

▪ EFEITOS DE TEMPERATURA SOBRE CORRENTE LIMIAR DE LASER DE  
SEMICONDUTOR  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  - HD \*

• Merco Antonio Sacilotti

Orientador: Prof. Navin B. Patal

Universidade Estadual de Campinas - Instituto de Física -  
Física Aplicada

Campinas, agosto de 1976

## AGRADECIMENTOS

Agradecemos: Ao Prof. Navin B. Patel pela orientação neste trabalho e ao Prof. C. J. Hwang (Hewlett Packard)\* pelo fornecimento das amostras com que trabalhamos.

Ao Prof. N. N. Winogradoff e aos amigos e colegas Francisco C. de Prince e John D. Bull pela cooperação no decorrer dos trabalhos.

A todos aqueles que colaboraram direta ou indiretamente para a realização desta.

Agradecemos a Telebrás e Capes pelo apoio financeiro na realização desta.

## ÍNDICE

I	-	Introdução	-	pag. 1
II	-	Desenvolvimento e descrição física dos lasers de injeção	-	3
III	-	Descrição da montagem experimental	-	10
IV	-	Variação da densidade de corrente limiar com a temperatura		
		Resultados experimentais	-	13
V	-	Análise dos resultados e conclusão	-	34
VI	-	Alguns fatos observados durante as experiências	-	40
VII	-	Referências	-	45

## I - INTRODUÇÃO (\*)

A existência de pouquíssimos dados experimentais sobre recombinações radiativas em laser de heteroestrutura dupla de semiconductor com a variação da temperatura nos levou a empreender este trabalho. Os lasers modernos de heteroestrutura dupla (HD), que apresentam densidade de corrente

limiar ( $J_{th}$ ) pequena, comparado com os lasers de homoeestrutura e heteroestrutura simples (HS), não tem sido estudados o suficiente de maneira que existem poucos dados experimentais de perdas ( $\alpha$ ) e densidade de corrente limiar a baixas temperaturas. A observação destes e outros dados experimentais como: tempo de vida médio do elétron ( $T_s$ ) e eficiência quântica externa ( $\eta$ ) é de grande interesse para cálculos teóricos que possam vir a explicar o comportamento das recombinações radiativas nos lasers de semiconductor.

Neste trabalho apresentamos um comportamento de  $J_{th}$  versus temperatura não muito comum e valores de  $J_{th}$  nunca antes observados para laser de HD a baixas temperaturas (80A/cm<sup>2</sup> a 10K). A curva  $J_{th} \times T$  apresenta-se decrescendo exponencialmente a baixas temperaturas, contrário ao que se observa comumente para lasers de homojunção, heteroestrutura simples e os primeiros lasers de HD que foram fabricados (1970a,d). Comumente se observa saturação de  $J_{th}$  a baixas temperaturas (menor que 50 Kelvin).

Vários tipos de experiências complementares foram executadas na tentativa de explicar o comportamento de  $J_{th} \times T$ . Estas experiências nos levaram ao cálculo de  $T_s$ ,  $\eta$  e  $\alpha$  dos lasers em várias temperaturas.

As conclusões a que chegamos são: a) O mecanismo da recombinação radiativa é banda a banda, pelo menos para temperaturas acima de 80K,

b) As perdas internas dependem fortemente da temperatura,

c) A eficiência quântica interna diferencial é constante e aproximadamente igual a 1 para temperaturas de 10 a 300K e

d) A saturação de  $J_{th}$  a baixas temperaturas, para certos tipos de lasers, depende do comprimento de difusão do portador minoritário na região ativa.

A parte inicial deste trabalho apresenta algumas características e alguns aspectos do desenvolvimento do laser de semiconductor.

(\*) Os resultados deste trabalho foram aceitos para apresentação na:  
V IEEE - Conferência Internacional de Laser de Semicondutor - Japão -  
setembro de 1976.

## I - INTRODUCTION

There is a lack of experimental data about radiative recombination mechanisms in double heterostructure (DH) semiconductor lasers with variation of temperature. The modern DH lasers which show low threshold current densities compared with earlier lasers (1970a,d), have not been studied sufficiently and hence there is little experimental data about loss ( $\alpha$ ) and threshold current density ( $J_{th}$ ) at low temperatures. The observation of these and other experimental data like: electron lifetime ( $T_g$ ) and quantum efficiency ( $\eta$ ) have great importance in theoretical calculations. This work shows a  $J_{th} \times T$  relationship not very common and, at low temperature, a  $J_{th}$  value never observed before ( $80 \text{ A/cm}^2$  at 10K) for DH lasers. The threshold current density continues to decrease exponentially to the lowest temperature studied ( $10^0\text{K}$ ), contrary to the observed in SH, homojunction and earlier DH lasers. The common behaviour is the saturation of  $J_{th}$  at low temperatures.

Several types of complementary experiments were done to explain the  $J_{th} \times T$  behaviour. These experiments gave us values of  $T_g$ ,  $\eta$  and  $\alpha$  for our lasers.

The conclusions are: a) The radiative recombination mechanism is band to band, at least for temperatures above 80K degrees,

b) The internal loss depends strongly on temperature,

c) The differential internal quantum efficiency is constant and approximately equal to 1 for all temperatures between 10 to 300K degrees and

d) The  $J_{th}$  saturation at low temperatures depends on the diffusion length of minority carriers in active region, and the width of the latter.

In the initial part of this work we present a resume of GaAs lasers development.

## II - DESENVOLVIMENTO E DESCRIÇÃO FÍSICA DOS LASERS DE INJEÇÃO

Laser de semiconductor foi inicialmente predito por Bernard e Duraufforg [1961a), Basov e outros (1961b) e construído algum tempo depois por Nathan e outros (1962a), Quist e outros [1962b) e Hall e outros (1962c). Os primeiros lasers construídos foram de homoeestrutura, seguidos dos de heteroeestrutura simples (HS) (1969a,b,c) e heteroeestrutura dupla (HD) (1970a, b).

