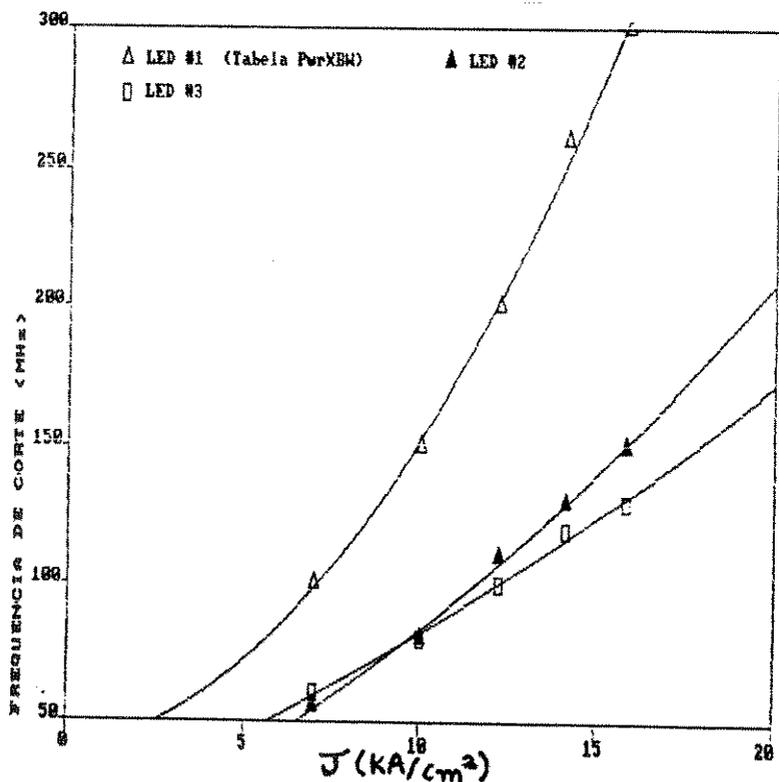


Fig.II.14 - Frequencia de corte em função da densidade de corrente DC injetada .

$$f_c = b I \quad (2.11)$$

onde b é uma constante, com dimensão $[A^{-1} s^{-1}]$. Esta interpretação baseia-se nos seguintes argumentos: i) todos os ELEDs InGaAsP testados mostram esse comportamento; ii) a eq.(1.18) que relaciona f_c com $J^{1/2}$ é obtida como um caso particular, em que $\tau_{nr} \gg \tau_r$, e a partir dessa condição, um "truque" algébrico que elimina Δn entre duas equações; a eq.(2.11), aqui, é um caso geral, sem nenhuma aproximação; iii) não há regra, ou formalismo, que estabeleça a priori, uma dependencia funcional de $f_c \times I$, exceto que cresçam juntas. Estaremos portanto, num futuro próximo, preocupados em investigar a dependencia funcional de f_c , I e J .

Em suma, os valores obtidos de $P.f_c > 100 \text{ MHz.mW}$ (banda -3dB) capacitam plenamente os ELEDs 1,3 a operar em sistemas de comunicação óptica até $\cong 200 \text{ MHz}$, sem perda em potencia óptica. Tendo-se em conta a linearidade da resposta em frequencia dos ELEDs (Fig.II.12), a banda passante pode ser expandida, pagando-se penalidade em potencia até -6dB (ou até mais), habilitando-os através compensação eletrônica, a sistemas de 560 Mb/s a 1 Gb/s, conforme já foi demonstrado para ELEDs similares [17].

II.4 - Acoplamento e Encapsulamento

II.4.1 - Acoplamento com Fibras ópticas

Apesar dos ELEDs 1,3 terem a mesma estrutura dos ELEDs 0.85, sendo menos eficientes na conversão eletro-óptica, proporcionam menor intensidade por unidade de área na emissão, e menor confinamento do campo óptico, resultando num campo afastado (CA) mais largo (Fig.II.15), e com fraca dependencia com a largura da faixa de contato. Consequentemente, o acoplamento de ELEDs com fibras monomodo (MN) e multimodo (MM) tem eficiencia intrinsecamente baixa, devido ao fraco confinamento da emissão espontânea. Obtém-se respectivamente, para MN e MM, eficiencias de acoplamento $\eta_{aco} \cong 2\%$ e 15% , que resultam em potencias máximas acopladas de $15\mu\text{w}$ e $100\mu\text{w}$ (Fig.II.16). Esses valores de potencia acoplada não são baixos, neste contexto [21]; pelo contrário, representam o estado da arte internacional para ELEDs planares [10]. No Apendice B, ao final desta obra, discutimos em mais detalhe a geometria de fibras no acoplamento com emissores.

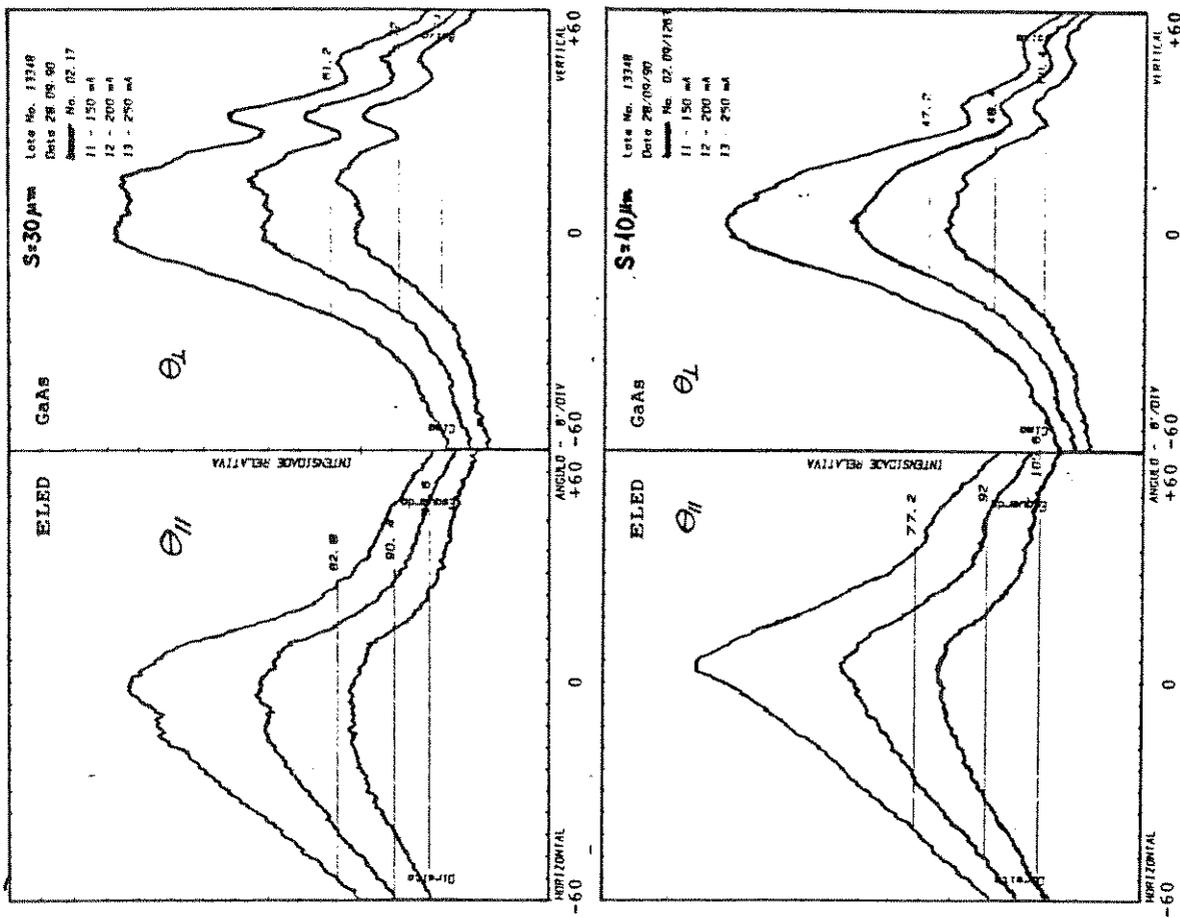


Fig. II.15 - Padrão de emissão de ELEDs 1,3 , na aproximação de campo afastado.

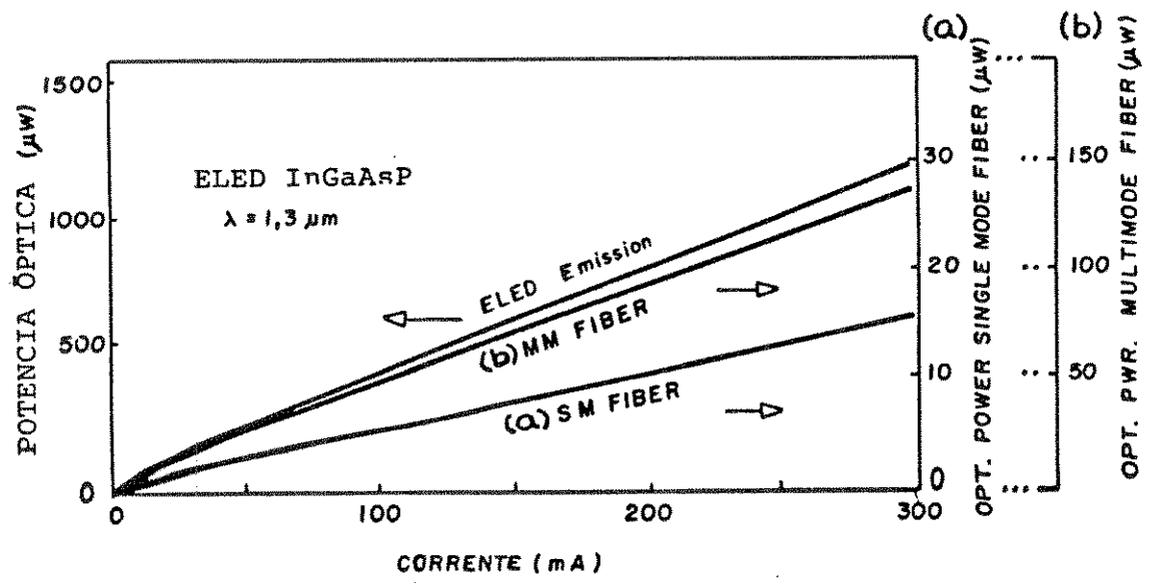


Fig. II.16 - Potencia emitida, e potencia acoplada para ELEDs 1,3; a) fibras mono (9μm); b) multimodo (50μm).

II.4.2 - Encapsulamento

Uma das maiores vantagens do Led para uso em campo é sua baixa sensibilidade a variações de temperatura. Para sua efetiva utilização requer-se encapsulamento hermético, estável e de longa duração (confiabilidade da montagem/acoplamento/encapsulamento). As soluções de encapsulamento que serão apresentadas e discutidas aqui, atendem a esses requisitos, de forma original. Tanto que os atuais processos e configuração de encapsulamento já são objetos de patente [19].

O encapsulamento com fibras monomodo requer altíssima estabilidade e precisão mecânica, sendo necessário manter o acoplamento dentro de uma tolerância de $\cong 0,1 \mu\text{m}$. No caso do ELED, um pré-requisito é manter o custo baixo e a simplicidade alta. Os requisitos de estabilidade, confiabilidade e durabilidade, exigem que sejam usadas soldas metálicas em todas as uniões das partes, inclusive (principalmente) na fixação do acoplamento. As fibras são previamente preparadas com microlente (Anexo B) e metalizadas [20] para poderem ser soldadas frente ao ELED.

A primeira configuração de encapsulamento monomodo de ELEDs 1,3 (Fig.II.17 a), em cápsula plana tipo DIL-14 (dual-in-line 14 pinos, atual "padrão" em telecomunicações) incluiu uma placa de resistor a filme fino (TaN, [21]) para prover o aquecimento e fusão da solda de fixação. A resistência nominal é de 25Ω (a real tem precisão de 2%), e permite aquecimento estável bem acima de 100°C , mais que o necessário (125°C). A segunda configuração (patente), está representada na Fig.II.17 b; nessa, a própria placa de Si metalizado, suporte do bloco do ELED e da fibra, é utilizada como resistor. Isto é conseguido apenas pela remoção seletiva da metalização por meio de máscara litográfica, compondo-se trilhas de alta e baixa resistência, de modo que fica eliminado o resistor de filme fino sobre alumina. Consegue-se assim simplificação máxima da montagem, sem perda de características, como atesta a Fig.II.18; a potência acoplada à fibra permanece estável após vários ciclos de temperatura. A Fig.II.19 mostra a variação da potência na saída da fibra do ELED encapsulado, em função da temperatura de operação; observa-se que essa variação (menos de 3dB na faixa operacional 50-250mA) é totalmente análoga a variação do próprio ELED estudada anteriormente (seção II.2.2, Fig.II.7), comprovando a qualidade da montagem, e dispensando controle.

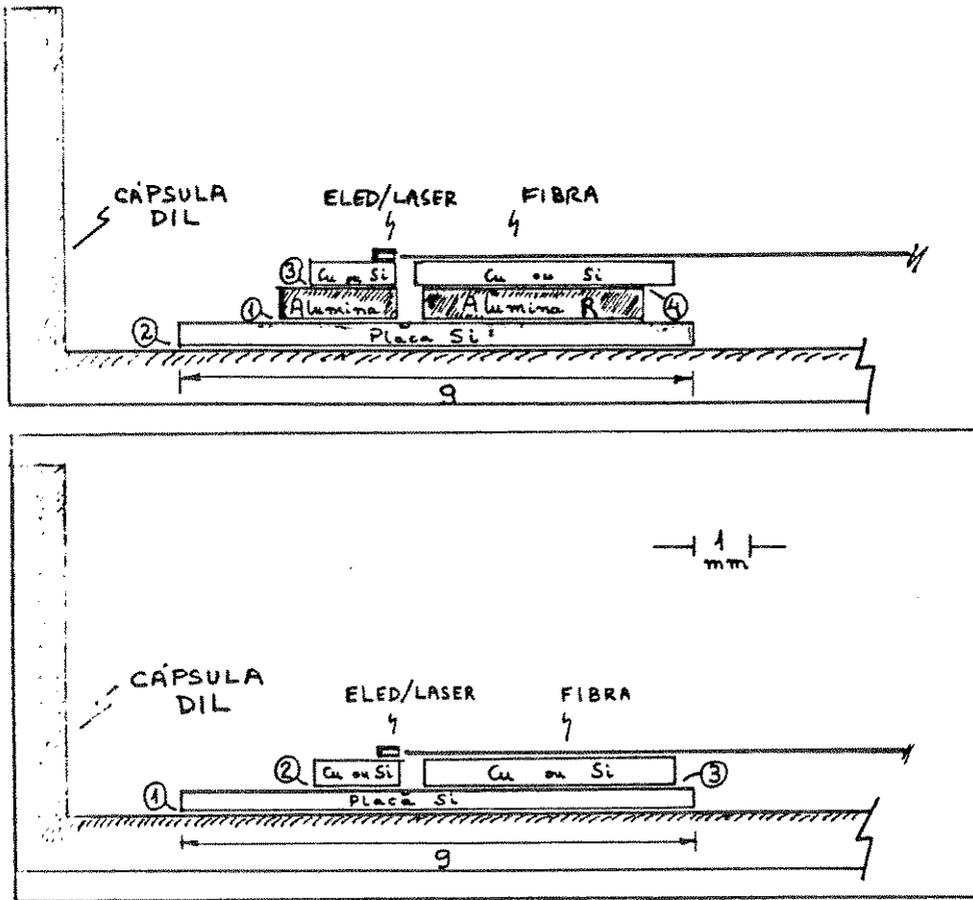


Fig.II.17 - Montagens do encapsulamento monomodo de ELEDs 1,3:
 a) configuração com resistores a filme fino sobre alumina; b) montagem simplificada com a placa de Si

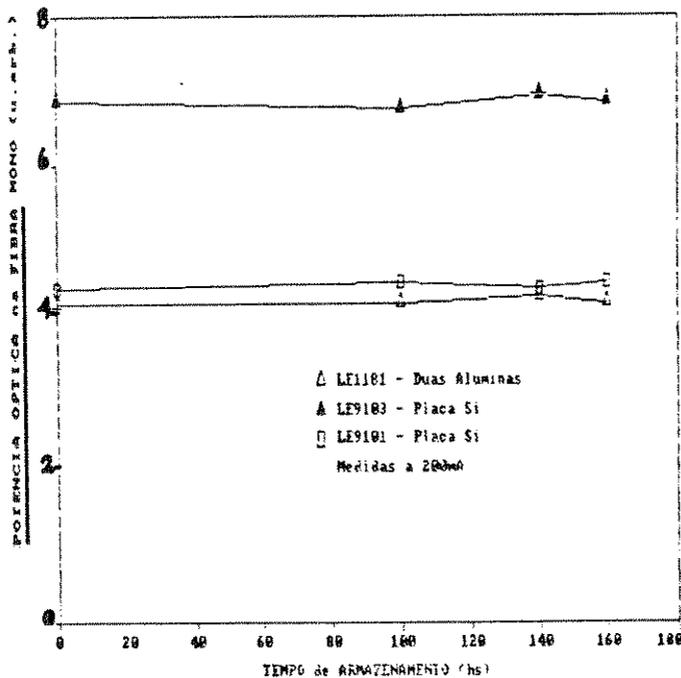


Fig.II.18 - Estabilidade do encapsulamento monomodo ELED 1,3:
 Ciclos: i) 100hs a 70°C; ii) 40hs a -10°C ;
 iii) 20hs a 70°C . Total 160hs.

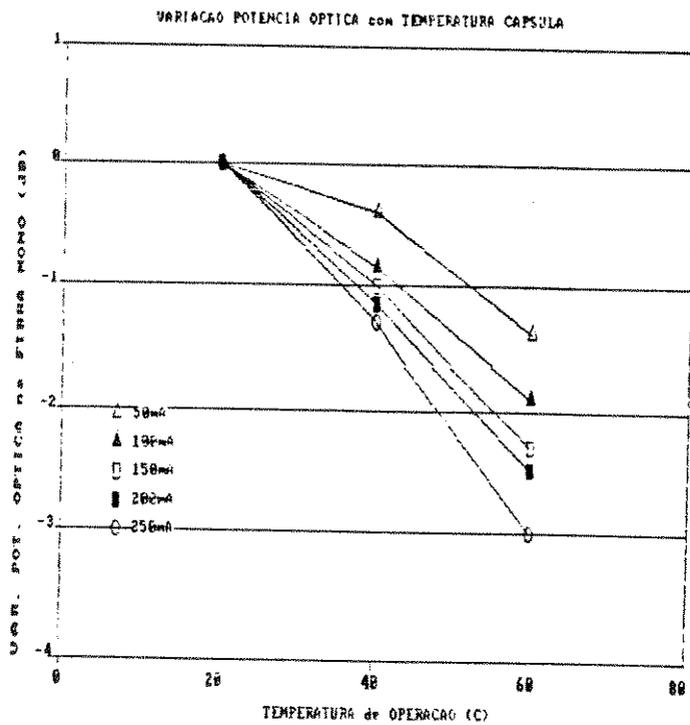


Fig.II.19 - Variação da potencia óptica do ELED encapsulado, na saída da fibra, em função da temperatura.

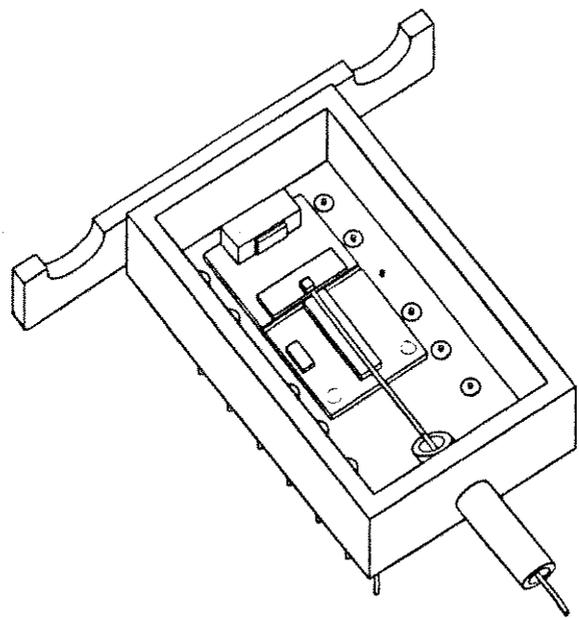


Fig.II.20 - Vista em perspectiva do encapsulamento monomodo. (Patente [19]).

II.5) Conclusões

A demanda de fontes em $1,3\mu\text{m}$ motivou o desenvolvimento de ELEDs InGaAsP/InP de dupla-heteroestrutura, emitindo nessa região espectral. O objetivo de aplicar esses dispositivos a sistemas de comunicação que utilizam fibras monomodo (instalados ou em instalação), exigiu alto desempenho e confiabilidade desses ELEDs.

Foram obtidos consistentemente, ELEDs com potencia óptica acima de 1mW , que puderam suprir mais de $10\mu\text{W}$ acoplados a fibra monomodo, e mais de $100\mu\text{W}$ acoplados a fibra multimodo. A resposta em frequência alcançada pelos ELEDs $1,3$ supera sem dificuldades a a marca de 150 MHz , com banda de modulação atingindo em alguns casos mais de 200 MHz . Foi feito um trabalho de ajuste da emissão espectral, para que o comprimento de onda central fique sempre dentro da faixa de $1,28$ a $1,31\ \mu\text{m}$; é importante ressaltar que o controle do comprimento de onda é muito melhor, garantindo-se precisão melhor que $0,01\mu\text{m}$ [13]. A largura espectral, mesmo ficando na faixa de $60\text{-}70\text{nm}$, está entre as melhores reportadas para essa tecnologia [8,10]; mesmo porque foi visto na análise teórica dos dados, que o comprimento de onda mais longo tem intrinsecamente largura espectral maior, devida a distribuição de estados ser relativamente maior (do que para materiais com maior gap). De qualquer modo, essa largura espectral é compatível com a banda passante dos ELEDs, e não se constitui em limitante para sistemas até 200MHz [1-3], principalmente sobre distancias abaixo de 20 km .

A inclusão de acoplamento com fibras ópticas e encapsulamento dos ELEDs emprestou grande originalidade ao trabalho, garantindo os -22dBm em fibras monomodo e -17dBm em fibras multimodo, mesmo em condições ambientais adversas. As condições extremas a que os ELEDs foram sujeitados serão vistas no próximo capítulo, dedicado a Confiabilidade.

Encerraremos o presente capítulo com uma apreciação do efeito de saturação da absorção que ocorre nos ELEDs InGaAsP de alta eficiência externa, comparando com o que foi visto para GaAlAs. Será visto que no InGaAsP é quase condição necessária estrutura de guiamento real para ocorrência do efeito. Veremos enfim, no Capítulo IV (Conclusão), que os efeitos de saturação da absorção e bistabilidade óptica podem ser úteis.

Referencias e Bibliografia:

- [1] S.E.Miller, I.Kaminow - *Optical Fiber Telecommunications II* , Academic Press, New York , 1988.
- [2] G.Keiser - *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, New York 2nd ed., 1991.
- [3] OFC'86 - Minitutorial on Optical Fiber Systems, IEEE/OSA , Atlanta GA (USA), 1986.
- [4] E.S.Sato - Relatórios Técnicos "Processamento Led 1,3", CPqD-Telebrás, DTB/ Div.Optoelétrica, 1991.
- [5] M.Fukuda - *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs*, Artech House, Boston MA, 1991.
- [6] G.P.Agrawal, N.K.Dutta - *Long Wavelength Semiconductor Lasers*, Van Nostrand, New York, 1986.
- [7] R.Olshansky, J.Manning, W.Powazinik - IEEE J.Quantum Electron. QE-20 , 838 (1984).
- [8] R.H.Saul - IEEE Trans.Electron.Dev. ED-30 .285 (1983).
- [9] M.Fukuda - J.Lightw.Tech. 6 (10), 1488 (1988).
- [10] Ken Li, H.C.Lee, D.M.Hirsch - Lasers & Optronics , July 1990; D.Fye - Lasers & Applications , Jan. 1987.
- [11] J.I.Pankove - *Optical Processes in Semic.*,Dover,N.York, 1975
- [12] R.A.Smith - *Semiconductors*, Cambridge U. Press, London, 1979.
- [13] M.T.Furtado , F.R.Barbosa, J.R.Caumo - Relatório Técnico "Controle Comprimento de Onda do Led 1,3", CPqD-Telebrás, DTB Div.Optoelétrica, 1991.
- [14] T.P.Lee, A.G.Dentai - IEEE J.Quantum Elect.QE-14 ,150 (1978).
- [15] F.R.Barbosa , J.R.Caumo, M.Giansante - Proceed. SBMO'89, IEEE cat.no. 89TH0120-0 (1989).
- [16] W.T.Tsang - J.Appl.Phys. 49 (3) , 1031 (1978).
- [17] M.Stern et al. - Electron.Lett. 23 (8), 387 (1987).
J.L.Gimlett et al. - Electron.Lett. 21 (25), 1200 (1985).
- [18] W.Carvalho Jr., J.R.Caumo - comunicação particular, CPqD,1991
- [19] F.R.Barbosa, F.Borin, C.Coral - Pedido de Privilégio INPI-92-0312 "Encapsulamento Hermético de Transdutores Optoeletrônicos Acoplados a Fibras Ópticas", Telebrás , Junho 1992.
- [20] F.R.Barbosa, F.Borin - "Metalização de Fibras Ópticas" Rev.Bras.Aplic.Vácuo , 1985.
- [21] D.N.Cristodoulis, L.Reith - Electr.Lett.22 (21), 1110 (1986)
- [22] A.Fissore, A.Flacker - comunicação particular, CPqD, 1991.

II.6) Anexo II.A:

Reproduzimos a seguir o artigo : "Estudo comparativo de saturação da absorção e bistabilidade óptica em emissores de luz em InGaAsP/InP e GaAlAs/GaAs", por Felipe R. Barbosa e Rubens A. Neto, apresentado no IV Simpósio Estadual de Lasers e Aplicações, realizado no CTA, em Outubro 1990 ; como complemento ao que foi visto neste Capítulo II.

† † †

Separata dos Anais IV Simpósio Estadual Lasers & Aplicações,
pgs.101-110, CTA, S.J.Campos SP, Outubro 1990.

"Estudo comparativo da saturação da absorção e bistabilidade óptica em emissores de luz em InGaAsP/InP e GaAlAs/GaAs"

Felipe R. Barbosa, Rubens A. Neto - CPqD, TELEBRÁS, Campinas, SP.

Resumo. Leds de emissão lateral (ELEDs) podem atingir oscilação laser quando altas densidades de ftons são conseguidas na cavidade optica, mas com características bem distintas de lasers semicondutores convencionais. Descrevemos e analisamos a ocorrência do efeito de saturação da absorção em ELEDs de estrutura planar e enterrada, nos modos pulsado e contínuo, e a diferentes temperaturas de operação. Observa-se que a geometria de contato de faixa e a presença de espelhos formados pelos planos cristalinos de clivagem, proporcionam ganho e realimentação optica na direção longitudinal. Os ELEDs, mesmo tendo uma região intencionalmente não- excitada que visa impedir a oscilação laser, apresentam uma transição abrupta na emissão luminosa para altas correntes de injeção, indicando que a absorção foi saturada, e o Led torna-se um laser. O presente estudo, usando-se diferentes estruturas (planar e enterrada), e diferentes materiais (InGaAsP, GaAlAs), inclui a análise comparativa do desempenho dos Leds e das condições de ocorrência do efeito de saturação da absorção.

Introdução. É sabido que um excesso de ftons na cavidade optica é necessário para manter a inversão de população e a oscilação laser. Leds, por outro lado, são supostos operar no regime de emissão espontânea, com característica luz-corrente linear; para isto é incluída uma região de absorção na estrutura dos diodos de emissão lateral (Fig.1). Entretanto, devido a ganho e realimentação optica na direção longitudinal, Eleds podem atingir a condição de oscilação quando altas densidades de ftons são conseguidas na região ativa. Diferentemente de lasers semicondutores convencionais, a saturação é atingida abruptamente e deve ser evitada nas aplicações que se deseja operação estável, especialmente em comunicações [1,2]. Num trabalho anterior [3],

estudamos esse efeito em detalhe para Eleds de GaAlAs de estrutura de contato de faixa. Outros autores [4] estudaram o efeito em diferentes estruturas e configurações, e chegaram a resultados e interpretações similares aos apresentados aqui. No presente trabalho mostramos os resultados e a análise comparativa do efeito de saturação da absorção em ELEDs de contato de faixa planares e de estrutura enterrada em GaAlAs e InGaAsP, de modo a melhor entender as condições de ocorrência do efeito [8]. Nosso estudo inclui medidas das características luz-corrente, a varias temperaturas, em regime pulsado e contínuo, e medidas espectrais da emissão dos Leds.

Resultados Experimentais. Discussão.

A estrutura e geometria básica dos Eleds estão apresentadas na Fig.1. A corrente elétrica é injetada no contato de faixa de comprimento l e largura s ; a região não-bombeada de absorção tem comprimento a ; o comprimento total dos Leds é $L=l+a$. A caracterização luz-corrente dos varios dispositivos esta apresentada nas Figs.2, 3 e 4. As Figs.2 e 3 referem-se aos Leds planares de contato de faixa em GaAlAs e InGaAsP, respectivamente. A Fig.4 refere-se aos Leds DCPBH InGaAsP, que tem tambem contato de faixa interrompido (Fig.1).

Observa-se que, no regime pulsado, todos os dispositivos apresentam o efeito de saturação da absorção, revelado na transição abrupta na potencia luminosa. O regime pulsado caracteriza-se por excitação de curta duração e difere do regime contínuo por não aquecer a junção; utilizamos pulsos de largura menor que $0.5\mu s$, e ciclo de operação menor que 1%, atendendo a condição de não-aquecimento da junção [5]. No regime contínuo, dentro das condições estudadas, só pudemos observar o efeito nos Leds de GaAlAs. Apresentamos a seguir a análise e discussão desses resultados.

O efeito de temperatura da junção parece ser um parametro determinante na ocorrência da saturação da absorção no InGaAsP, e não no GaAlAs. No modo pulsado, o efeito sempre ocorre (Figs.2 e 3), pois não ha aquecimento da junção e o guiamento da radiação e mais efetivo, tanto na região ativa como na região absorptiva.

Isto se confirma pela Fig.3a, onde a eficiência eletro-óptica aumenta bastante, diminuindo o limiar de saturação, com a diminuição da temperatura.

A fim de melhor entender as condições em que ocorre a condição de transparência (saturação da absorção) investigamos a característica luz-corrente com resolução espectral no Led #5 (Fig.5). A situação (a) refere-se a parte do espectro de energia mais alta, que tem maior probabilidade de absorção [6], e contribui para inversão de população, mas cuja emissão logo satura (curva LxI, (a)). O modo principal, posição (b), tem a maior amplitude de transição no limiar, pois é o modo com maior ganho, ou seja, maior taxa de emissão estimulada; acima do limiar, a saturação da curva LxI significa saturação do ganho e também bombeio para modos de energias mais baixas, impedindo aumento da potência óptica nesse modo. O modo de comprimento de onda mais longo, situação (c), esta sempre abaixo da absorção do material, e cresce conforme I cresce, sempre aproveitando o bombeio do modo principal.

É importante notar que o pico da emissão principal, acima do limiar, tem energia distante do máximo de emissão espontânea do material de quase 30 nm (Figs.6 e 7); verificamos que em lasers convencionais, em contraste com os ELeds, o pico de emissão acima do limiar praticamente coincide com o máximo da emissão abaixo do limiar, com deslocamento típico menor que 5nm. Atribuímos essa acentuada diferença a presença da região não-excitada. O coeficiente de absorção efetivo, próximo ao limiar, é nesse caso bem diferente nas regiões de excitação e absorção (típico, 10 cm^{-1} e 80 cm^{-1} , respectivamente) [2]. Desse modo o pico de emissão do material nunca tem alto ganho, e o ganho máximo se desloca acentuadamente para energias mais baixas, tanto para GaAlAs como para InGaAsP (Figs.6 e 7, abaixo do limiar).

No regime contínuo de injeção de corrente, o efeito de saturação da absorção nos Leds de GaAlAs ocorre, via de regra, acompanhado de histerese eletro-óptica. Nota-se que o comprimento da região de absorção é um fator determinante: quando a razão a/l (Figs.1 e 2) é menor que 0.25, não ha histerese. Isto ocorre no Led #2, em que $a/l=0,12$. Por outro lado, quando $a/l > 0.3$, pode ocorrer

histerese. Leds #1 e #3, atendem essa condição e apresentam bistabilidade optica, onde o limiar de subida é maior que o de descida. Este efeito pode ser entendido com base nas condições de guiamento e temperatura da junção. O regime contínuo dá um aquecimento na região ativa [5] que faz com que a perda saturável efetiva aumente, aumentando o limiar de subida. Quando o ganho na cavidade é suficiente para saturar a absorção, a quantidade de fótons e a realimentação optica aumentam abruptamente (chaveamento 0), e o dispositivo entra em oscilação; neste ponto fica estabelecido o guiamento por ganho. A histerese ocorre porque na descida se passa de uma situação de alta eficiência - absorção saturada, guiamento por ganho e realimentação optica - para uma situação de baixa eficiência; ou seja, a densidade de corrente necessária para manter a saturação é menor que para estabelecê-la. No regime pulsado, por outro lado, entende-se que a histerese não ocorra porque não há aquecimento apreciável na junção, de modo que a perda saturável vem a ser efetivamente a mesma na subida e na descida.

No caso do InGaAsP, em regime contínuo, a saturação da absorção não é observada devido a vários fatores. Primeiro, a faixa de temperatura estudada (Fig.3) parece não ser suficiente para neutralizar o efeito de aquecimento da junção; segundo, o coeficiente Auger de recombinação não-radiativa desse material é duas ordens de grandeza maior que o do GaAlAs [7]; terceiro, o coeficiente de recombinação radiativa do InGaAsP diminui com o acréscimo da injeção de portadores, caindo pela metade quando se passa de 10^{17} para 10^{18} portadores/cm³ [7], que é o caso na faixa de correntes de injeção nas estruturas estudadas. Ademais, o guiamento por ganho é sabidamente menos eficiente em materiais de comprimento de onda mais longo [6]. Todos esses efeitos combinam-se para diminuir a eficiência eletro-optica do InGaAsP, de modo a não se atingir densidade de fótons suficiente para saturação da absorção.

Para os Leds de estrutura enterrada (Fig.4), pode-se estender a maior parte dos argumentos acima, exceto que o guiamento por índice é real; desta forma, a parcela de luz que é perdida é menor, permitindo limiares mais baixos que nos Leds de guiamento

por ganho. Não observamos o efeito de saturação no contínuo, possivelmente devido a perdas por correntes de fuga, que será investigado.

Conclusão.

A fim de melhor entender os fenômenos de saturação da absorção e bistabilidade óptica que podem ocorrer em Leds de dupla heteroestrutura de emissão lateral - ELEDs - , estudamos esses efeitos em dispositivos de diferentes estruturas (contato de faixa e DCPBH) nos materiais InGaAsP e GaAlAs. Observamos e analisamos a ocorrência do efeito nos modos pulsado e contínuo, e a diferentes temperaturas, na faixa de 0° a 50° C. Constata-se que devido a maior eficiência quântica do GaAlAs o efeito ocorre tanto no regime pulsado como no contínuo, inclusive com a presença de bistabilidade óptica neste último; no InGaAsP, por ser material com baixa eficiência radiativa, o efeito ocorre só em pulsado, mesmo para estrutura de guiamento real. Entendemos que nas aplicações em sistemas de comunicações ópticas, a transição abrupta na potência óptica que caracteriza a saturação da absorção e a bistabilidade óptica, introduz discontinuidades incompatíveis com a operação estável desses sistemas, e deve ser evitada. Em outras aplicações, como memórias ópticas, o efeito pode ser útil.

Agradecimentos

Devemos a nossos colegas da CADO/DIT, a fabricação dos dispositivos, em particular a Jose Roberto Caumo. Agradecemos também a Dr. Navin Patel e Dra. Elsa Garmire pelas discussões e elucidação de vários conceitos.

Referencias

- 1) D.Fye - Lasers & Applications, Jan. 1987.
- 2) F.R.Barbosa - Rev. Fis. Aplic. Instr. 2 , 144 (1987)
- 3) F.R.Barbosa, R.Amaral Neto - Rev.Fis.Aplic.Instr. 4, 62 (1989)

- 4) H.Kawaguchi - IEE Proceed. 129, Pt. I, 141 (1982).
 J.McInerney, et al - IEE Proceed. 132, Pt. J, 90 (1985).
 C.Harder, K.Lau, A.Yariv - Appl.Phys.Lett. 39, 382 (1981).
 K.Genei, et al - Appl.Phys.Lett. 53, 1138 (1988).
 I.Joindot, C.Boisrobert - IEEE J.O.Electronics 25, 1659 (1989)
- 5) M.Ito, T.Kimura - IEEE J.Quantum Electron. QE-17, 787 (1981).
- 6) A.P.Agrawal, N.K.Dutta - "Long-Wavelength Semiconductor Lasers",
 Van Nostrand, New York (1986) ; H.C.Casey Jr, M.B.Panish -
 "Heterostructure Lasers", Academic Press, New York (1978).
- 7) R.H.Olshansky, et al - IEEE J.Quantum Electron. QE-20, 838(1984)
- 8) M.Ueno, R.Lang - J.Appl.Phys. 58, 1689 (1985).

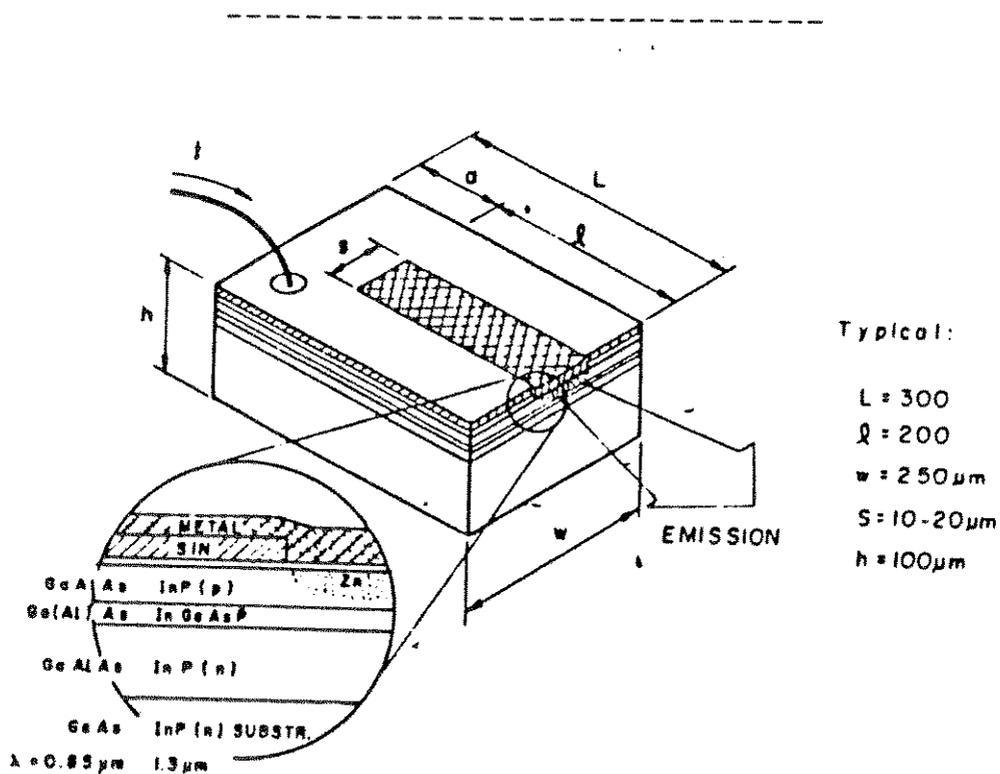


Fig.1 - Geometria e detalhe da estrutura de ELeds de contato de faixa em GaAlAs e InGaAsP.