Os primeiros lasers de homoeestrutura consistiam geralmente de um substrato tipo-n de GaAs (Te, Si ou Sn), no qual se difundia um tipo de impureza aceitadora (Zn por ex.).

Alguns anos depois do aparecimento do laser fabricado através de técnicas de difusão, foram construídos lasers através de crescimento epitaxial (1967a,b) na tentativa de melhorar os fatores que influenciam os mecanismos de emissão estimulada em semiconductor. Estes fatores serão descritos mais abaixo. Nas figs. 1 e 2 mostramos as principais características de um laser semiconductor de homojunção: estrutura, cavidade Fabry-Perot, o modelo de banda de energia, variação do índice de refração e a distribuição da radiação eletromagnética na região ativa, respectivamente.

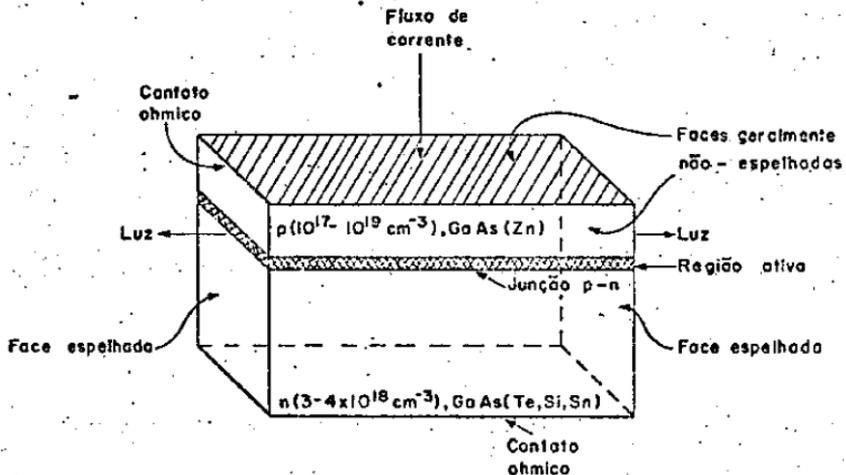


Fig. 1 - Laser de Homoeestrutura e Principais Características

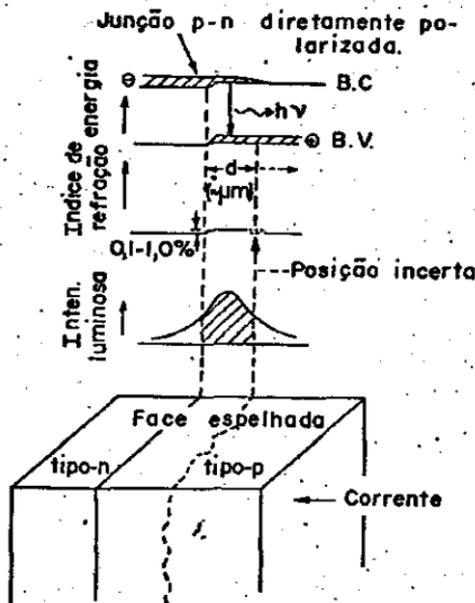


Fig. 2 - Diodo de Homoeestrutura Polarizado no Sentido Direto

A fig. 2 mostra uma junção p-n altamente dopada (degenerada - os quasi-níveis de Fermi estão dentro das bandas de energias). Os elétrons são injetados na região-p e se recombinam na região ativa-d. Devido a sua pouca mobilidade a injeção de lacunas na região tipo-n é desprezível.

Nestas condições, a quantidade de elétrons injetados na região  $d$  é grande o suficiente e então a condição  $F_C - F_V \geq h\nu$  pode ser conseguida e emissão estimulada tem possibilidade de ocorrer (1961a). Onde  $F_C$  e  $F_V$  são os quasi-níveis de Fermi da banda de condução e valência,  $h$  é a constante de Planck e  $\nu$  a frequência da radiação, respectivamente. Para a obtenção de oscilação da radiação é necessário que a emissão estimulada (representada pelo ganho  $g$ ) seja maior que a absorção (representada pelas perdas  $\alpha$ ), isto é:  $g > \alpha$ . Entraremos mais adiante em maiores detalhes sobre a injeção de elétrons e sua quantidade necessária para a obtenção de oscilação da radiação. Tenhamos em mente que há uma junção com a condição necessária e uma cavidade Fabry-Perot para a obtenção da oscilação da radiação.

Devido ao fraco confinamento de elétrons (isto implica em grande caminho livre médio) e confinamento ótico pobre (pequeno desnível no índice de refração da região ativa para as regiões n e p) na região ativa do diodo (laser) de homoeestrutura, a densidade de elétrons necessários para a obtenção de oscilação é muito grande a temperatura ambiente (1974a). Em regime de corrente contínua não se consegue obter laser de homoeestrutura devido ao grande aquecimento Joule que ocorre (isto a temperatura ambiente).

A densidade de portadores injetados necessária para a obtenção de laser em diodos de homojunção foi originalmente da ordem de  $100\text{K A/cm}^2$  em regime pulsado, chegando-se a conseguir baixar este valor para  $50\text{K A/cm}^2$  (1974a). Os diodos de homojunção crescidos através do processo epitaxial de fase líquida necessitaram de menores densidades de corrente para a obtenção de laser (da ordem de  $30\text{K A/cm}^2$ , pulsado) (1967a). Estas densidades de corrente são a temperatura ambiente.

A corrente necessária para o início do leisamento geralmente chamamos de corrente limiar ou corrente de threshold; de modo que, muitas vezes nos referiremos a ela estando implícito esta condição.

Há outros fatores que também influenciam a corrente ou densidade de corrente limiar, por exemplo a refletividade das faces espelhadas, dopagem e compensação da junção, espessura da região ativa, etc.

A necessidade de obtenção de lasers de injeção com menor densidade de corrente para operação em regime de corrente contínua, necessário em certas aplicações (\*), ocasionou o aparecimento de um novo tipo de estrutura das camadas com dopagem p e n do diodo: o diodo de heteroestrutura simples (HS) e o de heteroestrutura dupla (HD).