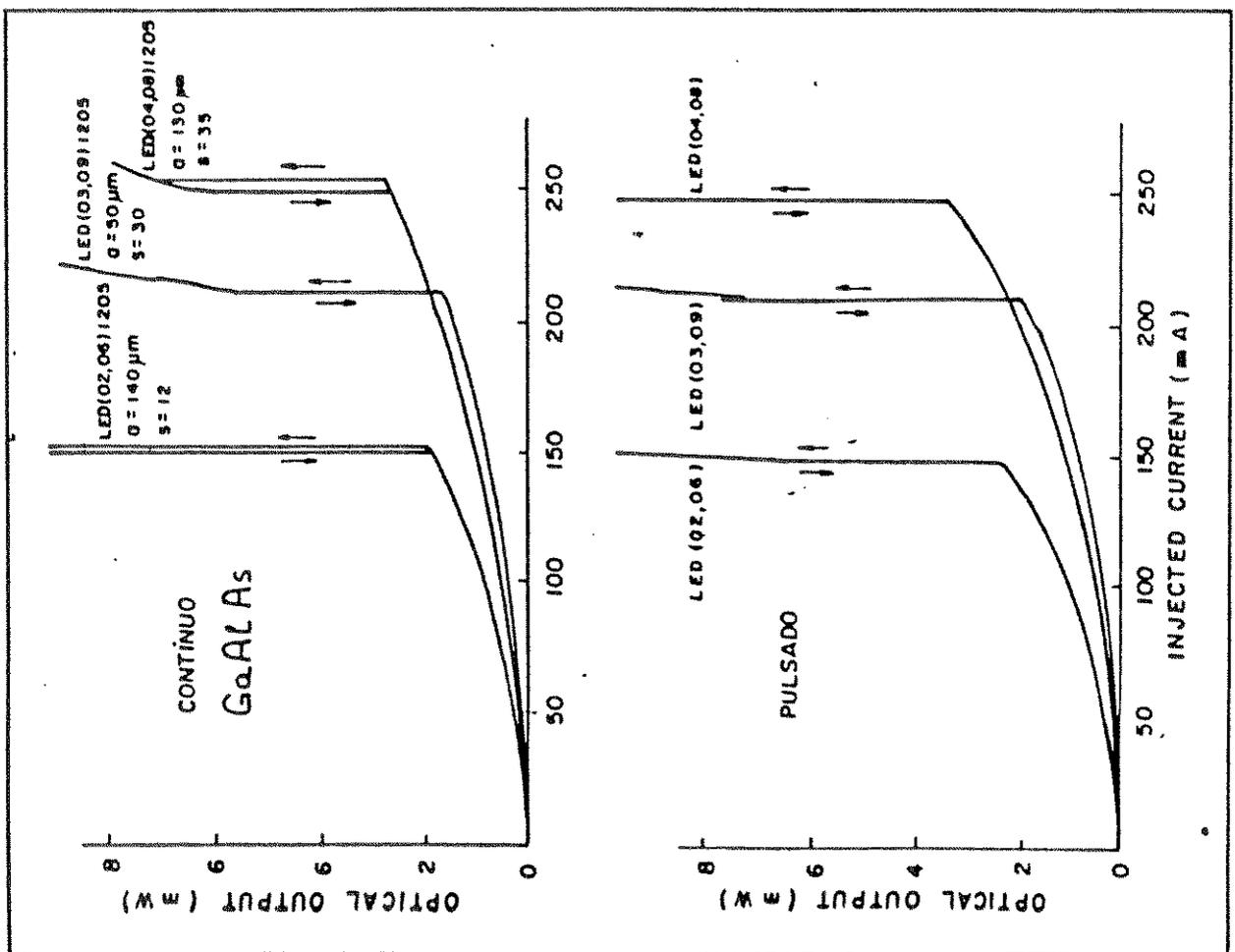
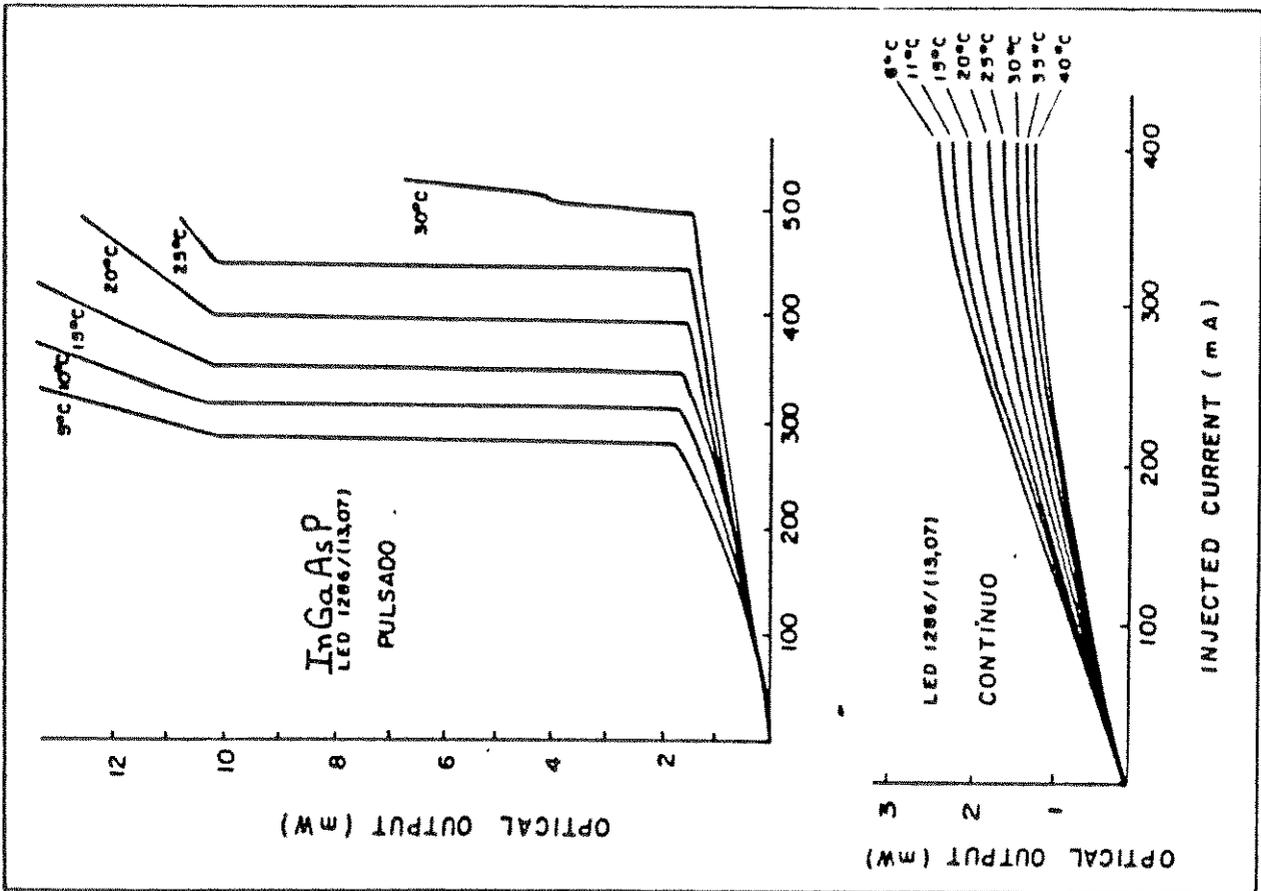


Fig. 2 e 3 - Características luz-corrente dos ELEDs GaAlAs e InGaAsP, respectivamente.

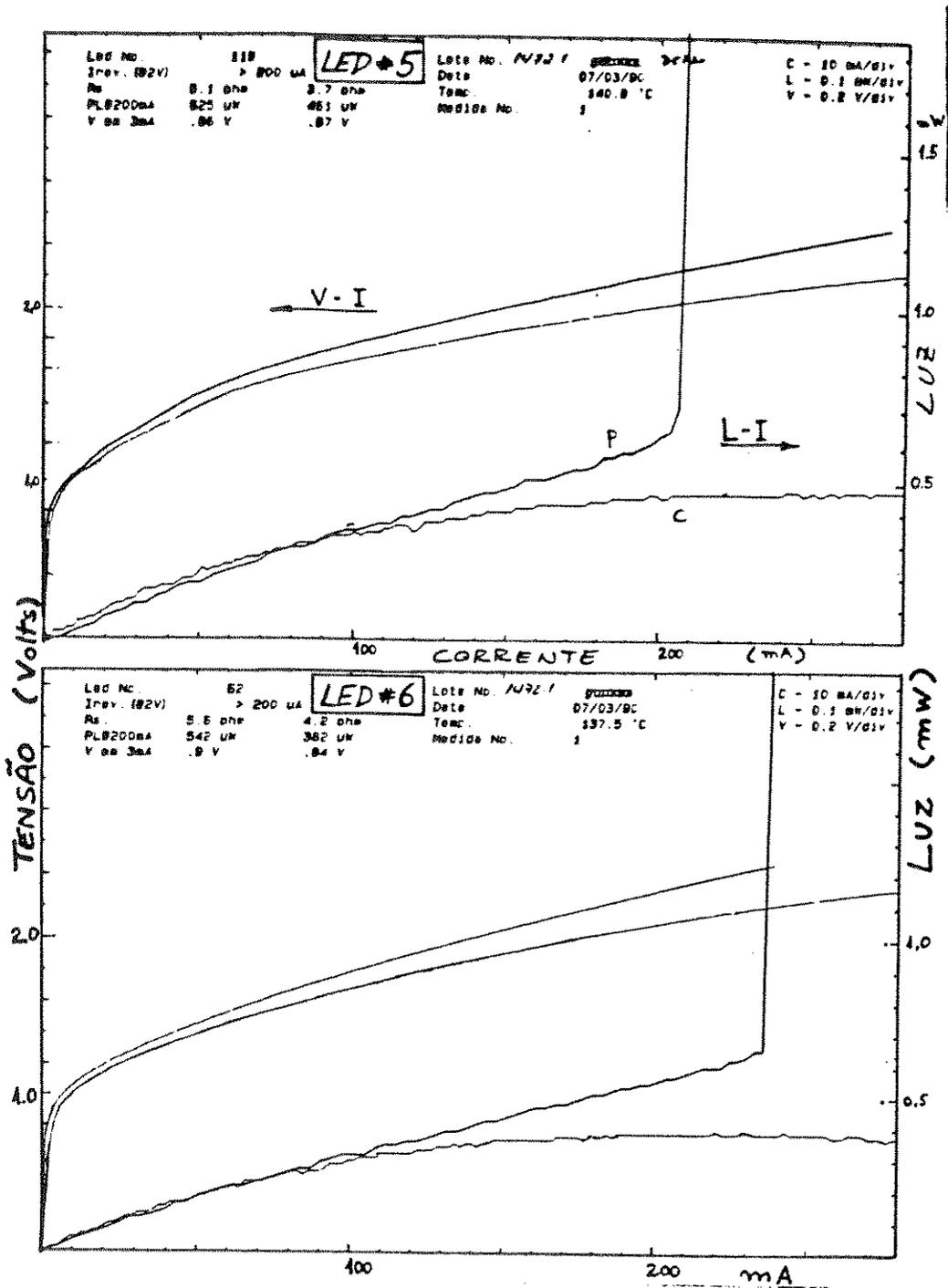


Fig. 4 - Característica luz-corrente, pulsado e contínuo, dos LEDs DCPBH.

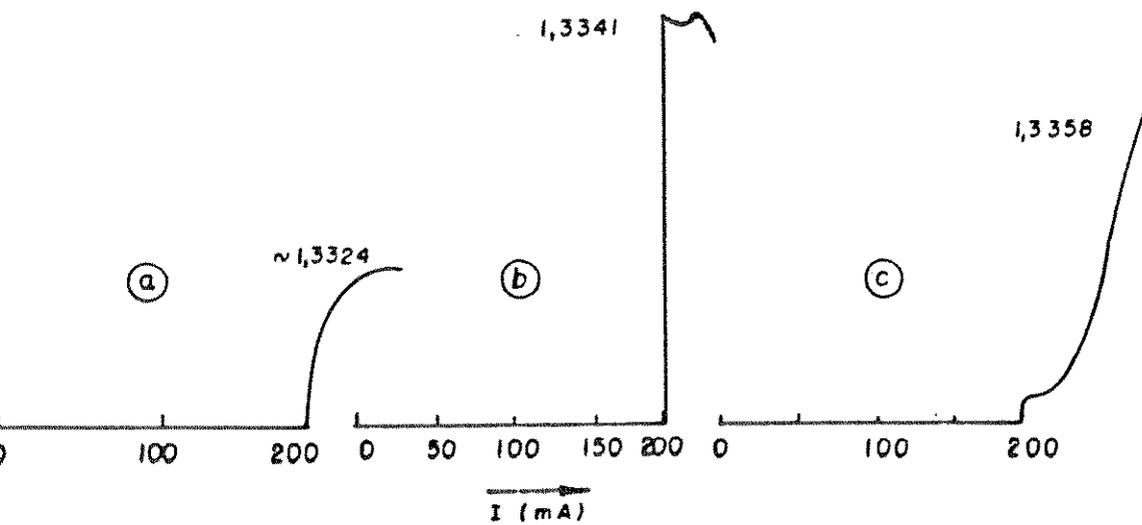
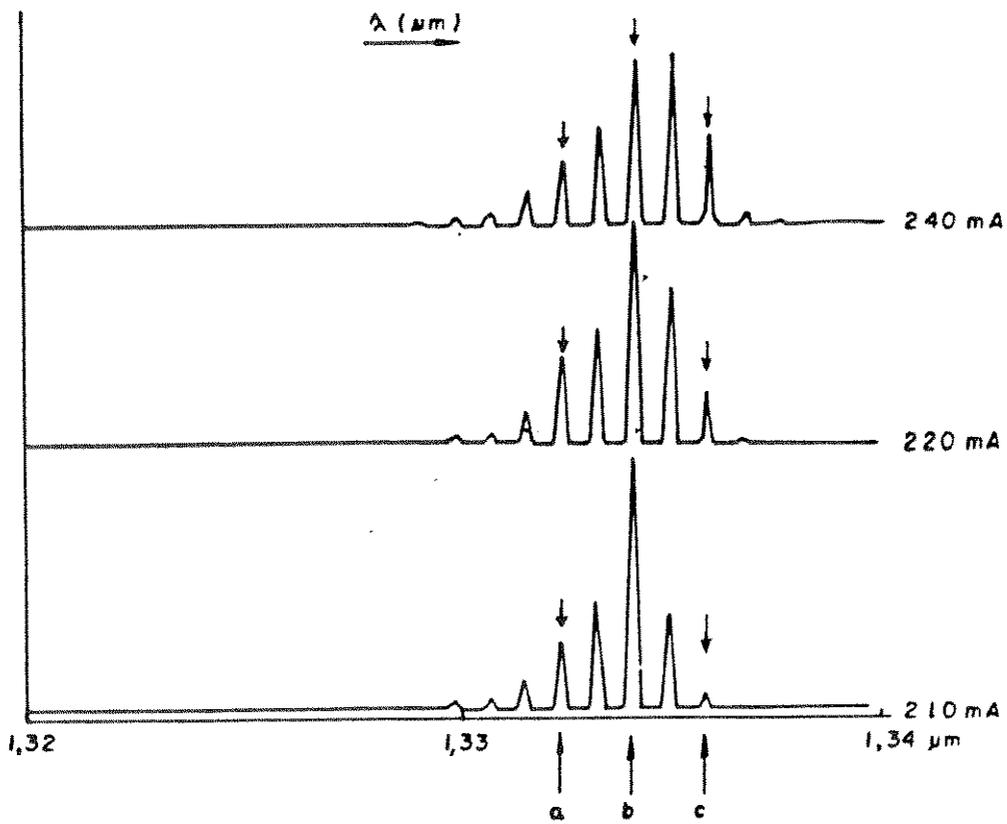
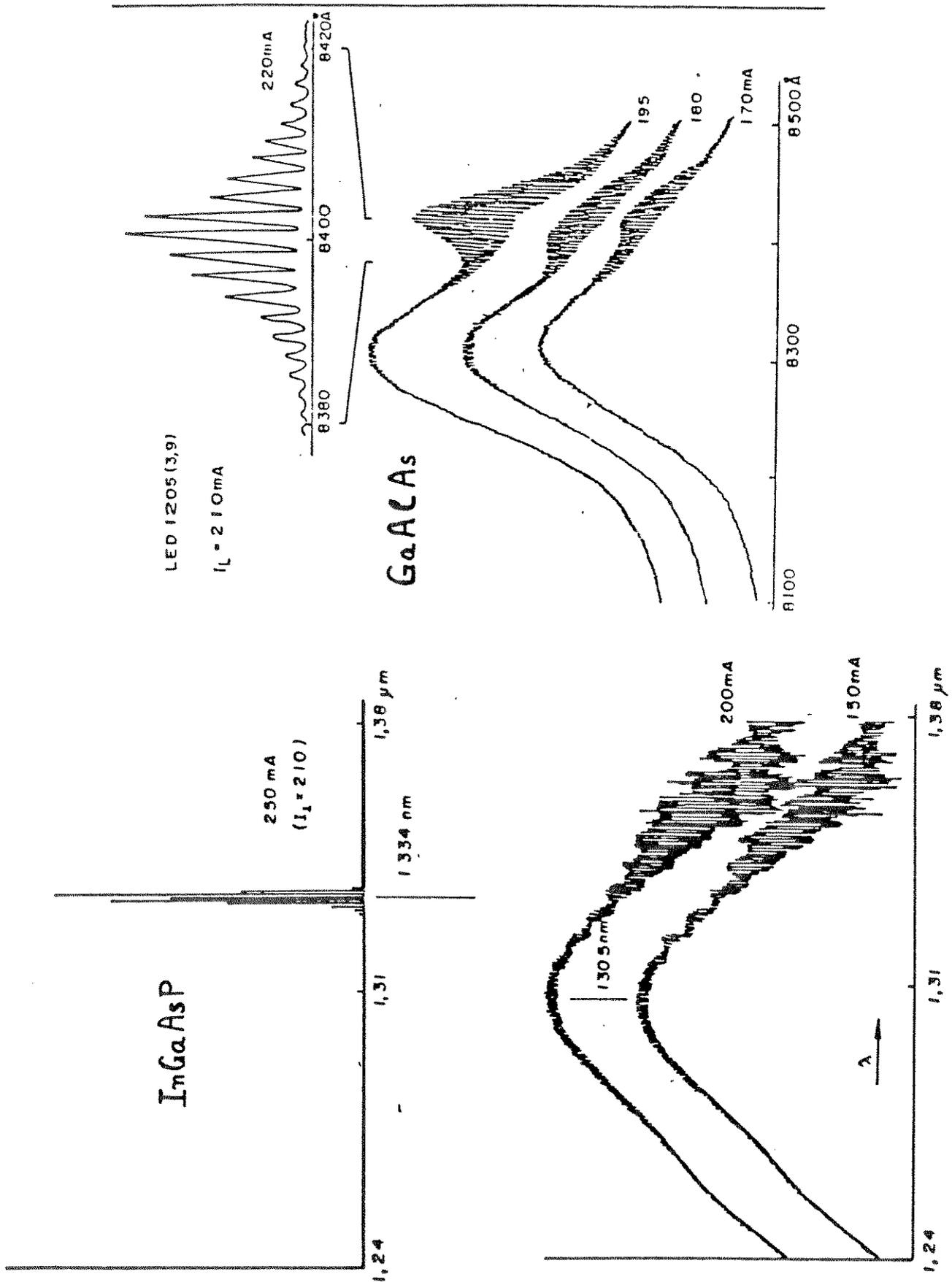


Fig. 5 - Característica luz-corrente com resolução espectral, Led #5.



Figs.6 e 7 - Espectros de emissão dos ELEDs, InGaAsP e GaAlAs, acima e abaixo do limiar de saturação da absorção.

Capítulo III

Confiabilidade

III.1 - Introdução

Sistemas de comunicação óptica requerem via-de-regra fontes de alta confiabilidade. Para tanto é necessário que se desenvolva métodos e procedimentos, bem como ensaios de confiabilidade nos dispositivos destinados a esse tipo de aplicação. Ou seja, no presente caso, precisa-se que os ELEDs desenvolvidos mantenham suas características sob quaisquer condições (dentro das faixas de temperatura, corrente, umidade, etc.) de operação especificada, a qualquer momento, e durante toda a vida útil do ELED, que tem que ser de pelo menos várias dezenas de milhares de horas, para permitir sistemas economicamente viáveis. Portanto, os ensaios de confiabilidade são indispensáveis, bem como a análise dos resultados, para que se possa otimizar os processos de confecção, montagem e testes dos dispositivos (ELEDs).

A fim de se conhecer os mecanismos de falha que ocorrem em dispositivos semicondutores, realizam-se testes de vida acelerados, estressando os dispositivos em temperatura e corrente [4,6]. A elevação da temperatura ativa defeitos latentes a temperatura ambiente, revelando falhas prematuras e a expectativa de vida de um lote de componentes. O estressamento em corrente visa verificar a qualidade dos contatos e do material das camadas epitaxiais, suas interfaces e qualidade da heterojunção, que sendo boas suportarão sem degradação altas densidades de corrente. A aceleração torna-se necessária na medida que bons dispositivos - com alta confiabilidade - tem tempos de vida de operação de centenas de milhares de horas, ou mais, com valores reportados [1, 3] superando 1 milhão de horas. Veremos a seguir, que os tempos de vida estimados para nossos ELEDs estão nessa faixa, igualando-se portanto ao estado da arte.

III.2 - Base Teórica

A maioria dos mecanismos de falha em dispositivos semicondutores tem por trás de si o desencadeamento de uma reação química, que uma vez ativada, progride levando o dispositivo a falhar. A partir disso, tem-se utilizado a equação de Arrhenius

[6,7], adaptada para explicar o tempo de vida de componentes semicondutores em função da temperatura em que estão operando.

A taxa de reação R de um determinado processo físico-químico, pode ser escrita como [6],

$$R = R_0 e^{-E_A/kT} \quad (3.1)$$

onde E_A é a energia de ativação da reação, R_0 e k constantes, e T a temperatura em que ocorre a reação. E_A pode ser entendida como a barreira de potencial que deve ser vencida para que a reação se inicie [9]. Vê-se pela eq.(3.1), que conforme a energia de ativação seja mais alta, menor será a taxa de reação a uma dada temperatura (velocidade do processo). Assim, conforme aumente a temperatura, aumentará a taxa de reação. Esta condição incorpora o princípio termodinâmico fundamental, de que em todo processo natural a entropia (grau de desordem) cresce com o aumento da temperatura [8].

Devido a multiplicidade de fatores concorrentes, a determinação de E_A é necessariamente empírica. A análise do mecanismo e do modo de falha é que vai determinar a causa da falha, mas a energia de ativação daquele dado mecanismo só é determinada experimentalmente. No que se segue, obedecemos o formalismo das refs.[6] e [7].

Se um componente, ELED no caso, está a uma temperatura elevada de operação (T_e), tem um tempo de vida τ_e , que pode ser expresso por,

$$\tau_e = \tau_0 \cdot e^{E_A/kT_e} \quad (3.2)$$

sendo que esse tempo é medido para queda de potencia optica de -3dB; se esse mesmo ELED opera normalmente a uma temperatura T_a , tem-se,

$$\tau_a = \tau_0 \cdot e^{E_A/kT_a}$$

τ_0 é um fator que inclui a densidade de corrente de operação, usualmente na forma J^x [7,11], quando esta é um dos fatores de aceleração (stress). O teste acelerado permite obter E_A , a partir da razão entre tempos de vida τ_a e τ_b , observando-se as falhas nas respectivas temperaturas T_a e T_b :

$$\frac{\tau_a}{\tau_b} = A_F = \exp \left[\frac{E_A}{k} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_b} \right) \right] \quad (3.3)$$

A_F é daí definido como o fator de aceleração. Se A_F for grande, significa que o estressamento foi alto, e o tempo de teste na temperatura T_b , corresponderá a um longo tempo de uso na temperatura T_a , considerando-se $T_b > T_a$. Fazendo-se os ensaios para várias temperaturas, pode-se determinar E_A empiricamente como o coeficiente de regressão linear num gráfico lognormal. Normalmente, quando se deseja fazer testes de vida em dispositivos potencialmente bons, portanto testes de longa duração, faz-se uma pré-seleção num teste de curta duração, tipo "burn-in", a fim de garantir que as falhas prematuras sejam eliminadas [6].

É preciso tomar muito cuidado na estimativa de E_A , pois esta depende do mecanismo (processo) de falha dominante. Em geral, para Leds, falhas devido a solda, bloco dissipador, solda de fio, ocorrem cedo, com baixa energia de ativação ($E_A \cong 0,3 - 0,4$ eV); por outro lado, falhas devido a degradação de contatos e metalizações, ruptura do dielétrico, e crescimento de defeitos no material (DLD, DSD) e interfaces, tem energia de ativação relativamente alta ($E_A = 0,6 - 0,8$ eV) [2-4]. São esses, em última instancia, os mecanismos que virão a limitar a vida útil do componente. As falhas prematuras, por outro lado, tendem a ser repentinas, cessando abruptamente o funcionamento do dispositivo.

III.3 - Resultados Experimentais e Discussão

III.3.1 - Testes de Vida

Para os testes de confiabilidade são utilizados Leds soldados em dissipador térmico. Inicialmente usamos solda de In puro ($T_f = 156^\circ\text{C}$) evaporado sobre dissipador de Cu dourado; entretanto, a fim de poder aumentar a temperatura de teste, aumentar a confiabilidade, e simplificar o processo de solda dos ELeds, alteramos o processo para solda com preforma de AuSn ($T_f = 270^\circ\text{C}$), sobre dissipador de Si metalizado (TiPtAu).

Os ensaios acelerados foram feitos nas temperaturas de 80, 100, e 120°C , em camaras controladas, em atmosfera de N_2 . No caso dos dispositivos soldados com In, não chegamos a 120°C a fim de não atingir o valor de 80% da temperatura de fusão, evitando assim mecanismos óbvios de falha. Dispunhamos de 40 vaças ("slots") para

os testes, sendo que podíamos colocar 20 e 20 em duas temperaturas diferentes. Escolhemos inicialmente dois grupos de 10 Eleds bons (Cap.II), e realizamos testes a 80 e 100°C, a 200mA (Fig. III.1a,b); após 2400hs aumentamos a corrente para 300mA, a fim de acentuar a condição de estressamento, uma vez que 200mA, além de estar dentro da faixa operacional, correspondia a $J=10\text{kA/cm}^2$, que é pouco para um Led. A inexistencia de falhas a 80°C, levou ao cancelamento do teste nessa temperatura, por ser muito branda; obtinha-se também espaço para testes a temperaturas mais altas. Colocamos então dispositivos a 100 e 120°C, com solda de AuSn; os resultados desse estressamento estão nas Figs.III.2 a,b,c.

Observamos apenas uma única falha prematura em todos os grupos, ocorrida a 200hs no grupo In/100°C, devido a solda fraca (irregular) do dispositivo. Uma outra falha ocorreu neste grupo a 3500hs, devido ao crescimento de mancha escura ("dark spot") na região ativa (Fig.III.3). Outras falhas que ocorreram foram o que chamamos de "falhas falsas" (destruição parcial ou total dos dispositivos), devidas a manuseio impróprio na colocação e retirada das camaras, e que não podem ser consideradas nos ensaios de confiabilidade, porque não estão relacionadas a nenhum mecanismo de degradação. Nos testes subsequentes (Fig.III.2) já se tomou cuidado para minimizar essas falhas.

Estimativa dos tempos de vida. Apesar de não termos conseguido acumular falhas (verdadeiras) para obter um valor experimental de E_A significativo para nossos dispositivos, os resultados experimentais mostram claramente que os mecanismos associados a baixa energia de ativação (falhas prematuras: soldas chip e fios), não são preponderantes. Portanto, serão os mecanismos de longo termo que serão responsáveis pela vida útil dos Eleds. Assim, tomamos da literatura o valor (conservador) $E_A = 0.65$ eV, para Led's similares aos nossos (dielétrico, metalizações, etc.); calcula-se pela eq.3.3, para $T_o = 100^\circ\text{C}$ (Fig.III.2a), e $T_a = 22^\circ\text{C}$, se todos os Eleds falhassem - queda de 3dB - agora (3700hs), um tempo de vida extrapolado de 860.000 hs; se tomarmos então o tempo de 5400hs (Fig.III.1b), este cálculo dá um tempo de vida de mais de 1 milhão de horas (1.260.000hs) de operação a temperatura ambiente. Estes números significam que a vida útil dos ELEDs supera facilmente a vida útil de qualquer equipamento ou sistema em que se incluia, o que é de se esperar!

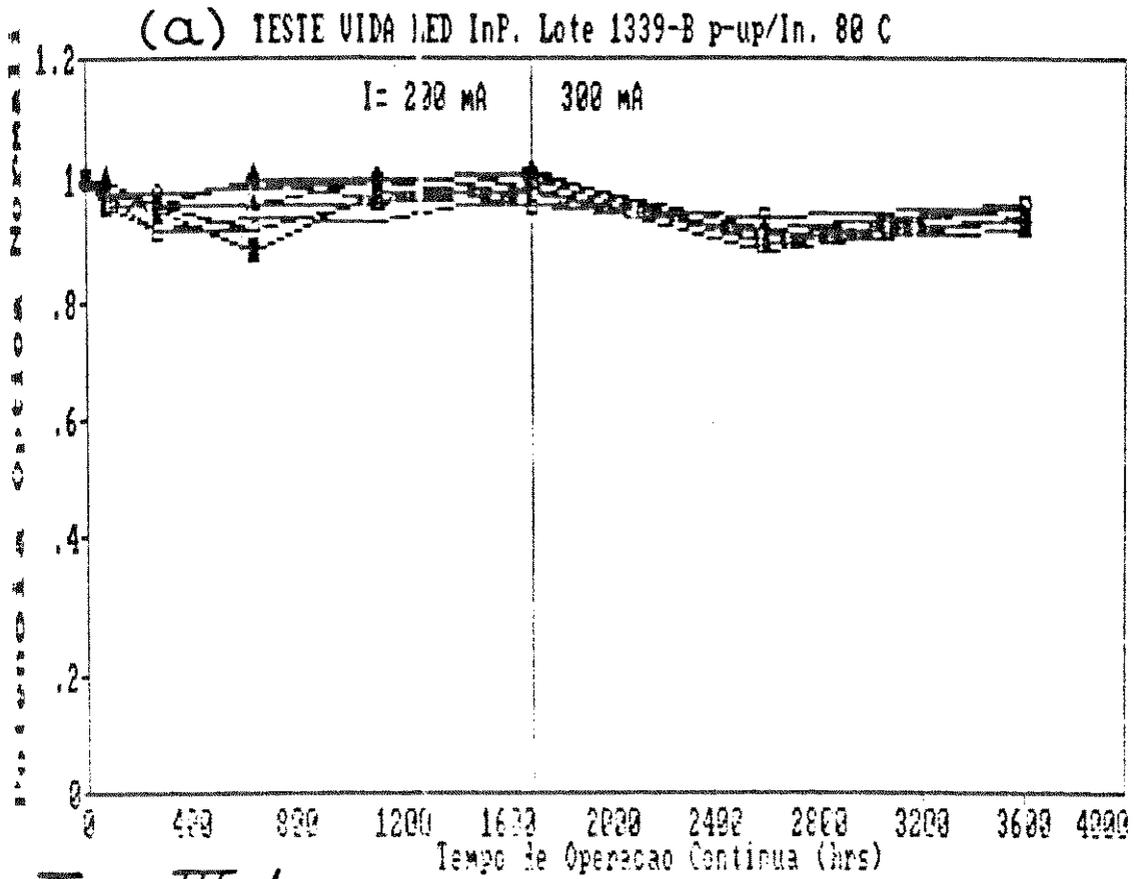
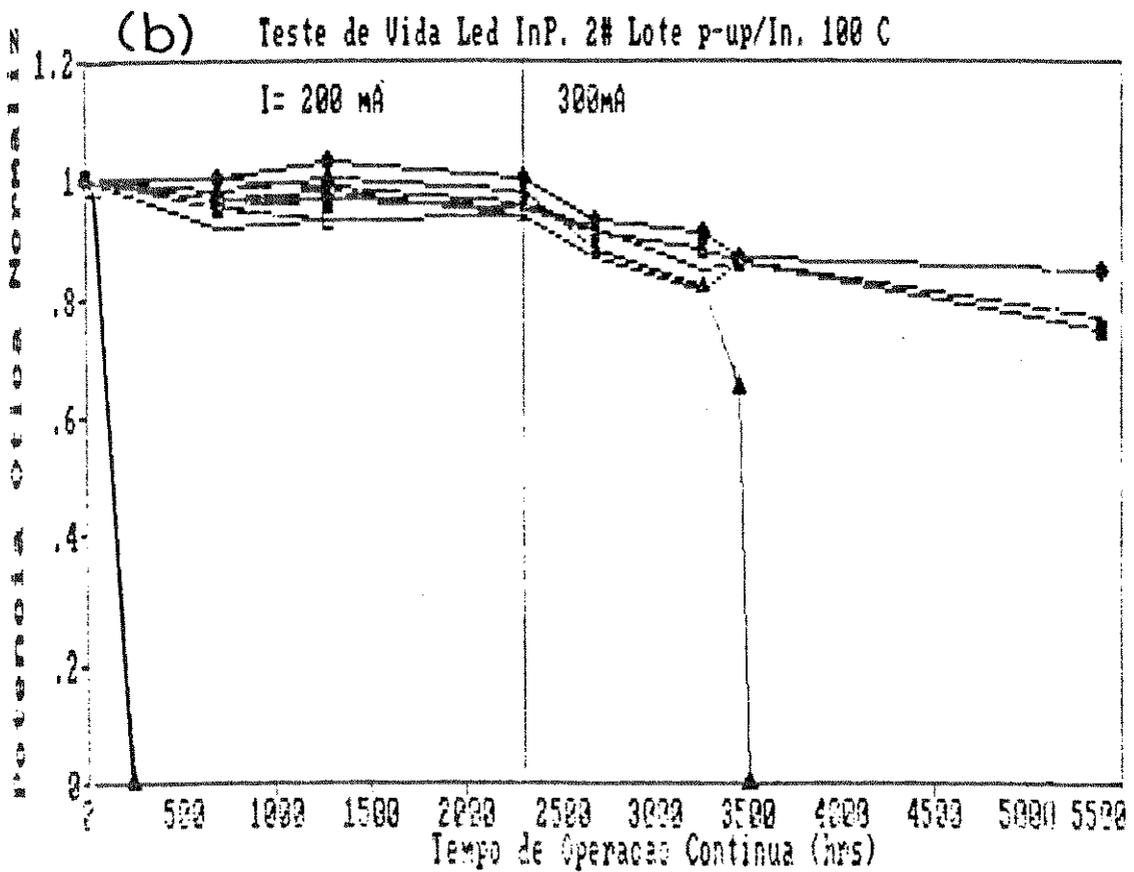