Em 1963 Kroemer (1963a) e Alferov (1963b) deram algumas sugestões a respeito das camadas que deveriam constituir os lasers de HS, com a finalidade de confinar os elétrons (diminuir d, fig.2) e a radiação eletromagnética.

Apesar dos esforços dos pesquisadores, somente em 1967 Rupprecht e colaboradores (1967b) anunciaram o crescimento epitaxial por fase líquida de camadas de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  sobre GeAs. Como pode ser visto na figura 3, a camada de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  possui região de banda proibida (gap) maior que o GeAs-p. A combinação do Al com GeAs foi possível e deu bons resultados porque os parâmetros de rede do GeAs e  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  são quase idênticos (1974a).

A descrição do crescimento das camadas dos lasers não será feita neste trabalho; podemos encontrar a explanação do processo de fabricação e composição em (1974a) e referências.

Na fig. 3 mostramos o modelo de banda de energia, variação do índice de refração, distribuição da radiação na região ativa e a estrutura física de um laser (diodo) HS.

Devido a sua grande mobilidade os elétrons são injetados na região ativa-p, enquanto que a injeção de lacunas na região tipo-n é desprezível, devido a massa efetiva ser grande comparada com a dos elétrons.

A variação dos parâmetros tais como: largura da região ativa, dopagem das camadas, refletividade dos espelhos, quantidade de Al, etc, controla a densidade de corrente limiar ( $J_{th}$ ) ou corrente necessária para se obter a ação

(\* Por ex. o uso de laser em comunicação (1975a).

laser. Há outros fatores que também influenciam  $J_{th}$  como a temperatura e o comprimento da cavidade Fabry-Perot. A energia da radiação emergente da cavidade Fabry-Perot depende de seu comprimento, da temperatura, dopagem e composição da região ativa (1969e)(1970c).

### JUNÇÃO DIRETAMENTE POLARIZADA

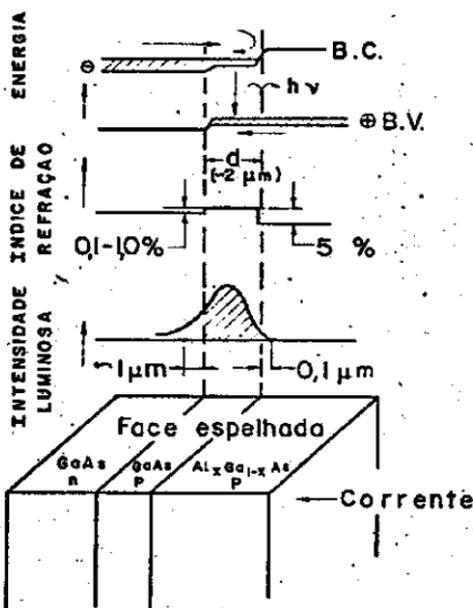
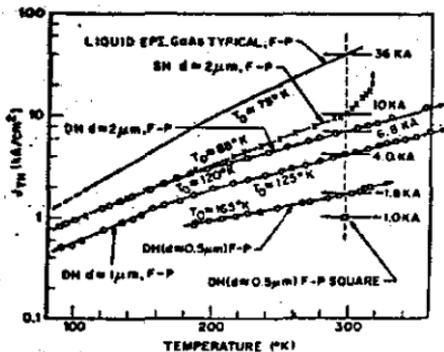


Fig.3 - Laser de Heteroestrutura Simples Polarizado no Sentido Direto.

Na tentativa de diminuir  $J_{th}$  para os lasers de HS, foram introduzidas modificações na espessura da região ativa, dopagem, contato por faixa (será descrito mais abaixo), etc. A temperatura ambiente foi conseguida densidade de corrente limiar de ordem de 5K A/cm<sup>2</sup> em regime pulsado. Apesar desta melhora, os valores de  $J_{th}$  para lasers de HS são altos e não operam em regime de corrente contínua a temperatura ambiente.

A figura 4 mostra curvas de vários tipos de diodo: HD, HS e homojunção. Podemos perceber que a dependência de  $J_{th}$  com a temperatura é menor para os diodos de HS e HD que os diodos de homojunção crescidos por processo epitaxial de fase líquida. Nesta figura é mostrado curvas com variação de alguns parâmetros como a largura da região ativa.

Os diodos de HD serão comentados mais abaixo.



$J_{th}$  vs.  $T$  for representative homostructure, DH, and SH laser diodes.  $d$  is the width of the active region (region 2). The symbol F-P indicates Fabry-Perot type structure with length  $\approx 4-500 \mu m$ . The designation "square" indicates a four-side mirror type (totally internally reflecting) laser.  $T_{th}$  is obtained from the approximate relationship  $J_{th} \propto \exp(T/T_0)$ . After Hayashi *et al.*<sup>18</sup>

Fig.4 - (1974a)  $J_{th} \times T$  Para Vários Tipos de Diodos (SH = heteroestrutura simples, DH = heteroestrutura dupla). A Curva que apresenta maior valor de  $J_{th}$  Pertence a Diodo de Homojunção, Crescido por Processo Epitaxial de Fase Líquida.

A existência, nos lasers de HS, de uma camada ao lado da região ativa (p) que apresenta maior valor na banda proibida de energia faz com que os elétrons injetados sofram confinamento mas a radiação eletromagnética não fica totalmente confinada (fig.3).

A necessidade do confinamento ótico e eletrônico para que a densidade de corrente necessária ao laseamento fosse menor e operasse em regime contínuo, resultou na busca de combinações de diferentes tipos de camadas do diodo.

A combinação dos diversos tipos de camadas deveria apresentar variações maiores no índice de refração, nas camadas adjacentes a região ativa, para haver maior guilamento ótico. O resultado foi o aparecimento do diodo de heteroestrutura dupla (1970a,d). A combinação mais comum das camadas que se encontra atualmente está descrita na fig. 5. Temos a região ativa GaAs, ladeada por duas camadas n ( $Al_x Ga_{1-x} As$ ) e p ( $Al_x Ga_{1-x} As$ ).