Fig. III.1



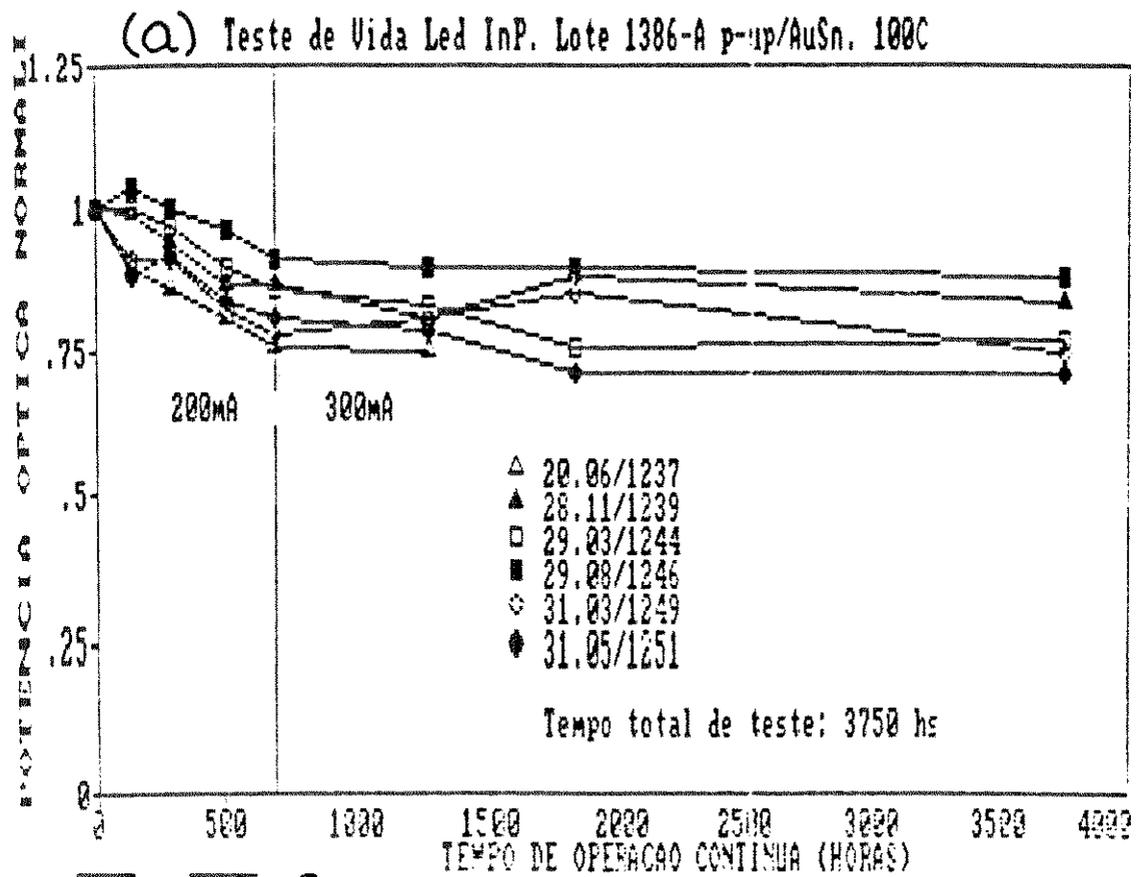
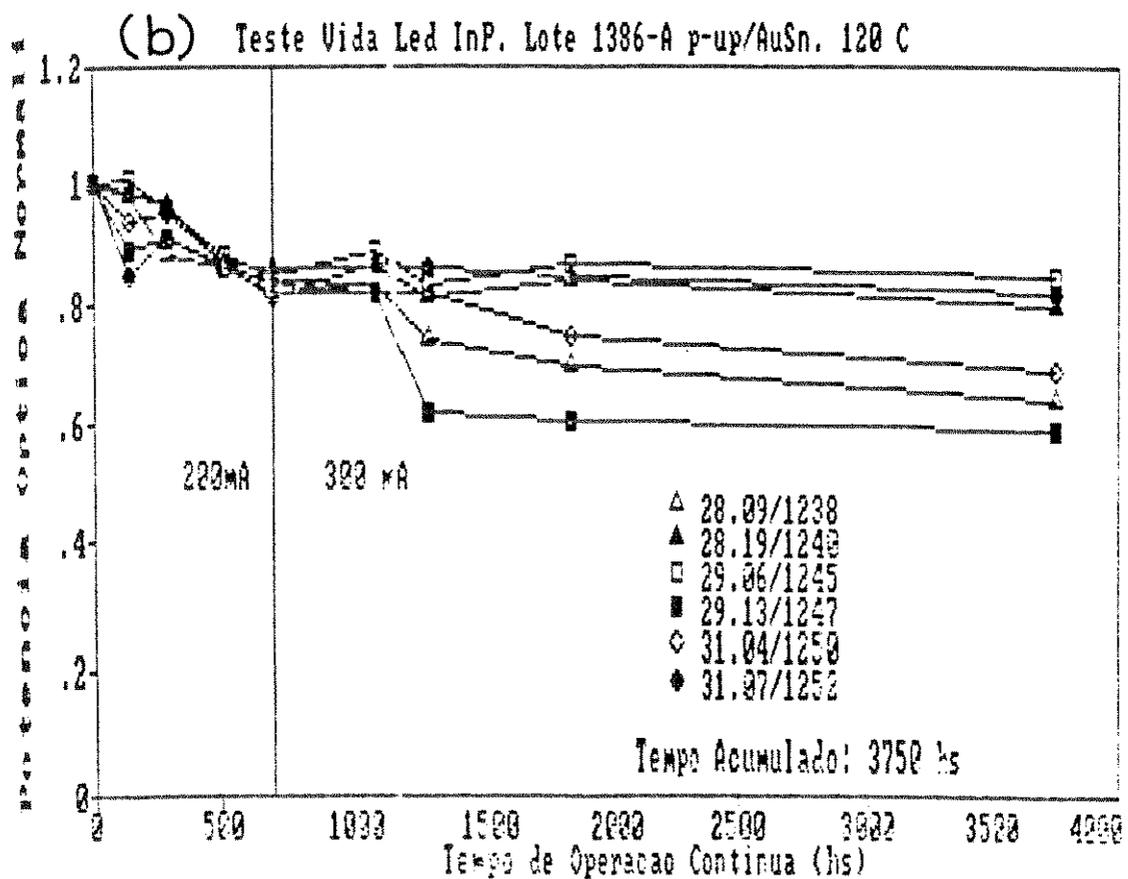


FIG. III. 2



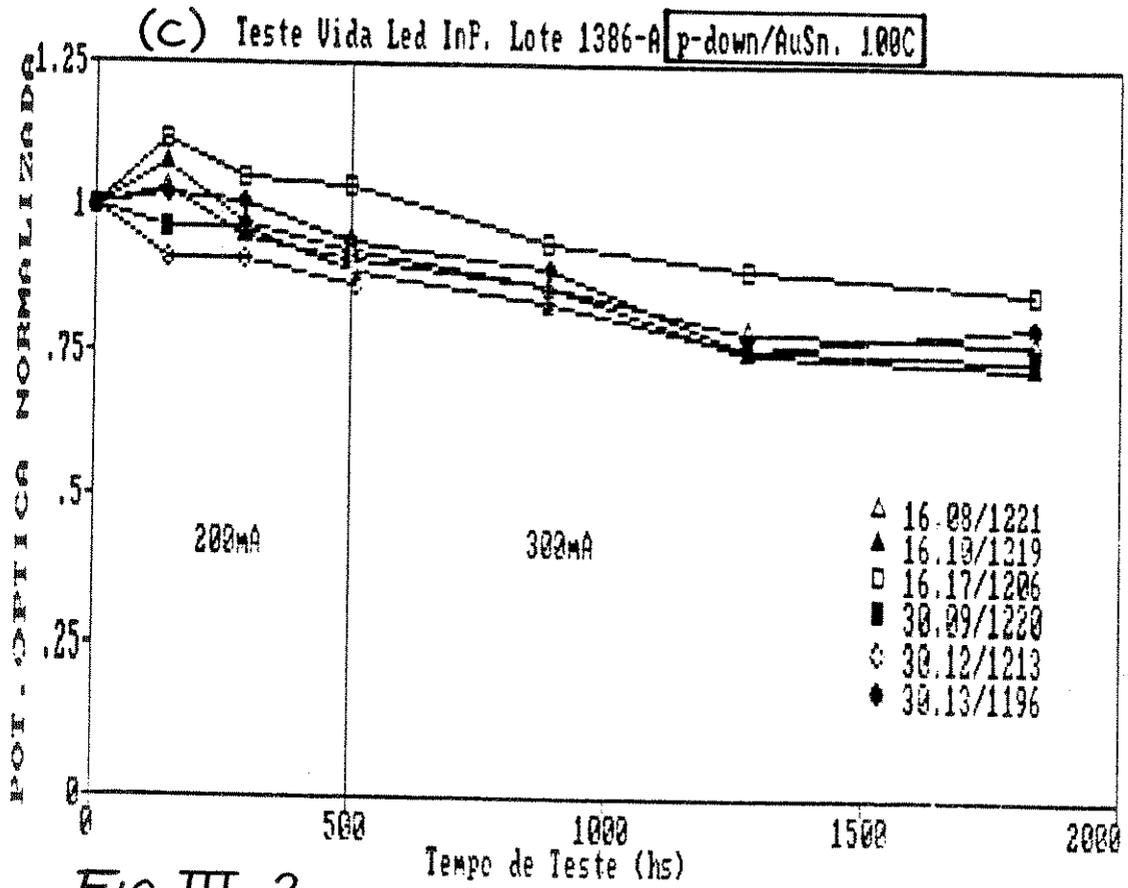


FIG III.2

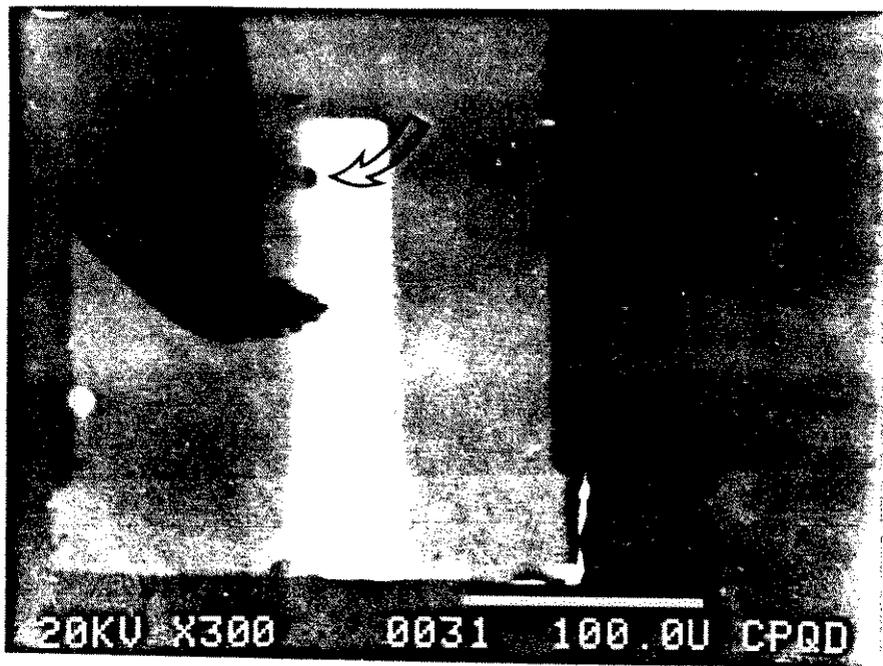


FIG. III.3

III.3.2) "Step-Stress"

A fim de tentar conseguir um "insight" acerca dos mecanismos de degradação, já que os testes de vida estavam avaros em falhas verdadeiras, utilizou-se o teste de patamares (step-stress), que consiste em submeter os dispositivos a patamares, ou degraus, alternados de temperatura e corrente. Observa-se em cada patamar, seu efeito sobre o desempenho do dispositivo, a fim de se prever qual o parametro mais sensível a induzir falhas. Existe sem dúvida uma interdependencia de parametros, e conforme aumentam-se os valores de cada patamar, o dispositivo torna-se mais sensível ao outro (ou outros, se forem mais de dois patamares). No nosso caso, usamos degraus de temperatura e corrente, com patamares de 50hs, nas temperaturas de 80 e 100°C, e correntes de 200 e 300 mA. A Fig.III.4 mostra os resultados do primeiro step-stress realizado nos ELeds; mais uma vez, os ELeds (e lasers de contato de faixa do mesmo lote) escapam degradação, terminando os ciclos praticamente como iniciaram. Um segundo teste foi realizado, com outras amostras, aumentando-se os tempos dos patamares para 100hs, e as correntes de operação para 250 e 350 mA. As temperaturas permaneceram as mesmas, por limitações das camaras. A Fig.III.5 reúne os resultados desse segundo teste; os 18 Leds foram agrupados em 4 grupos de 4 dispositivos, segundo suas taxas médias de variação - dois fugiram a essas taxas médias e foram plotados separados; não há nenhuma correlação prévia entre os ELeds de cada grupo. Vê-se que após uma acomodação inicial, tem-se ELeds com variação positiva e negativa, ao longo dos vários degraus; portanto não é possível obter informação consistente sobre E_A ou fator x (em J^x , da eq.3.3). Acerca da acomodação inicial, observamos que ocorre também para a maioria dos dispositivos em teste de vida; aliás, o objetivo do "burn-in" (que seria um pré-cozimento, mas adota-se o termo em inglês), de dispositivos semicondutores, é exatamente separar os dispositivos que se acomodam, daqueles que degradam.

Reunimos na Tabela III.1 os dados das várias amostragens dos ELeds InGaAsP/InP, utilizados nos testes de confiabilidade.

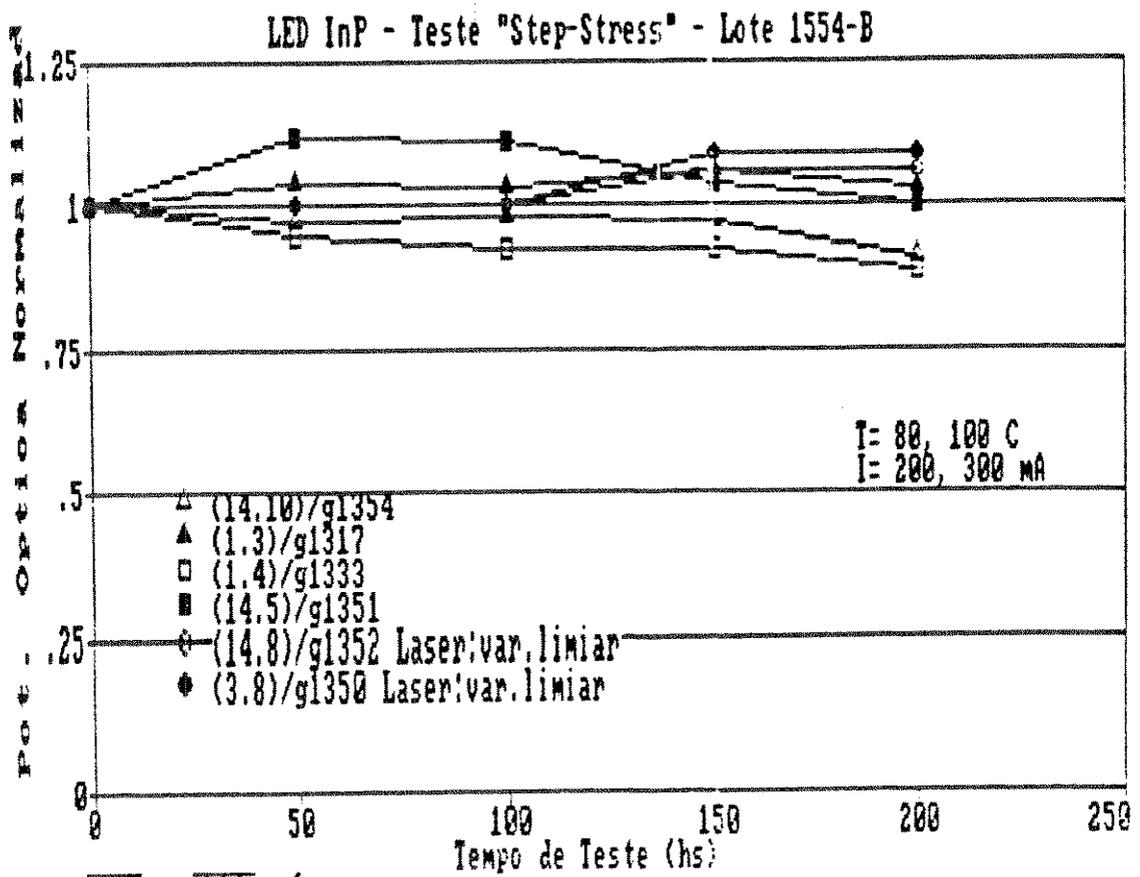


FIG. III. 4

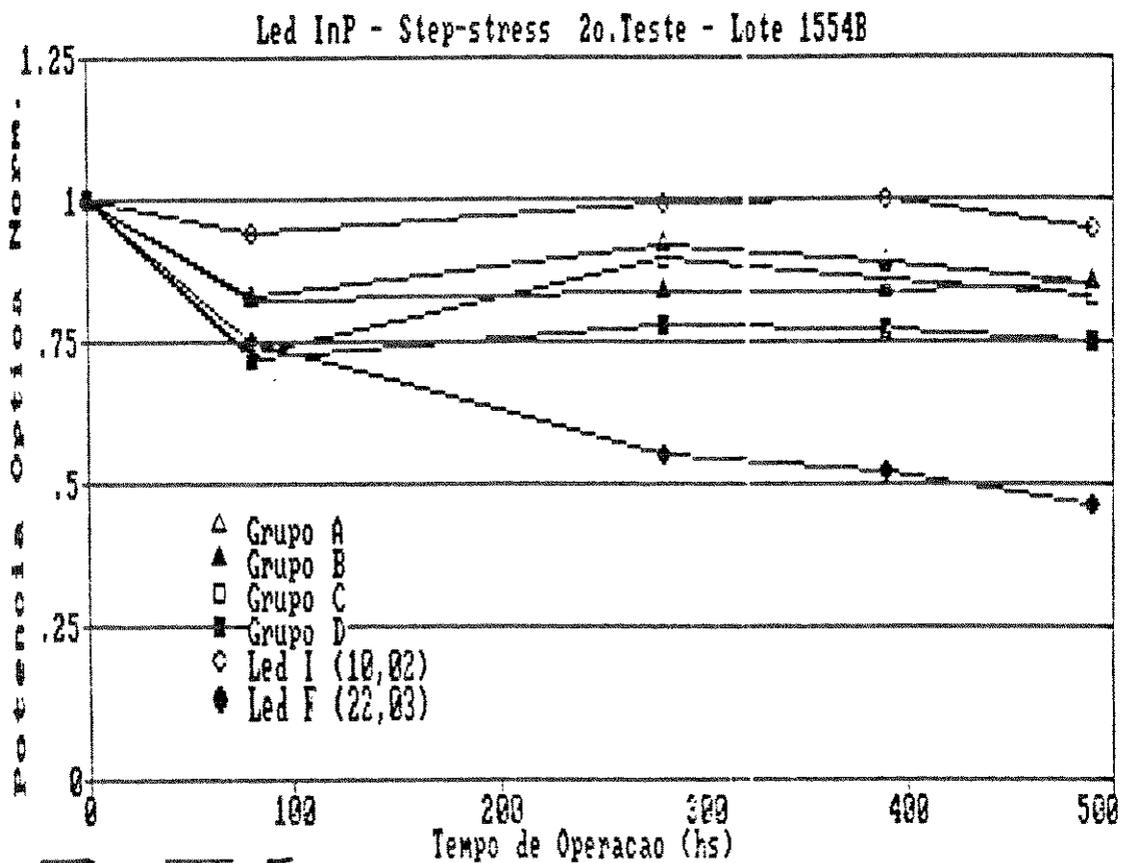


FIG. III. 5

Tabela III.1 - Distribuição dos Eleds DH InGaAsP nos testes de confiabilidade.

Lote	Quantidade	Teste realizado
1339-B	12	Teste de vida
1386-A	25	Teste de vida
1334-B	8	Step-stress
1554-B	20	Step-stress
1571-D	14	Burn-in

III.3.3) Resistencia Térmica

Nos parágrafos anteriores, sempre nos referimos a temperatura do dispositivo como a temperatura (diretamente mensurável) do dissipador, não a da região ativa. Nesta seção veremos como relacionar a temperatura externa (dissipador) com a temperatura interna (junção) do Eled. Essa diferença é dada pela resistencia térmica do dispositivo, e representa a contribuição total de vários fatores, tais como qualidade e material das camadas epitaxiais, metalizações, e soldas, do chip e dos fios de contato, para dissipação do calor gerado pela injeção de corrente na região ativa do Led. A Tabela III.2 reúne algumas informações sobre os materiais mais utilizados; inclui não só materiais efetivamente utilizados em nossas montagens (ver Caps.I e II), como também materiais que venham a ser utilizados futuramente, como SiC e AlN.

O aparato experimental e as medidas de resistencia térmica foram realizadas por P.Malberti e colaboradores [9], usando o método de variação da tensão nos terminais do diodo [10,11]. Descrevemos a seguir o método.

Verifica-se experimentalmente que, injetando uma corrente constante de referencia numa junção semicondutora, mantida a uma temperatura T, a tensão V(T) nos terminais é função linear da temperatura:

$$V(T) = V(T_a) - K (T - T_a) \quad (4.4)$$

onde V(T_a) é a tensão a temperatura ambiente T_a, e K é o fator de calibração.

Tabela IV.2 - Materiais utilizados na solda e montagem de diodos emissores de luz (Leds e lasers) [12].

Material substrato	Condutividade Térmica (W/cm. °C)	Expansão Térmica (x10 ⁻⁶ / °C)	Densidade (g/cc)	Tipo de Solda
Cobre (Cu)	4,0	16,5	9,0	In
Alumínio*	2,2	24,0	2,7	—
Kovar (FeCuNi)	0,17	5,3	8,3	In, AuSn
Silício (Si)	1,5	3,4	2,3	In, AuSn AuSi
GaAs	0,46	6,5	5,3	—
InP	0,68	4,6	n.d.	—
Diamante	20	1,0	n.d.	AuSn
Alumina (Al ₂ O ₃)	0,46	6,7	3,85	In, AuSn
AlN	3,7	4,5	n.d.	AuSn, AuSi
Berília (BeO)	2,6	6,4	2,85	In, AuSn
SiC	2,5	3,7	n.d.	AuSn
Si ₃ N ₄ (*)	0,54	3,5	n.d.	(*)
SiO ₂ (*)	0,2	0,5	n.d.	(*)

a) * - não são utilizados como substratos para solda.

b) dados estáticos, temp. amb. 25 °C.

c) n.d.- não disponível na composição da tabela.