Na região ativa da fig.5 não especificamos se é tipo n ou p pois o processo de injeção pode ser tanto de elétrons como de lacunas (1974a)(1976a). A recombinação radiativa se dá com a injeção de portadores minoritários na região ativa. Os portadores entram na região ativa, encontram uma barreira maior a vencer e ficam confinados. Isto acontece se o comprimento de difusão dos portadores minoritários é menor que a espessura da região ativa ( $d_0$  menor que  $d$ ).

Um dos principais fatores que governam a densidade de corrente nos lasers de heteroestrutura é a espessura da região ativa.

JUNÇÃO DIRETAMENTE POLARIZADA

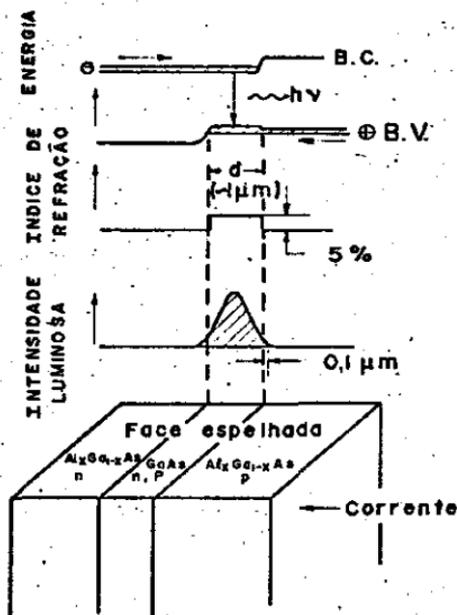


Fig.5 - Diodo de Heteroestrutura Dupla Diretamente Polarizado.

Além dos parâmetros já descritos: largura da região ativa, configuração das bandas de energia, dopagem, refletividade dos espelhos, comprimento da cavidade Fabry-Perot, etc, outro aspecto introduzido nos lasers de injeção foi o contato por faixa (1967e)(1970g). Como mostra a fig.7 abaixo, quando a corrente é injetada no diodo esta é confinada a uma estreita faixa do diodo. O contato por faixa impede o espalhamento da corrente sobre todo o diodo e confina a ação laser a uma estreita região, confinando com isso a radiação eletromagnética. A radiação na região ativa geralmente ocorre em filamentos e a existência do contato por faixa (stripe) limita o número destes (1967c)(1968a)(1969d). Comumente também é construído diodos de homocestrutura e HS com contatos por faixa.

Estivemos até aqui mostrando algumas das principais características geométricas, constituição, aperfeiçoamento, desenvolvimento, etc dos lasers de GaAs. Vimos também que a meta principal foi conseguir lasers que operem com baixas densidades de corrente. A preocupação principal neste trabalho é mostrar alguns aspectos importantes, obtidos experimentalmente, da densidade limiar de corrente, sua variação com a temperatura, correlações com outros dados experimentais, etc. Passaremos ao capítulo seguinte a descrever alguns aspectos experimentais que realizamos.

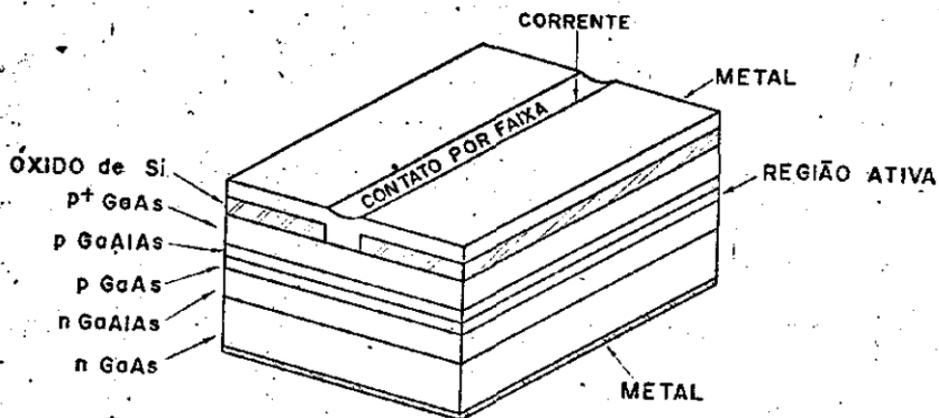


Fig.7 - (1971a) Contato por Faixa, Diodo de HD.

### III - DESCRIÇÃO DA MONTAGEM EXPERIMENTAL

No capítulo anterior descrevemos alguns aspectos geométricos e físicos dos lasers de injeção, seu desenvolvimento e aperfeiçoamento. Neste capítulo vamos descrever alguns aspectos experimentais que nos levou aos resultados obtidos e que serão apresentados nos próximos capítulos.

A montagem mais comum para se colocar o diodo em funcionamento está apresentada na fig.8 abaixo. Temos o bloco escoador de calor (heatsink), o diodo e a lâmina que o prende, a fonte de tensão que alimenta o sistema, etc.

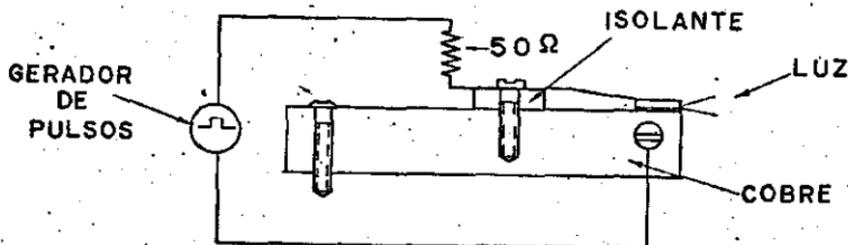


Fig.8 - Suporte do Diodo.

Embora esta montagem seja simples, foi a mais eficiente pois mantém o diodo preso sob pequena pressão, sem este precisar ser soldado no bloco escoador de calor. É importante ressaltar que, devido a grande variação de temperatura que o diodo sofre (300 a 10K), os métodos de soldagem, tanto com epoxy como com Índio, tanto na parte superior como inferior do diodo (fig. 8), não se mostraram totalmente eficientes, chegando a se soltar a baixas temperaturas.

A montagem da fig.8 é montada na ponta fria (ou dedo frio) de um criostato. Através de sensores conseguimos manter fixa a temperatura que quisermos e pelo tempo que for necessário.

Sempre que nos referirmos a temperatura do diodo, estará implícito que é a temperatura do escoador de calor. É importante anotar aqui que a passagem de corrente no diodo modifica a temperatura da junção.

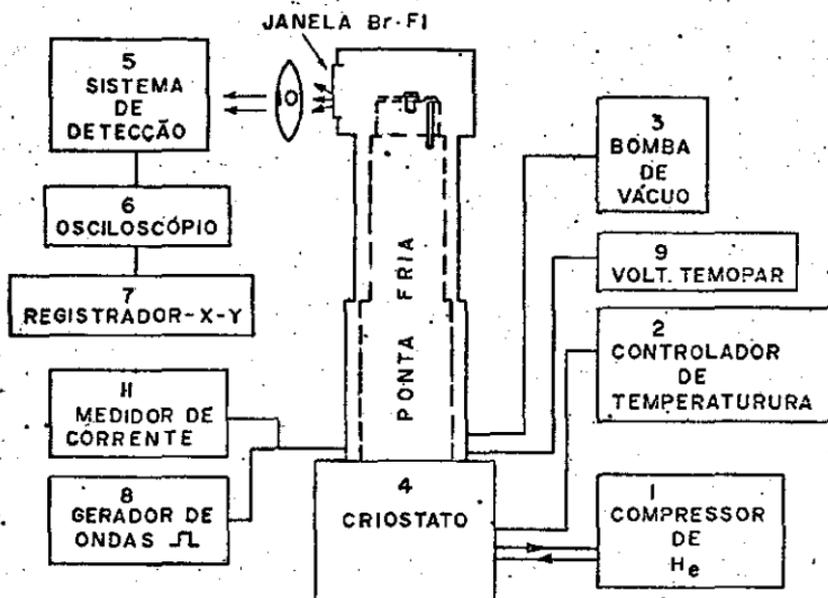


Fig.9 - Esquema da Montagem Experimental.

A seguir faremos descrição detalhada e a função de cada componente:

- 1 - Compressor de He CSA-202 da Air Products and Chemicals INC.. Este comprime o He a pressão da ordem de 320 psig que irá expandir-se na ponta fria do criostato, retornando a pressão de 110 psig.
- 2 - Controlador de temperatura Displex Control da Air P.C. INC.: Possui dois tipos de sensores, um para altas e outro para baixas temperaturas. Este aparelho possui um seletor de resistências que limita a corrente, conforme a temperatura que desejamos.
- 3 - Bomba de vácuo primária e difusora Leybold-Heraeus. Necessária para manter o isolamento térmico da ponta fria. Vácuo de  $10^{-5}$ - $10^{-6}$  torr.
- 4 - Criostato CSA-202 da Air P. C. INC. Onde se processa o resfriamento. Possui uma ponta fria no topo da qual colocamos nosso diodo. Na parte inferior deste criostato existe o mecanismo que leva e traz o He através da ponta fria. Ao redor da ponta fria estão enrolados os fios: sensores, termopar, resistência de aquecimento e a alimentação para o laser. O contato térmico destes fios fazem com que estejam a mesma temperatura do escoador de calor no topo do dedo frio.
- 5 - Sistema de detecção da luz do laser. Conforme o tipo de experiência, usamos aparelhagem apropriada. Na observação do espectro usamos espectrômetro Spex, mod. 1704 e fotomultiplicadora RCA mod. C31034 acoplada.

- da. Para observar somente a intensidade luminosa usamos fotomultiplicadora S-1, EDA, mod. PH101.
- 6 - Osciloscópio Sampling da HP, mod. 1838 ou Tektronix, mod. 7633, conforme o tipo de experiência. Quando necessitávamos de amplificar e/ou observar uma certa faixa do pulso acoplávamos um Box-Car Integrador da PAR mod.160.
  - 7 - Registrador (plotter)(x,y) da HP mod. 17171A. Necessário para registrar os dados provenientes do osciloscópio ou box-car.
  - 8 - Gerador de ondas retangulares da HP mod. 214A. A passagem de corrente no diodo provoca aquecimento por efeito Joule, provocando uma certa diferença de temperatura entre o diodo e o bloco escoador de calor. Este problema é em parte contornado quando injetamos pulsos de baixas frequências (da ordem de KHz) e pequena duração (da ordem de 300ns).
  - 9 - Termopar Au-Cr, dispositivo auxiliar para medir temperatura.
  - 10- Lente focal com raio de 5cm. Usada na observação do espectro.
  - 11- Medidor de corrente Current Prob da Tektronix mod. P6042. Este é provido de uma ponta magnética capaz de detectar corrente pulsada. Para temperaturas menores que 100K ocorre certo descasamento de impedância entre a linha de transmissão e o conjunto resistência mais diodo. Não sabemos o que ocorre com o diodo a baixas temperaturas pois esta apresenta um aumento da resistência, causando o mau casamento de impedância. O aumento da resistência do diodo faz com que o cálculo da corrente (conhecendo-se a tensão e a resistência suposta fixa) se torne errado.

A parte experimental desenrolou-se em torno da montagem da fig. 9 e algumas outras partes complementares foram realizadas em outros tipos de aparelhos (por ex. a colocação de camadas isolantes e refletoras no espelho do diodo). Tivemos também outras partes experimentais como: montagem do laboratório e construção de peças necessárias no acoplamento dos aparelhos (x). Este tipo de experiência contribui muito para a formação profissional.