O método consiste em deixar a junção aquecer através da dissipação de uma determinada potência P , e medir a tensão $V(T_j)$ nos terminais da junção ainda quente (temperatura T_j), logo após o corte da potência injetada. Através da medida de $V(T_j)$ é possível calcular o incremento de temperatura $\Delta T = T_j - T_a$, e em seguida a resistência térmica junção-ambiente:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P} = \frac{V(T_j) - V(T_a)}{K \cdot P} \quad (4.5)$$

A junção do Eled é aquecida através de uma sequência de pulsos com período de 5ms, injetando-se por 4750µs uma corrente direta de 60mA, e deixada resfriar nos seguintes 250µs, apenas injetando-se uma corrente de referência de 100µA. O ciclo de operação é portanto DC= 0,95. A variação $\Delta V = V(T_j) - V(T_a)$ nos terminais, é lida diretamente na tela do osciloscópio por extrapolação ao instante da comutação "off" da potência injetada.

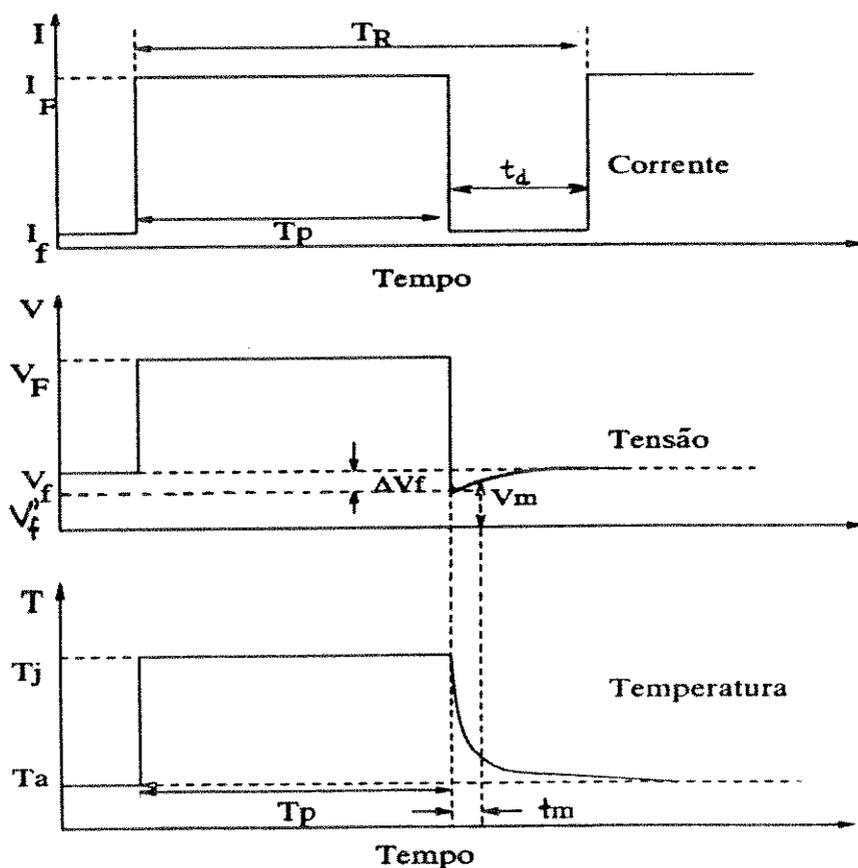


Fig. III.6 - Ilustração do método de variação da tensão.
Vide texto para definição dos parâmetros.

A Fig.III.6 acima, ilustra o método. Medindo-se os valores de K , I_F (corrente direta), e V_F (tensão direta), a resistência térmica pode ser calculada pela relação,

$$R_{th} = \frac{\Delta V}{K I_F V_F DC} \quad (3.6)$$

Nas medidas realizadas, o erro por extrapolação de ΔV no osciloscópio é no máximo 0,5mV. Para $I_F \cong 60$ mA, $V_F \cong 0,5-1$ V, e $K = 2$ mV/ $^{\circ}$ C, o erro em R_{th} pode ser no máximo 4 $^{\circ}$ C/W. O valor de K é obtido medindo-se a tensão nos terminais do diodo para duas temperaturas, uma acima e outra abaixo da ambiente (no caso usou-se 2 $^{\circ}$ C e 80 $^{\circ}$ C). Demais parâmetros da Fig.III.6: $\Delta V \cong 4$ mV, $V_f = 0,6$ mV (Led frio), $V'_f = 0,58$ mV (Led quente), $\Delta V_f = 0,02$ mV, $T_R = 5$ ms, $T_D = 4,75$ ms, $t_d = 0,25$ ms; V_m é a tensão residual após t_d ($V_m \rightarrow V_f$).

Tabela III.3 - Valores das medidas experimentais de resisténcia térmica de Eleds InGaAsP/InP.

Amostra	Montagem	K_o (mV/°C)	I_F (mA)	V_F (V)	ΔV (mV)	R_{th} (°C/W)
Lote 1386-A /solda AuSn						
123	p-dw	2,05	57.5	1.033	2.9	25.1
192	p-dw	2.03	57.4	1.046	3.0	25.9
187	p-dw	2.06	57.2	1.057	4.3	36.3
329	p-dw	2.03	58.1	1.030	3.9	33.7
667	p-dw	2.07	57.8	1.049	3.9	32.7
618	p-dw	2.02	57.8	1.058	3.1	26.4
511	p-up	1.89	57.8	1.033	4.8	44.7
672	p-up	1.85	57.8	1.066	4.8	44.3
305	p-up	1.83	57.6	1.063	4.8	45.0
200	p-up	1.85	58.0	1.066	4.1	37.7
500	p-up	1.85	58.0	1.032	4.7	44.6
598	p-up	1.81	58.5	0.950	3.5	36.6
351	p-up	1.88	57.4	1.066	4.5	41.1
Lote 1334 /solda AuSn						
1268	p-up	1.83	50.3	1.065	3.4	36.5
1277	p-up	1.82	50.2	1.062	2.9	31.6
1270	p-up	1.85	50.6	1.020	2.9	31.7
1280	p-up	1.83	50.2	0.978	2.6	30.4
1261	p-up	1.83	50.2	0.976	2.6	30.5
Lote 1522-A /solda AuSn						
1216	p-up	2.1	50.5	1.152	5.6	51.6
1256	p-up	1.72	50.7	1.130	4.7	49.8
1257	p-up	1.83	49.9	1.115	4.5	46.1

A Tabela III.3 reúne os resultados das medidas de R_{th} . Todos os Eleds utilizados foram soldados com AuSn sobre Si metalizado, Fig.III.7; isto permitiu comparar e medir a diferença entre a resisténcia térmica de Eleds com a junção para cima ("p-up"), e para baixo ("p-down").

Não foi feito estudo da resistência térmica de ELEDs InGaAsP/InP soldados com In por duas razões básicas. Primeiro, o processo de solda com In metálico é bem mais complexo que o processo com preforma de AuSn; segundo, o fator determinante da escolha, ELEDs InP soldados p-down com In sofriram degradação catastrófica acima de 50-60°C, quando havia tensão/corrente aplicada aos terminais. A análise de falha do lote [13], mostrou que a degradação ocorria, em todos os casos, devido a afinidade eletroquímica do In metálico com o substrato InP, que causava curto elétrico por eletromigração do In, ilustrado na foto da Fig.III.8. Resultados similares foram também observados por outros autores [14]. Portanto, a solda com In metálico, embora tivesse sido uma boa solução para dispositivos em GaAs, não é recomendável para dispositivos em InP, e foi descartada para ELEDs 1,3.

Os resultados na Tabela III.3 indicam que R_{th} depende mais da qualidade do lote, do que da montagem p-up ou p-down. O melhor resultado p-down é 25,1°C/W, com média 30°C/W (lote 1386-A); o melhor p-up é 30,4°C/W, com diferentes médias para diferentes lotes, 42°C/W (lote 1386-A), 32°C/W (lote 1334-B), 49°C/W (lote 1522-A). Ou seja, a diferença entre a melhor média p-up (32°C/W) e a média p-down (30°C/W) é bem menor que as diferenças entre os próprios lotes p-up, demonstrando que realmente R_{th} depende mais do lote que da configuração.

Desses resultados tira-se um critério de qualidade para resistência térmica:

- BOA: menor que 35°C/W
- ACEITÁVEL: até 45°C/W
- REJEIÇÃO: acima de 50°C/W

Conclui-se também que a resistência térmica dos ELEDs é baixa. Mesmo os valores mais altos medidos ($R_{th} \cong 50^\circ\text{C/W}$, p-up) representam, para corrente de operação 200mA, um incremento na temperatura de junção de apenas 10°C em relação ao ambiente; tanto que os resultados de testes de vida mostram a montagem p-up ou p-down como indiferente para ELEDs DH InGaAsP/InP.

A opção pela montagem p-up (Fig.III.7) traz outras vantagens. O posicionamento do chip na montagem e solda, fica grandemente facilitado com a observação da posição da faixa de contato que deve sempre estar voltada para a borda do dissipador; quando o

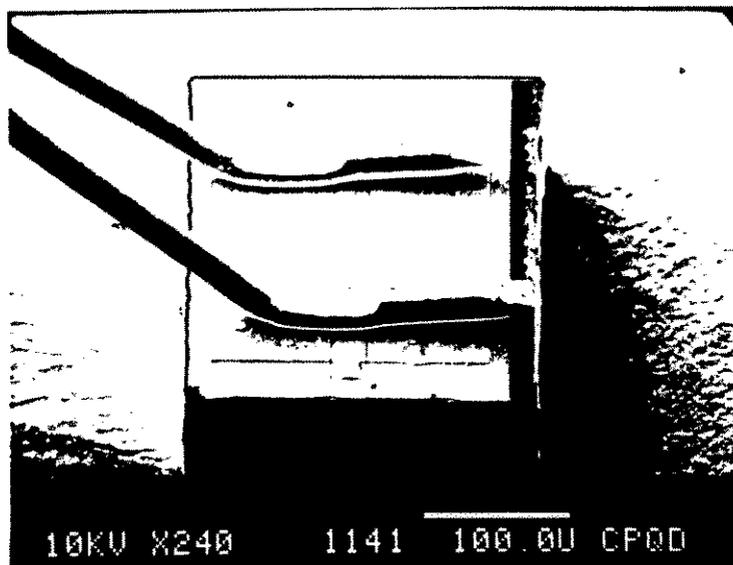


Fig.III.7 - Fotomicrografia de um *bom* Eled soldado com preforma AuSn, em bloco dissipador Si metalizado.

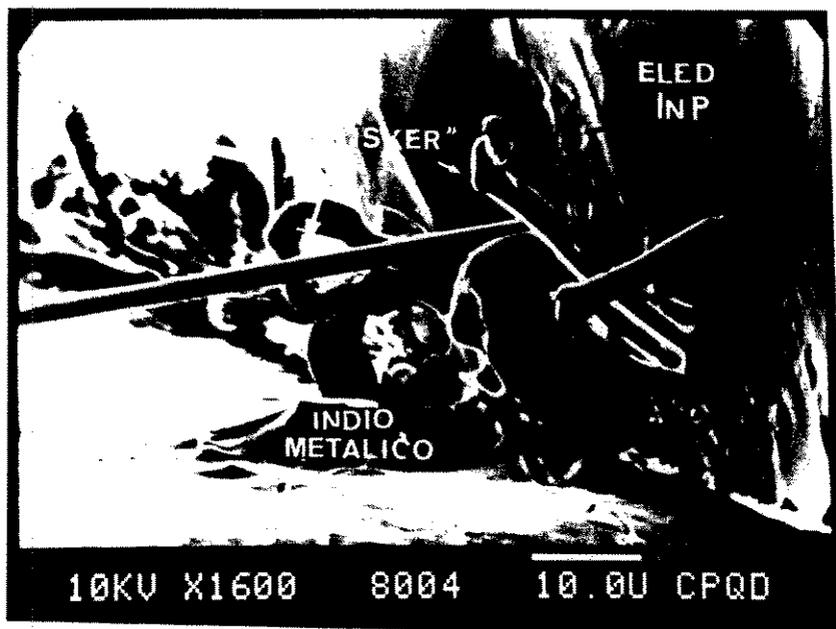


Fig.III.8 - Fotomicrografia da *degradação* da interface de solda *p-down* com In. Temperatura e corrente causam eletromigração do In metálico, provocando curto.

lado p está para baixo, não se vê a faixa de contato, e é grande o risco da região de absorção ficar voltada para o lado útil (frente do ELED soldado), fazendo com que um ELED potencialmente bom seja rejeitado. Além disso, o acoplamento com fibra óptica fica facilitado quando se pode observar a faixa de contato, pois é aí que está o feixe (invisível!), e o sinal é pequeno (Cap.II) e diminui quando o conjunto é aquecido, no processo de fixação do acoplamento por solda.

III.4 - Conclusões

Concluimos, a partir dos resultados obtidos para Eleds DH InGaAsP/InP, operando em condições estressadas em temperatura e corrente, que são dispositivos robustos e de alta confiabilidade, atendendo, e mesmo superando, os requisitos para aplicação em sistemas comunicações ópticas.

Os testes realizados incluíram testes de vida com corrente contínua até 350mA, e temperaturas de 80, 100 e 120°C. Demonstrou-se que temperaturas abaixo de 100°C são "suaves" para os Eleds DH InGaAsP/InP aqui desenvolvidos, e que degradação apreciável em temperatura só deverá ocorrer bem acima de 120°C.

A determinação experimental de E_A não foi possível devido ao reduzido número de falhas, e por requerer camaras que operassem acima de 140°C, com correntes de operação até 300mA (ou mais), a fim de ativar/acelerar mecanismos de degradação.

Medidas de resistencia térmica mostraram a alta qualidade de solda e montagem dos dispositivos, sempre com valores de $R_{th} < 50^\circ\text{C/W}$.

Enfim, tivemos a oportunidade de desenvolver todo um aparato experimental para ensaios de confiabilidade de Leds, com todas as montagens e camaras desenvolvidas em nossos laboratórios, inclusive os circuitos de controle das camaras térmicas, e o circuito para implementação da medida de resistencia térmica.

BIBLIOGRAFIA :

- 1) R.H.Saul - "Recent advances in the performance and reliability of InGaAsP Leds for Lightwave Communication Systems", IEEE Trans.Electron Dev. ED-30, 285 (1983).
- 2) M.Fukuda - "Reliability of InGaAsP/InP Leds and lasers", J.Lightwave Tech. 6, 1488 (1988).
- 3) M.Ettenberg, G.Olsen, F.Z.Hawrylo - "Reliability of 1.3 μ m InGaAsP/InP Edge-emitting Leds for Optical Communications", IEEE J. Lightwave Tech. LT-2, 1016 (1984).
- 4) C.Zipfel, A.K.Chin, M.DiGiuseppe - "Reliability of InGaAsP Leds at high current density", IEEE Tran.Electron Dev. ED-30, 310 (1983)
- 5) H.Temkin, C.Zipfel, V.G.Keramidas - "High-temperature degradation of InGaAsP/InP Leds", J.Appl.Phys. 52, 5377 (1981).
- 6) E.C.Moura - "Confiabilidade de Semicondutores", Qualitec, São Paulo, 1990.
- 7) B.M.Hawkins - "Phenomenological model for degradation of Leds", IEEE Electronic Compon. Conf., New Orleans, USA, 1984.
- 8) F.Reif - *Statistical and Thermal Physics*, Academic Press International, London, 1975.
- 9) P.Malberti, C.Sala, M.Giansante - Relatório Técnico CPqD (1990)
- 10) T.Szirany - "Thermal Impedance measurement of laser diode chips using electrical methods", Int.J.Electronics 63, 153 (1987).
- 11) M.Fukuda - *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and Leds*, Artech House, Boston (1991).
- 12) A Tabela III.2 foi montada a partir de dados em: J.Licari, *Hybrid Microcircuit Technology Handbook*, Noyes Publications, Park Ridge NJ, 1988; e J.R.Tyler, *Hybrid Circuit Technology*, p.25, Março 1990.
- 13) M.Giansante - Relat.Técnico Led-PDE, CPqD-Telebrás, Fev. 1989.
- 14) K.Mizuishi - J.Appl.Phys. 55 (2), 289 (1984).

CAPITULO IV

CONCLUSAO

IV.1) Síntese do Trabalho

O objetivo principal deste trabalho, desenvolvimento de fontes de baixo custo e alto desempenho, foi plenamente atingido; inicialmente com ELEDs de dupla heteroestrutura em GaAlAs/GaAs, emitindo em $0,85 \mu\text{m}$, acoplados a fibras multimodo; posteriormente com ELEDs InGaAsP/InP, emitindo em $1,3\mu\text{m}$, acoplados a fibras mono e multimodo. Para alcançar essa realização foram necessários extensivos estudos da física dos dispositivos, características dos materiais, metalurgia de soldas e montagens, óptica dos feixes emitidos e guiados, e detalhado acompanhamento de todas as etapas de confecção e caracterização dos ELEDs.

Conseguiu-se assim, uma integral capacitação tecnológica, desde o crescimento epitaxial dos cristais semicondutores, passando por processamento, testes, solda e montagem, até o acoplamento com fibras e encapsulamento para utilização em campo, sob as mais diversas condições.

Para os ELEDs de GaAlAs, emitindo na janela espectral de $0,85 \mu\text{m}$, foram obtidos consistentemente resultados de potencia óptica acima de 2mW , banda passante acima de 120MHz , emissão espectral entre 810 e 830nm , com largura espectral típica de 25nm , e potencias acopladas a fibras multimodo superando $500\mu\text{W}$.

Para os ELEDs InGaAsP $1,3\mu\text{m}$, conseguiu-se mais de 1mW de potencia óptica emitida, com frequencias de corte (-3dB) superando sem dificuldade 150MHz , resultando em dispositivos que podem atuar em sistemas com produto banda x potencia até 200MHz.mW , com emissão espectral ajustada para $1280-1310\text{nm}$, e largura de $60-70\text{nm}$. O acoplamento com fibras multimodo, mesmo sendo intrinsecamente menos eficiente que para o GaAlAs, resultou em mais de $100 \mu\text{W}$ na fibra; no acoplamento monomodo conseguiu-se mais de $10\mu\text{W}$ acoplados a fibra.

Em ambos os casos, os encapsulamentos metálicos realizados preservam todas as características da sub-montagem, permitindo o uso dos ELEDs nas mais variadas e adversas condições de campo, em umidade acima de 90% , temperaturas acima de 80°C , e vibração

maior que 10 g .

Nos estudos de confiabilidade tivemos a oportunidade de ampliar nosso conhecimento nos aspectos teóricos e experimentais da metodologia de ensaios acelerados, com estressamento em temperatura e corrente. Nos estudos de resistencia térmica, foi desenvolvido um novo circuito, que permitiu implementar o método de variação da tensão. Valores de resistencia térmica abaixo de 30°C/W foram observados, com a média pouco acima disso. Tempos de vida , projetados a partir de valores esperados de energia de ativação, podem superar 500.000 hs de operação contínua, a temperatura ambiente.

Tivemos várias soluções tecnológicas originais ao longo do trabalho , como desenvolvimento de máscaras de contato , canais de clivagem , crescimento de camadas semicondutoras ultra-finas por LPE, e outras, que colocam este trabalho no estado da arte internacional. Os encapsulamentos desenvolvidos, pela sua originalidade e aplicação em campo, valeram-nos ambos patentes de invenção, demonstrando que ainda podemos nos lançar à vanguarda da tecnologia de dispositivos optoeletronicos.

Por sua simplicidade, os Leds nos permitiram observar e acompanhar a evolução dinamica de suas características, levando ao entendimento dos conceitos básicos envolvidos. Pudemos assim propor uma expressão simples para a potencia óptica emitida por ELEDs, desenvolvida de modo independente por nós, e ao que se saiba , original. Pode-se também prover interpretações inequívocas dos resultados de resposta em frequencia e características espectrais. Tivemos inclusive algumas surpresas, como os efeitos de saturação abrupta da absorção e bistabilidade óptica, cujo entendimento posterior partiu de sua observação imprevista, com a interpretação inicial de "defeito"; comprovando de novo a necessidade de atenção , astúcia e criatividade em pesquisa e desenvolvimento.

IV.2) Novos Rumos

Certamente um primeiro passo após a conclusão deste trabalho é um modelamento aprimorado dos ELEDs. Julgamos necessário entender melhor os modelos dinamicos que regem a resposta em frequencia de Leds, e o comportamento da potencia óptica no modo

pulsado, para diferentes larguras de pulso e ciclos de operação.

Por outro lado, trabalhos promissores já iniciados [1] em dispositivos bistáveis usados como amplificadores de onda estacionária (amplificadores Fabry-Perot bistáveis); esses dispositivos são a extensão natural do trabalho iniciado (fortuitamente) com os ELEDs em que se observou saturação da absorção. Estamos agora interessados em construir dispositivos em que se possa controlar o efeito, inclusive de modo dinâmico, através a implementação de contatos multieletrodo. Esta linha de pesquisa é promissora no desenvolvimento de chaves e moduladores ópticos a semicondutor, no ambiente de processamento óptico de sinais, dispensando a "eterna" conversão eletro-óptica-eletro-óptica..., plenamente utilizada hoje.

Nessa mesma linha, mas seguindo rumo diferente, estamos iniciando trabalhos com uma outra classe de dispositivos que lançam mão da emissão espontânea amplificada. Estamos falando dos amplificadores ópticos de onda caminhante a semicondutor, ou simplesmente AOS. Esses dispositivos são na verdade ELEDs superluminescentes, obtidos a partir de lasers semicondutores de guiamento por índice [2], onde se faz alguma ginástica tecnológica (inclinação da faixa de contato, deposição de camada AR com índice de refração bem controlado) para evitar a oscilação (onda estacionária); desse modo, o sinal que chega ao AOS "rouba" o ganho da cavidade e é amplificado, com alta pureza espectral, com alta velocidade e preservação de fase (emissão estimulada coerente). Os AOS tem a (incrível) peculiaridade de serem transparentes a taxa de transmissão, até alguns GHz, por trabalharem no regime de absorção saturada; são portanto extremamente atraentes para substituir de modo econômico e eficaz, os atuais repetidores de linha, que a cada passo realizam conversão eletro-óptica-eletro..., aumentando a complexidade dos enlaces de linha óptica, e diminuindo sua confiabilidade. Os AOS, em contraste, simplificam os enlaces, mantendo o sinal no domínio óptico, e apresentam confiabilidade tão elevada quanto lasers, ou mesmo ELEDs convencionais.

Vemos portanto que as bases conceitual e tecnológica desenvolvidas no presente trabalho, permitem muitas possibilidades, que um pouco de criatividade e muito trabalho podem fazer frutificar. Ficamos, enfim, com o pensamento alumbrador de

Blaise PASCAL,

"L'Imagination se laissera plutôt de concevoir,
que la Nature de fournir."

† † †

Referencias:

- [1] F.R.Barbosa - "Amplificador óptico Fabry-Perot", XV Encontro Nac.Fís.Mat.Condensada, Caxambú MG, Anais do G.T.Óptica, H. Fragnito ed., Soc.Bras.Fís., Maio 1992.
F.R.Barbosa, J.R.Caumo - "Gain-saturation and optical bistability in Fabry-Perot amplifiers", 1992 Annual Meeting of Optical Society of America, Albuquerque NM (USA), September 1992, aceito para apresentação.
- [2] F.R.Barbosa, J.R.Caumo, Edna Sato, A.Flacker - "Uma nova estrutura para amplificadores ópticos a semicondutor em 1,3 e 1,55 μm ", V Simpósio Est.Lasers e Aplic., IPEN, São Paulo SP Outubro 1992, aceito para apresentação.

Apendice A

Homojunções e Heterojunções

Este Apendice tem como objetivo fornecer a teoria básica e os conceitos físicos envolvidos nas junções p-n. Definiremos homojunções e heterojunções; mostraremos como e porque dispositivos emissores de luz de alta eficiência necessitam de heteroestruturas duplas. É feito também o cálculo do potencial embutido na junção, quando da sua formação; a partir do cálculo do potencial embutido, calcula-se a extensão da região de depleção para um ELED real.

Ao final abordamos parâmetros dinâmicos, como as correntes através da junção, e discutimos a equação de Shockley.

Homojunções são a forma mais simples de junção p-n (Fig.A.1a). São constituídas de um mesmo material, mesmo gap E_g , apenas diferindo na natureza dos portadores majoritários: elétrons (dopante tipo n) e buracos¹ (tipo p).

Ao se formar a junção, os níveis de Fermi dos materiais p e n igualam-se, e forma-se uma barreira de potencial V_D , dito potencial embutido. Este potencial impede o fluxo de cargas através da junção depois de estabelecido o equilíbrio. Forma-se assim uma região de carga espacial, fixa, que depende de V_D , e que estabelece a neutralidade elétrica da junção; chama-se indiferentemente esta região como região de depleção. Veremos adiante o cálculo de V_D e da extensão da região de depleção, quando virmos heterojunções.

Em termos da energia do gap E_g , e das densidades de portadores e de estados das bandas, temos [1-3],

$$\begin{aligned} qV_D &= E_g - kT \ln(N_C/n_n) - kT \ln(N_V/p_p) = \\ &= E_g - kT \ln(N_C N_V / n_n p_p) \end{aligned} \quad (A.1)$$

n_n e p_p são as densidades de portadores majoritários livres, ou seja, número de impurezas ionizadas, dos lados n e p respectivamente; e as densidades de estados N_C e N_V , das bandas de condução e valência, são, na aproximação de bandas parabólicas,

$$N_C = 2 \left[2\pi m_c^* kT/h^2 \right]^{3/2}$$

$$N_V = 2 [2\pi m_V^* kT/h^2]^{3/2}$$

m_C^* e m_V^* são as massas efetivas de elétrons e buracos, que no GaAs (e no $Ga_{1-x}Al_xAs$, $x < 10\%$) [1,2] valem,

$$m_C^* = 0,07 m_0, \quad m_V^* = 0,47 m_0,$$

$$m_0 = 9,11 \cdot 10^{-28} g$$

Como existem buracos leves e pesados, m_V^* é uma média:

$$(m_V^*)^{3/2} = (m_{Vp}^*)^{3/2} + (m_{Vl}^*)^{3/2}$$

No equilíbrio termodinâmico, $n_i^2 = N_C N_V \exp[E_g/kT]$, donde

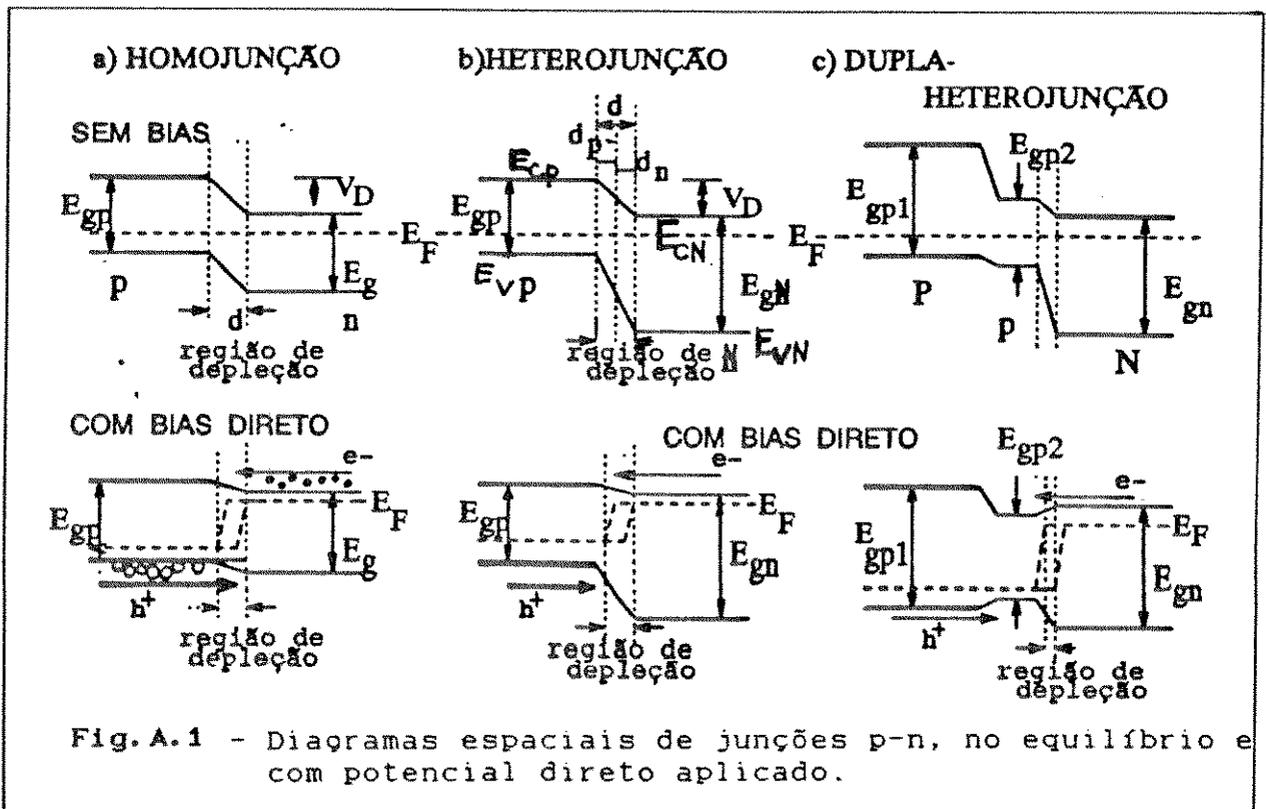
$$E_g = kT \ln(N_C N_V / n_i^2)$$

Daf, a expressão (A.1) pode ser reescrita como,

$$qV_D = kT \ln(n_n p_p / n_i^2) \quad (A.2)$$

mas, $n_n p_n = n_p p_p = n_i^2$, portanto

$$V_D = kT/q \ln(p_p / p_n) = kT/q \ln(n_n / n_p) \quad (A.3)$$



Quando um potencial V é aplicado diretamente na junção, o potencial embutido reduz-se para

$$V'_D = (V_D - V) ;$$

Com a diminuição da barreira, elétrons e buracos injetados podem difundir através da junção sem se recombinarem. Isto faz com que a homojunção tenha baixa eficiência para geração de luz.

Heterojunções são formadas por materiais diferentes (necessariamente), com diferentes energias de banda proibida (geralmente). Podem ser isotipo (mesma natureza elétrica, n-n, p-p) ou anisotipo, do tipo p-N (gap maior tipo n) ou n-P (gap maior p); no primeiro caso, o confinamento eficiente é de elétrons, no segundo de buracos. A Fig. Al b ilustra uma heterojunção p-N, que pode ser constituída, por exemplo, de GaAs(p)/GaAlAs(n) ou InGaAsP(p)/InP(n). Note-se que no primeiro caso, o binário (GaAs) tem gap menor, e o ternário gap maior; no segundo caso, o binário (InP) tem gap maior, e o quaternário gap menor.

Heterojunções duplas, são enfim, as únicas que podem confinar elétrons e buracos. Na Fig. Alc está representada uma junção tipo P-p-N, tal como as que utilizamos nos Eleds apresentados neste trabalho. A heterojunção isotipo P-p confina elétrons; a heterojunção anisotipo p-N confina buracos. Assim, a dupla heteroestrutura proporciona confinamento efetivo de ambos tipos de portadores injetados na região ativa, proporcionando também guiamento óptico. A estrutura de materiais de gap grande envolvendo a camada (ativa) de gap menor criam um guia de onda, devido ao batente de índice de refração n_r , que se relaciona com a energia do gap por,

$$E_g = h c / \lambda n_r$$

de modo que o campo óptico propagante no interior da estrutura, fica também confinado. O grau de confinamento é, de modo simplificado [2], dado por

$$\Gamma = 2\pi^2 d^2 / \lambda^2 (n_{r1}^2 - n_{r2}^2)$$

onde d é a espessura da região ativa, e λ o comprimento de onda da

luz gerada; n_{r1} índice de refração da região ativa, n_{r2} índice das camadas confinantes.

É interessante conhecer a extensão da região de depleção, a fim de compará-la com a espessura da região ativa e das camadas confinantes, no equilíbrio e com tensão aplicada; daí pode-se ter uma idéia exata do recobrimento do campo óptico com a região de recombinação, que no caso adotado é a interface p-n.

A extensão da região de depleção é (Fig.A1 b),

$$d_D = d_n + d_p$$

onde d_n e d_p representam as extensões de carga espacial a partir da interface física p-n. Para que se mantenha a neutralidade elétrica, vale

$$d_n \cdot n = d_p \cdot p \quad (A.4)$$

onde $n = n_n - p_n$, e $p = p_p - n_p$, são as cargas livres, provenientes das impurezas N_D (dopante n) e N_A (dopante p) ionizadas;

$$d_p = \left[\frac{2 \epsilon_1 V_{Dp}}{q(p_p - n_p)} \right]^{1/2} \text{ [cm]} , \quad d_n = \left[\frac{2 \epsilon_2 V_{Dn}}{q(n_n - p_n)} \right]^{1/2} \text{ [cm]} ,$$

$$V_D = V_{Dp} + V_{Dn} ; \quad V_{Dp} = V_D / K , \quad V_{Dn} = (1 - 1/K) V_D ;$$

$$K = \left[1 + \frac{\epsilon_1 (p_p - n_p)}{\epsilon_2 (n_n - p_n)} \right]$$

ϵ_1 é a constante de permissividade elétrica do material p, e ϵ_2 a do material n. Para o material $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$,

$$\epsilon(x) = (13,1 - 3x) \epsilon_0 ; \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm} .$$

O potencial embutido V_D para uma heterojunção p-n é dado por,

$$qV_D = E_{qN} + \Delta E_c - (E_{cp} - E_F) - (E_F - E_{vN}) \quad [\text{eV}]$$

onde as energias estão graficamente definidas na Fig.A1 b. Para avaliar $E_{cp} - E_F = \alpha$, e $E_{vN} - E_F = \beta$, fazemos as aproximações,

$$p = N_V \exp[-\alpha/kT] , \quad n = N_C \exp[-\beta/kT] \quad (A.5)$$

que valem para $n/N_C, p/N_V < 0,1$. Caso contrário, as integrais exatas de Fermi-Dirac tem que ser usadas. Para o cálculo de V_D é conveniente reescrever as expressões (b) como,

$$\alpha = -kT \ln n/N_C , \quad \beta = -kT \ln p/N_V \quad (A.6)$$

Para $Ga_{1-x}Al_xAs$,

$$\Delta E = 0,85 (E_{g2} - E_{g1}) , \quad E_g = 1,424 + 1,247 x$$

$$N_C = 2,5 \cdot 10^{19} (m_C^*/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2}$$

$$N_V = 2,5 \cdot 10^{19} (m_V^*/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2}$$

$$m_C^*/m_0 = 0,067 + 0,083 x , \quad m_V^*/m_0 = 0,48 + 0,31 x$$

CALCULO DO POTENCIAL EMBUTIDO V_D

Tomemos como base o cristal lote 1053 (Cap.1, GaAs), o qual tem exatamente uma junção p-N. Tem-se [4],

$$\text{lado n: } n_n = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$p_n \ll n_n \Rightarrow p_n \text{ desprezível} \Rightarrow n \cong n_n$$

$$\text{lado p: } n_p = 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ (dopagem n residual)}$$

$$p_p = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \Rightarrow p = n_p - p_p = 9,3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

$$\alpha = -kT \ln(n/N_C) = 0,112 \text{ eV} , \quad n/N_C = 0,013 \ll 0,1$$

$$\beta = -kT \ln(p/N_V) = 0,117 \text{ eV} , \quad p/N_V = 0,010 \ll 0,1$$

$$E_{g1} = 1,511 \text{ eV} , \quad E_{g2} = 1,898 \text{ eV}$$

portanto,

$$qV_D = 1,61 \text{ eV} \Rightarrow V_D = 1,61 \text{ volt}$$

$$\text{lado p: } \epsilon_1 = 1,14 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$$

$$V_{Dp} = 0,146 \text{ volt} \Rightarrow d_p = 0,047 \mu\text{m}$$

$$\text{lado n: } \epsilon_2 = 1,06 \cdot 10^{-12} \text{ F/cm}$$

$$V_{Dn} = 1,460 \text{ volt} \Rightarrow d_n = 0,44 \mu\text{m}$$

A espessura da região ativa é $0,07 \mu\text{m}$, portanto a região de depleção penetra mais da metade da região ativa, no equilíbrio. Quando um potencial direto V_a é aplicado, a barreira de potencial diminui, e diminuem também d_p e d_n , de modo que aumenta a densidade de portadores, o que contribui para aumentar a eficiência radiativa da junção. Vemos ainda que,

$$d_p/d_n = 0,107, \quad n_n/p_p - n_p = 0,107 \Rightarrow d_p/d_n = n_n/p_p - n_p !$$

Se considerarmos que existem defeitos de interface, que reduzem o potencial V_D em, digamos, 10%, temos

$$V_D = 1,44 \text{ volt}, \quad V_{Dp} = 0,127 \text{ volt} \Rightarrow d_p = 0,043 \mu\text{m}$$

$$V_{Dn} = 1,27 \text{ volt} \Rightarrow d_n = 0,41 \mu\text{m}$$

$$d_p/d_n = 0,105, \text{ que permanece } \cong n_n/p_p - n_p.$$

CORRENTE ATRAVES DA JUNCAO. EQUACAO DE SHOCKLEY.

Numa heterojunção, portadores do material de gap maior são injetados preferencialmente na REGIÃO ATIVA. No presente trabalho, o caso de maior interesse é a heterojunção p-N, em que prevalece a injeção de eletrons. Esta é uma situação padrão em emissores; ocorre junto a barreira um acúmulo de buracos, que tendo maior massa efetiva e menor comprimento de difusão permanecem, e capturam os eletrons que se difundem na região ativa, recombinando-se radiativamente.

Através de uma junção existem correntes de difusão e recombinação [2-4], tanto para polarização elétrica direta como reversa. No caso de emissores, interessa a polarização direta, que proverá injeção de portadores na região ativa. A transição do regime de recombinação para difusão, é caracterizado pela transição de baixa para alta injeção (de μA para mA); nesta transição ocorre um ponto de inflexão na curva $I_x V$ (Fig.A2), ao qual denominamos tensão de joelho V_j .