(x) Agradecemos aos Srs. Juvenal X. Oliveira (Mecânica) e Antonio Campineiro (Eletrônica) e pessoal técnico pelo serviço de apoio.

#### IV - VARIACÃO DA DENSIDADE DE CORRENTE LIMIAR COM A TEMPERATURA

##### RESULTADOS EXPERIMENTAIS

#### 1 - Descrição das Amostras Usadas nas Experiências.

Os diodos usados na maior parte das experiências são de heteroestrutura dupla  $(Al_xGa_{1-x}As)$  e suas principais características são a espessura da região ativa ( $\sim 0,2$  micron-metro) e o contato por faixa. Este contato é mais eficiente que nos diodos mais comuns porque a região fora da faixa é bombardeada com prótons, tornando-a pouco condutora e evitando o espalhamento dos portadores na direção horizontal. A fig. 10 mostra as principais características destes diodos: espessura, composição, largura, etc das camadas.

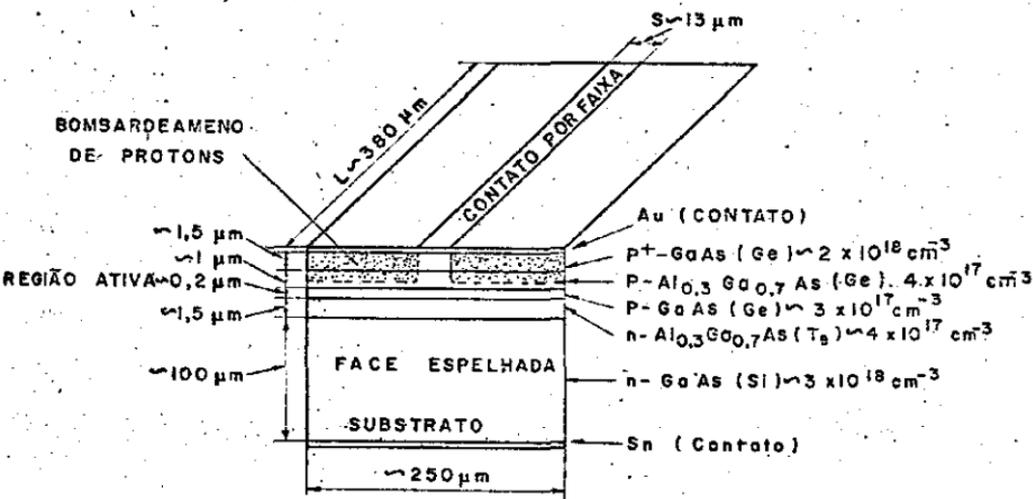


Fig. 10 - Diodo  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$  - HD

Além do diodo apresentado na fig. 10 foram feitas experiências com outros tipos de diodos, conservando a espessura da região ativa e variando a dopagem e, em outro caso, variando a espessura da região ativa e conservando a dopagem. Estas variações serão descritas nas figuras onde apresentamos os resultados obtidos.

## 2 - Resultados Experimentais.

Os diodos descritos acima foram colocados nos blocos como mostra a fig. 8 e depois fixados no topo do dedo frio (fig. 9). A densidade de corrente para estes tipos de diodos é da ordem de  $1600 \text{ A/cm}^2$ , a temperatura ambiente e  $80 \text{ A/cm}^2$  a  $10\text{K}$ . Estes são os menores valores conseguidos para diodos de HO em condições semelhantes. A fig. 11 mostra o comportamento de  $J_{th} \times T$  para alguns diodos. Notamos que há duas regiões de variação, para temperaturas em torno de  $130\text{K}$  a curva passa por uma região de transição.

Outro fato importante a observar é a baixas temperaturas, onde  $J_{th}$  não satura como acontece nos tipos de diodos mais comuns (fig. 13) e (1970h). Alguns diodos apresentam valores de  $J_{th}$  maiores que  $1600 \text{ A/cm}^2$  a temperatura ambiente. Estes diodos, observados sob microscópio, geralmente mostram irregularidades nos espelhos da cavidade Fabry-Perot. Embora alguns destes diodos possuam códigos diferentes, todos foram crescidos nos mesmos moldes e condições, a menos que alguma alteração não intencional tenha acontecido.

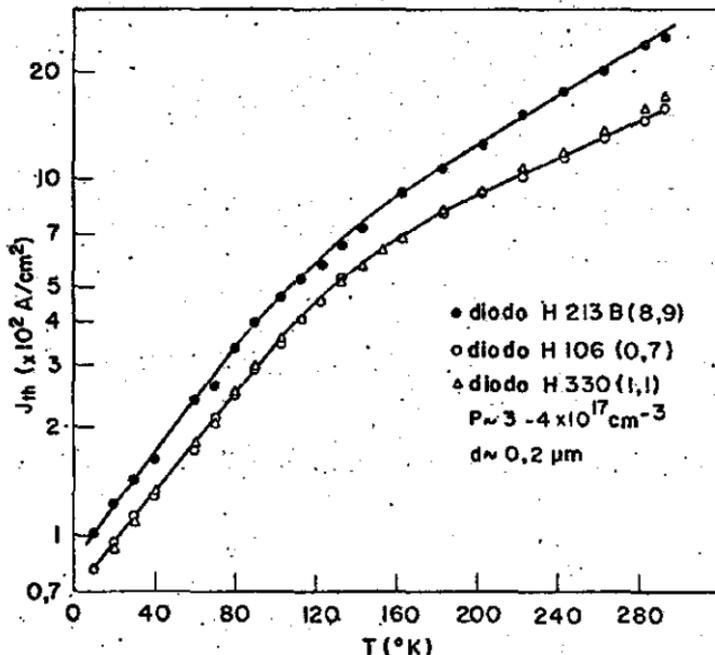
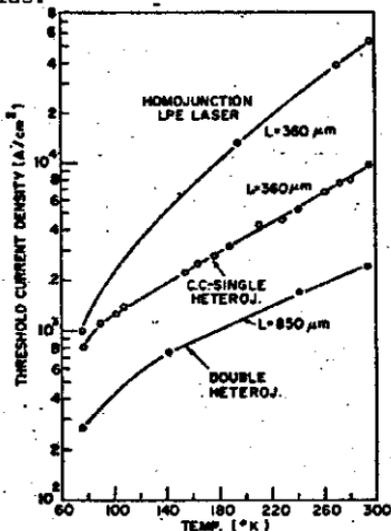