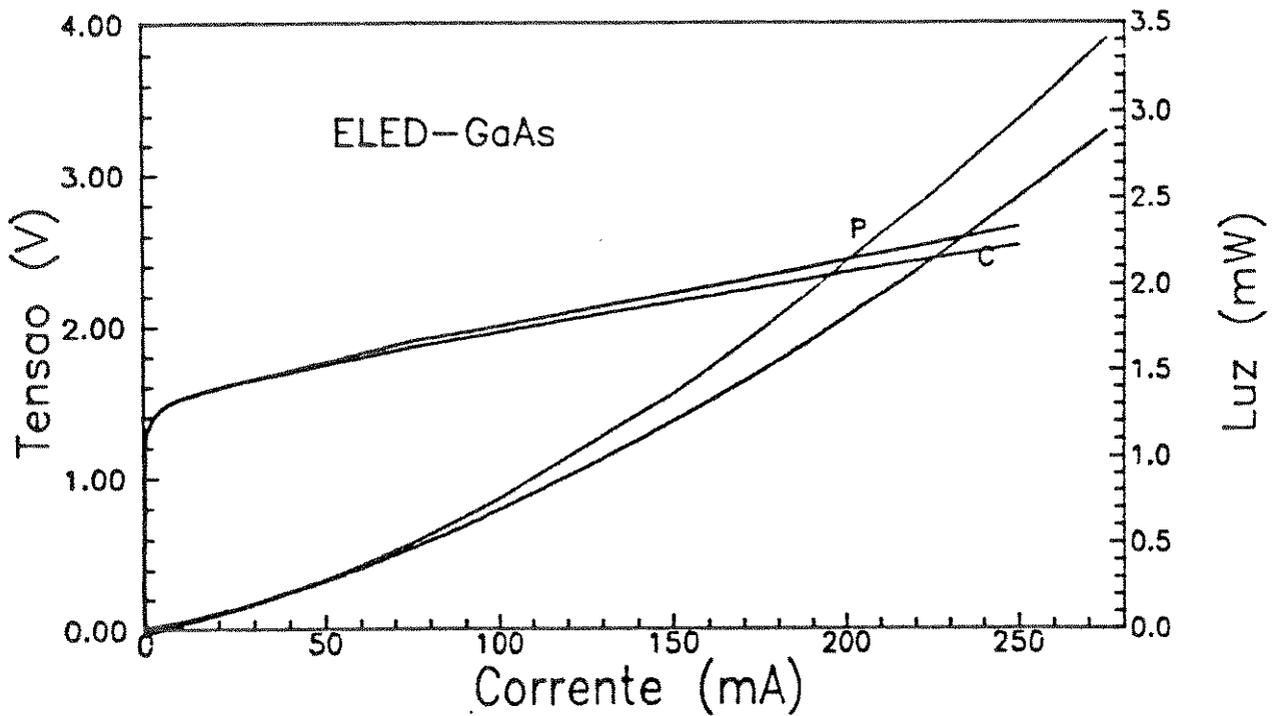


Fig. A.2 - Curvas características de tensão-corrente e luz-corrente de um ELED DH GaAlAs/GaAs. Notar que a curva V_{XI} no contínuo apresenta tensão mais baixa que o pulsado; a curva L_{XI} tem o mesmo comportamento; ambas devido ao aquecimento da junção.

Abaixo da tensão de joelho V_j , predominam recombinações não-radiativas [3,4], devido a defeitos e impurezas, ditas armadilhas ("traps"), na região de depleção. A corrente de recombinação é,

$$J_{rec} = (q d_D/2) \sigma v_{te} N_t n_i \exp(qV/kT)$$

ou,

$$J_{rec} = (q d_D/2\tau) n_i \exp(qV/kT) \quad (A.7)$$

onde σ é a seção de choque de captura de elétrons e buracos (no regime bipolar $\sigma_n = \sigma_p$), v_{te} velocidade térmica dos portadores, N_t densidade de centros de recombinação; $n_i^2 = np$, no equilíbrio, mas pode ser estendida para baixa injeção. Na expressão (d), $\tau_t = (\sigma v_{te} N_t)^{-1}$, representa o tempo de vida dos portadores na região de depleção.

Acima de V_j , o regime é de alta injeção. Prevalece a corrente de difusão, em que elétrons injetados do lado n dirigem-se ao lado p; buracos do lado p fazem o caminho inverso. É a corrente de difusão que prove recombinação radiativa; a energia da emissão é dada pelo gap efetivo da região ativa, sob

alta injeção. Resultados experimentais [5] mostram que o gap efetivo é significativamente menor que o gap do material.

A densidade de corrente direta é dada por [3,4],

$$J_h = q (D_p/L_p) p_n [\exp(qV/kT) - 1]$$

buracos

$$J_e = q (D_n/L_n) n_p [\exp(qV/kT) - 1]$$

eletrons

totalizando,

$$J_{dif} = J_h + J_e \quad (A.8)$$

A expressão (A.8) é a celebrada equação de Shockley [4]; representa a característica de tensão-corrente do diodo ideal.

No caso real (mensurável), aproxima-se dos dados experimentais por [3],

$$I = I_{So} \exp (qV/akT) \quad (A.9a)$$

onde,

$$I_{So} = q (p_n L_p/\tau_p + n_p L_n/\tau_n + n_i d_D/2\tau_t) A$$

é a corrente de saturação do diodo; A é a área ativa de injeção de corrente, que nos LEDs coincide com a área da faixa de contato.

No regime ôhmico, acima de V_j , a equação do diodo fica,

$$I = I_{So} \exp [q(V-IR_s)/akT - 1] \quad (A.9b)$$

O parâmetro a é conhecido como fator de idealidade da junção [4], e assume valores entre 1 e 2, conforme o regime de excitação da junção. Para $V \ll V_j$, tem-se $a=1$; para $V \geq V_j$, $a=2$ (para maiores detalhes ver [2,3]).

A fim de ilustrar a expressão (A.9) com um caso real, tomemos o diodo da Fig.A.2. Para $T=300$ K, $q/kT= 38,6$ V⁻¹. Para $I= 5$ mA, $(V-IR_s)= 1,3$ V; supondo $a=1,24$ (ref.[3], heteroestrutura similar), obtém-se $I_{So} = 1,55 \cdot 10^{-16}$ A ($J_{So} = 1,93 \cdot 10^{-14}$ A/cm²). Em 50 mA, com o mesmo I_{So} , obtém-se $a=1,32$, confirmando a previsão teórica de $1 \leq a \leq 2$. Abaixo de 0,1mA temos o regime de baixa injeção, e os dados experimentais admitem $I_{So} = 4,4 \cdot 10^{-10}$ A ($J_{So} = 2,3 \cdot 10^{-8}$ A/cm²), e

a=1 !

Entende-se que a redução de I_{S0} acima de 0,5mA , seja devida a passagem de recombinação não-radiativa, saturando no processo os "traps" de volume e interface, para recombinação radiativa eficiente, por meio da redução do tempo de vida dos portadores injetados na junção.

O diodo real afasta-se do diodo ideal, por efeitos de imperfeições no material e interfaces, aquecimento irregular da junção, emissão radiativa, e outros. O aprofundamento do modelamento de heterojunções é um tema rico, mas foge ao escopo do presente trabalho.

Referencias e Notas (Apendice A):

- 1) A denominação correta para cargas móveis positivas em semicondutores é buraco . Alguns autores insistem em usar, ou já usaram erroneamente, o termo vacância; vacâncias são sítios na estrutura cristalina em que a ausencia de átomo da rede causa um desequilíbrio local de carga, positivo ou negativo.
- 2) H.C.Casey Jr., M.B.Panish - *Heterostructure Lasers*.
- 3) H.Kressel, J.K.Butler - *Semiconductor Lasers and Heterojunction Leds*.
- 4) F.R.Barbosa, J.R.Caumo, M.T.Furtado - Relatório Técnico CADO-DIT, CPqD-TELEBRAS, Junho 1991.

Apendice B

Geometria de Fibras Ópticas no Acoplamento com Diodos Emissores de Luz

O problema básico do acoplamento de diodos emissores (Led laser ou amplificador) com fibras ópticas, é que a radiação produzida na recombinação dos portadores na região ativa, tem comprimento de onda invariavelmente da mesma dimensão da janela de saída, causando com isso forte difração no campo de radiação emitido (Fig.B.1). A fibra óptica, por outro lado, constitui-se num elemento óptico com forte limitação espacial, devido a reduzida dimensão do núcleo, principalmente no caso monomodo, e a necessária pequena diferença de índice núcleo-casca, para que possa haver propagação por longas distancias com baixa atenuação e baixa dispersão. Em outras palavras, o problema é acoplar um campo radiante de grande abertura numérica (fonte), com um campo propagante de pequena abertura numérica (fibra). Trabalha-se então na geometria da face da fibra [1], objetivando aumentar a abertura numérica efetiva de entrada.

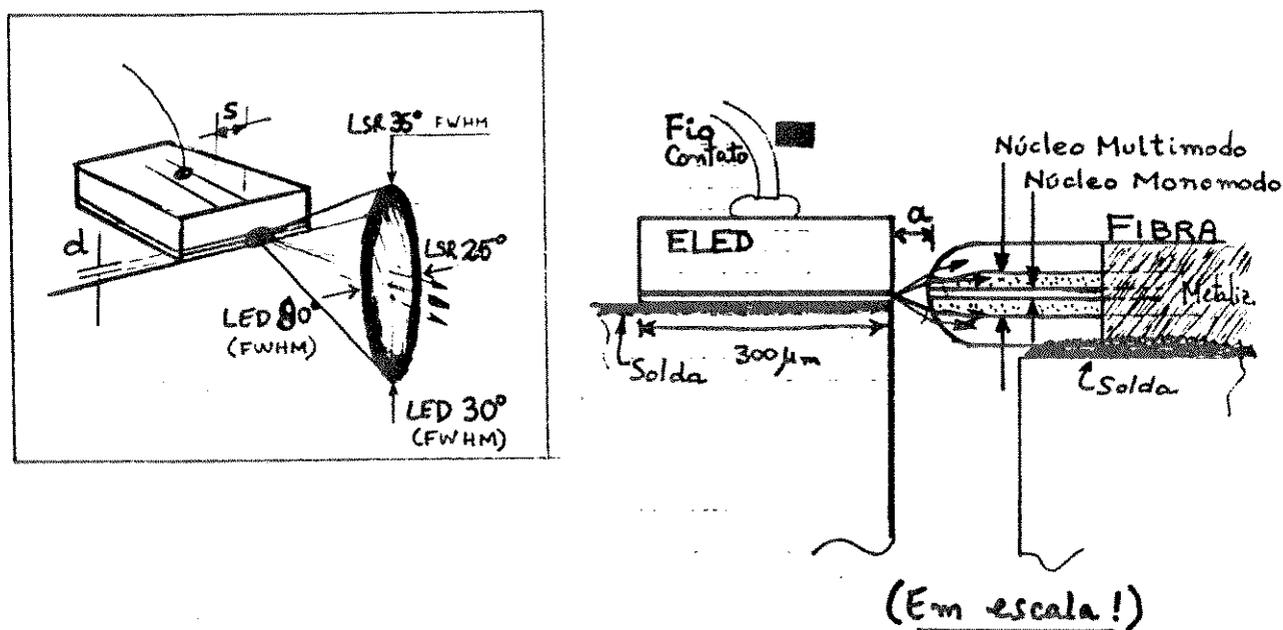


Fig. B.1 - Definição do problema de acoplamento diodo emissor - fibra.

Abertura Numérica (AN):

A abertura numérica de um sistema óptico é o cone de aceitação de luz que o sistema admite; no caso da fibra óptica, representa a divergência máxima que um feixe pode ter, e ainda ser guiado no núcleo. Portanto, aplicando-se a lei de Snell (refração) nas interfaces da fibra (Fig.B2a), tem-se

$$AN_F = n_o \text{ sen } \theta_D = n_n \text{ sen } \gamma_C \quad (\text{B.1})$$

onde, $\gamma_C = \text{Cos}^{-1}(n_c / n_n)$; daí, com $n_o = 1$ (ar),

$$\theta_D = \text{Sen}^{-1}(n_n \text{ sen } \gamma_C) \quad (\text{B.2})$$

Para isso é preciso que os índices de refração do núcleo e casca obedeam,

$$AN = \sqrt{n_n^2 - n_c^2} \quad (\text{B.3})$$

Simplemente através a fusão da ponta da fibra num arco voltaico, consegue-se, devido a tensão superficial, que essa nova ponta coalesça numa microlente esférica. Esta idéia simples foi inicialmente implementada por Kato [2], Fig.B.2b, e a aplicação da lei de Snell nas superfícies curvas nos dá,

$$\theta_E = \text{Sen}^{-1}[n_n \text{ sen } (\beta + \gamma)] - \beta \quad (\text{B.4})$$

que é a modificação da eq.B.2 para a superfície esférica; $\beta = d/2R$, γ é o mesmo anterior, representa o ângulo de propagação do raio guiado. (A terminologia de "raios" só faz sentido para fibras multimodo; para fibras monomodo valem também essas relações, mas a interpretação não pode ser em termos geométricos simples: tem-se que pensar numa frente de onda que se propaga, num único modo, onde não há "raios").

A microlente esférica tem várias vantagens. Primeiro, aumenta a capacidade de coleção da fibra, pois aumenta a abertura numérica efetiva de entrada da fibra, pois

$$AN_E = n_o \text{ sen } \theta_E$$

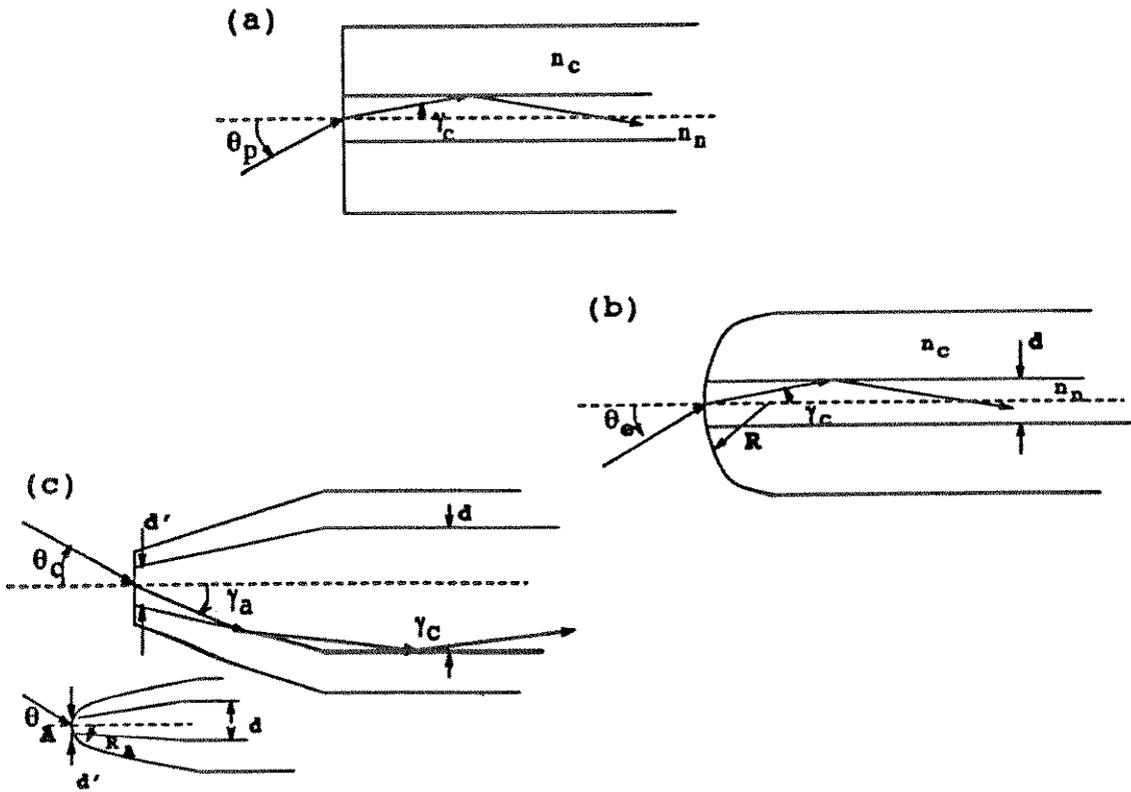


Fig.B.2 - Geometria de microlentes em fibras ópticas.

Pode-se demonstrar [1] que θ_E é maior que θ_P (o que aliás é óbvio, senão não se faria a microlente!), portanto a abertura numérica dada por (B.4) é sempre maior que a AN natural da fibra,

$$AN_E > AN_P$$

Outra vantagem da microlente é que sendo uma lente, tem distancia focal fixa (maior que zero!), fazendo que o ponto de máxima eficiência seja com a fibra um pouco afastada da face do diodo, e não face a face, distancia zero, como na fibra plana. (Na verdade, a distancia efetiva \underline{a} - Fig.B.1 - é um pouco menor que a distancia focal f da microlente esférica,

$$f = \frac{n_o R}{n_n - n_o}$$

onde n_n é o índice do núcleo, n_o o do ar, e R o raio da lente. A questão da otimização da distancia é empírica, e está discutida em detalhe na ref.[1]).

A melhor configuração que se tem é a da Fig.B.2c . Neste caso é feito primeiro um afilamento conico na fibra, por fusão e puxamento, e só depois uma microlente. Com isso, consegue-se uma microlente com raio muito acentuado (reduzido), que pela eq.B.4 dá melhor acoplamento; o cone por sua vez , mesmo sem microlente, aumenta a abertura numérica de entrada da fibra,

$$AN_T = n_n \text{ sen } \gamma_a$$

com $\gamma_a = \gamma_c + \alpha$, sendo α o angulo da geratriz do cone.

Com a microlente, tem-se

$$AN_A = n_o \text{ sen } \theta_A$$

onde,

$$\theta_A = \text{Sen}^{-1} [n_n \text{ sen } (\beta' + \gamma_A)] - \beta' \quad (\text{B.5})$$

com $\beta' = d'/2R_A$. Verifica-se que ,

$$AN_F < AN_E < AN_A$$

Substituindo-se valores típicos, a partir de $AN_F = 0,12$ (fibra monomodo), tem-se $\theta_D = 7^\circ$ (que admite um cone "total", largura a altura $1/e^2$, de 14°); $\theta_E = 9^\circ$, cone total 18° ; e $\theta_A = 12^\circ$, para $\alpha \cong 9^\circ$, $d' \cong 30\mu\text{m}$, dando um cone total de 24° .

ACOPLAMENTO:

A eficiencia de acoplamento é simplesmente a parcela da luz total emitida (na direção frontal), que pode ser capturada e guiada no núcleo da fibra. O campo de emissão é composto de todos os campos parciais,

$$\Phi_T = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \Phi(\theta, \phi) \text{ d}\theta \text{ d}\phi \quad (\text{B.6})$$

supondo-se o eixo z na direção da emissão, x paralelo a junção. A integral (B.6) realiza-se sobre uma superfície esférica, que tem a janela de emissão no seu centro.

O campo que a fibra pode acoplar é,

$$\Phi_{F,E,A} = \int_0^\theta \int_0^{2\pi} P_{E,A} \Phi(\theta, \phi) \sin\theta \, d\theta \, d\phi \quad (\text{B.6})$$

conforme o caso. Portanto, a eficiência é

$$\eta_{aco} = \frac{\Phi_F}{\Phi_T}$$

onde F pode ser F, E ou A. No laboratório, a integral (B.5) é realizada por um fotodetector de área larga ($D_{ativo} \cong 10 \text{ mm}$), com o emissor próximo ($\cong 1 \text{ mm}$) a superfície do detetor, garantindo-se assim que toda a emissão é captada.

REFERENCIAS:

- [1] F.R.Barbosa, "A Geometria de Fibras Ópticas no Acoplamento com Lasers Semicondutores", Rev.Bras.Fís. 12 (4), 846 (1982).
- [2] D.Kato, "Light Coupling from a Stripe-Geometry Laser to an Optical Fiber with Spherical End", J.Appl.Phys. 44 (6), 256 (1973)