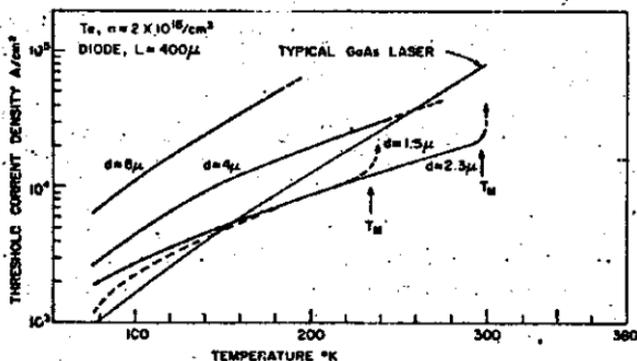
Fig. 11 -  $J_{th} \times T$  -  $p \sim 3$  a  $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  -  $d \sim 0,2$  micron-metro  
L  $\sim 380$  micron-metro - pulsado-300 ns.

Os dados experimentais que conhecemos apresentam comportamento diferente para  $J_{th}$  como função de  $T$ . Para baixas temperaturas (10 a 40K) os dados experimentais existentes são poucos e o comportamento que se observa frequentemente é a saturação de  $J_{th}$ , tanto para diodos de homojunção como para HS e HD. As figs. 4 e 12 mostram alguns dados experimentais existentes para diodos de homojunção, HS e HD. Estas figuras mostram  $J_{th} \times T$  com variação de alguns parâmetros:  $d$ -espessura da região ativa,  $L$ -comprimento da cavidade Fabry-Perot,  $n$  e  $p$ -dopagem. Para maiores esclarecimento podemos consultar bibliografia citada abaixo de cada figura. Os resultados experimentais mostrados nas figuras que não possuem data entre colchetes foram encontrados em nossas experiências.



a - [1972b]

Representative curves of  $J_{th}$  as a function of temperature for homojunction LPE, single-heterojunction and double heterojunction lasers. Properly designed SH-CC and DH lasers are capable of laser operation up to 400K and sometimes higher depending on the fabrication process. However, the  $J_{th}$  of SH-CC lasers near the 'cut-off'  $d$  value may be very temperature sensitive above 350K.



$J_{th}$  as a function of  $T$  for the diodes of Fig. 10, and for one Zn-diffused homostructure laser diode (with a different substrate).

b - [1970h]

Fig. 12 -  $J_{th} \times T$  para diversos tipos de diodos: a- Homojunção (crescimento epitaxial), HS, HD. b- Homojunção e HS.

O comportamento de saturação de  $J_{th}$  a baixas temperaturas foi observado por nós com diodos tendo alguns parâmetros diferentes daqueles indicados na figura 11 (dopagem e espessura da região ativa). Apresentamos na fig. 13 os resultados obtidos paratrês tipos de diodos: HD com d=2 micron-metro e região ativa tipo-p- $3-5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  e HD com d=0,2 micron-metro e região ativa tipo-p- $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (H406) e  $n \sim 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (H235).

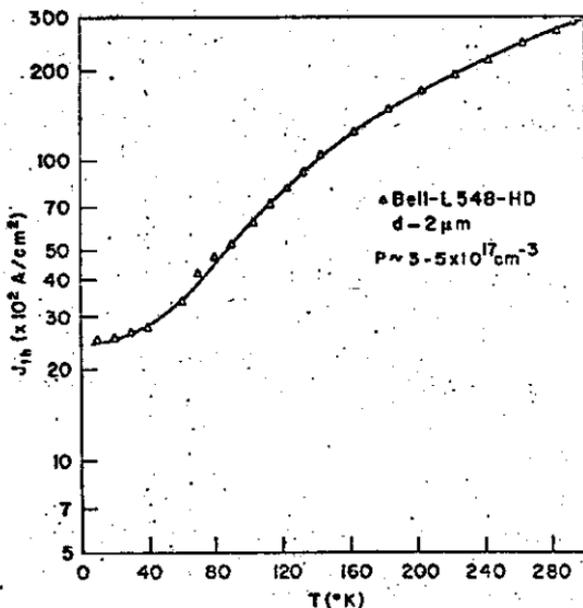
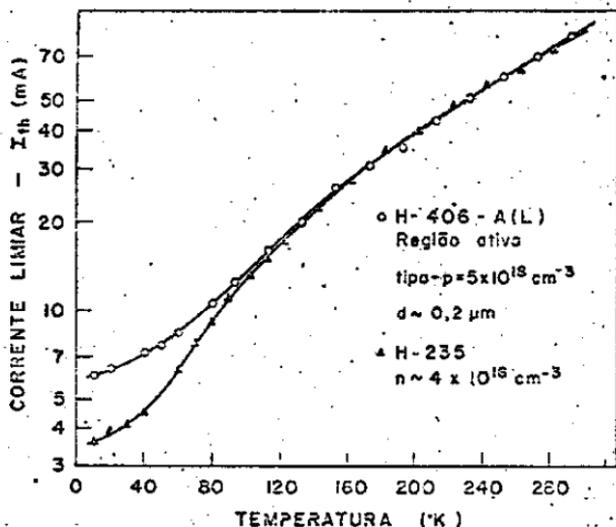


Fig. 13 -  $J_{th} \times T$  Variando Dois Parâmetros: d - espessura da região ativa e dopagem da região ativa.

Comparando às figs. 4, 11, 12 e 13 observamos que a variação de alguns parâmetros do diodo acarreta comportamentos diferentes da curva  $J_{th} \times T$ . Este fato nos levou a realizar experiências complementares que pudessem explicar os fatores que influenciam  $J_{th}$ .

A densidade de corrente limiar está relacionada com as perdas ( $\alpha$ ) existentes no diodo, comprimento ( $L$ ) da cavidade Fabry-Perot e refletividade dos espelhos ( $R$ ) através de (1971b):

$$J_{th} = \frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{\beta} \left( \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right)$$

Onde  $\beta$  está relacionado com a eficiência quântica, temperatura, índice de refração, etc. Voltaremos a comentar sobre a expressão acima posteriormente. Realizamos experiências com variação de  $R$  e  $L$ , e observamos e calculamos os seguintes parâmetros: energia do fóton na emissão estimulada, tempo de vida médio ( $T_s$ ) do elétron, eficiência quântica externa e interna diferencial ( $\eta_{ext}$ ,  $\eta_i$ ), perdas ( $\alpha$ ) e etc. O cálculo das perdas com a variação de  $L$  nos proporcionou obter resultados teóricos para  $J_{th}$ . Passaremos a descrever cada experiência separadamente.

### 3 - Fatores Que Estão Relacionados Com $J_{th}$ :

#### 3-a - Tempo de Vida Médio do Elétron.

Quando diodos lasers são operados em condições pulsadas, existe um atraso  $t_d$  entre a aplicação do pulso e a inversão de população. Este atraso tem sido estudado por diversos autores (1964a,b), (1967d) e (1972c,d) e é uma ferramenta valiosa para o cálculo do tempo de vida médio espontâneo dos elétrons ( $T_s$ ). Faremos aqui uma explanação de como é feito o cálculo de  $T_s$ , baseado nos artigos citados acima.

A equação que governa a injeção de portadores na junção p-n é:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{n}{T(n)} \quad (1)$$

Esta expressão é válida com boa aproximação, mesmo não considerando a densidade de fótons na junção (1973a).

$n$  = número de portadores,

$I$  = corrente que passa pela junção,

$e$  = carga elétrica e

$T(n)$  = tempo de vida do elétron, isto é, o tempo que este leva para recombinar-se, depois que é injetado na junção.

A primeira parte à direita da expressão (1) diz respeito a injeção de portadores e a segunda parte está relacionada com o número de portadores que se recombina. Esta é uma equação diferencial ordinária de primeira ordem com as seguintes condições de contorno: a)  $n=0$  quando  $t=0$

b)  $n=n_{th}$  quando  $t=t_d$

A condição b), onde  $n=n_{th}$ , é a condição de inversão de população e  $t_d$  é o tempo necessário para a corrente  $I_{th}$  conseguir esta inversão.

Com a condição a), supondo um valor médio para  $T(n) = T_s$  (1967d)(1973a), a solução de (1) é:

$$n(t) = \frac{IT_s}{e} \left( 1 - e^{-\frac{t}{T_s}} \right) \quad (2)$$

O gráfico desta equação é mostrado na fig. 14 para três valores da corrente a certa temperatura fixa. A condição limiar de inversão de população, ou corrente limiar é conseguida na região ativa quando o ganho ( $g$ ) for igual às perdas ( $\alpha$ ) (1971b). O ganho está relacionado com  $n$  através de (1972d)

$$g(n) = \frac{An^m}{T_s} \quad (3)$$

Onde  $A$  é a constante de proporcionalidade,  $T_s$  tomamos como sendo o tempo de vida médio e  $m=2$  para laser de HD.

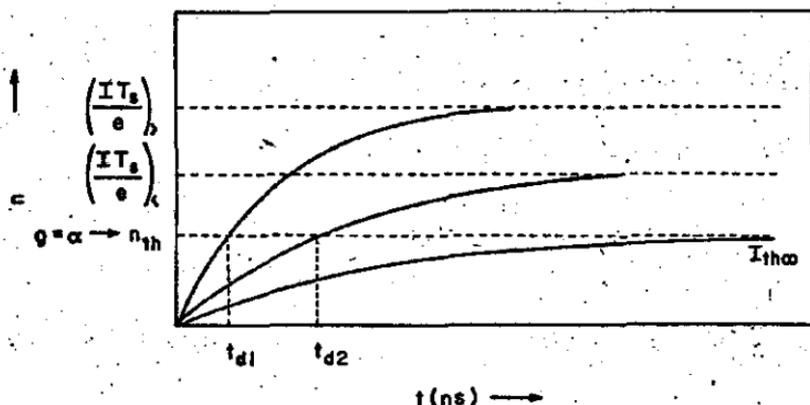


Fig. 14 -  $n(t)$  vs  $t$  Para a Equação (2).

Podemos observar na figura 14 que os pulsos de correntes maiores  $\left(\frac{IT_s}{e}\right)_b$  possuem duração menor  $t_{d1}$ . Todos os cálculos do tempo de vida estarão baseados neste esquema, isto é, injetamos um pulso de duração  $t_d$ , com certa corrente  $I$  suficiente para conseguir que  $g = \alpha$  ( as perdas e o ganho se igualem) no final do pulso.

Com a condição de contorno b) substituída em (2), temos:

$$t_d = T_s \ln \left( \frac{I}{I - n_{th} e^{-I/T_s}} \right) \quad (4)$$

Definindo para pulsos de duração infinita uma corrente tal que  $I_{th\infty} = n_{th} e^{-I/T_s}$  e para pulsos de duração  $t_d$  uma corrente  $I = I_{th}$ . Isto significa que o pulso de corrente é suficiente para que seja conseguida a inversão de população no final. A figura 14 exemplifica o que estamos dizendo.

A expressão final para  $t_d$  é:

$$t_d = T_s \ln \left( \frac{I_{th}}{I_{th} - I_{th\infty}} \right) \quad (5)$$

Esta expressão tem proporcionado resultados satisfatórios e é uma boa aproximação para o cálculo de  $T_s$  dos lasers de HD (1967d)(1972d).

Os resultados experimentais e a maneira como é calculado  $T_s$  estão exemplificados na fig. 15.

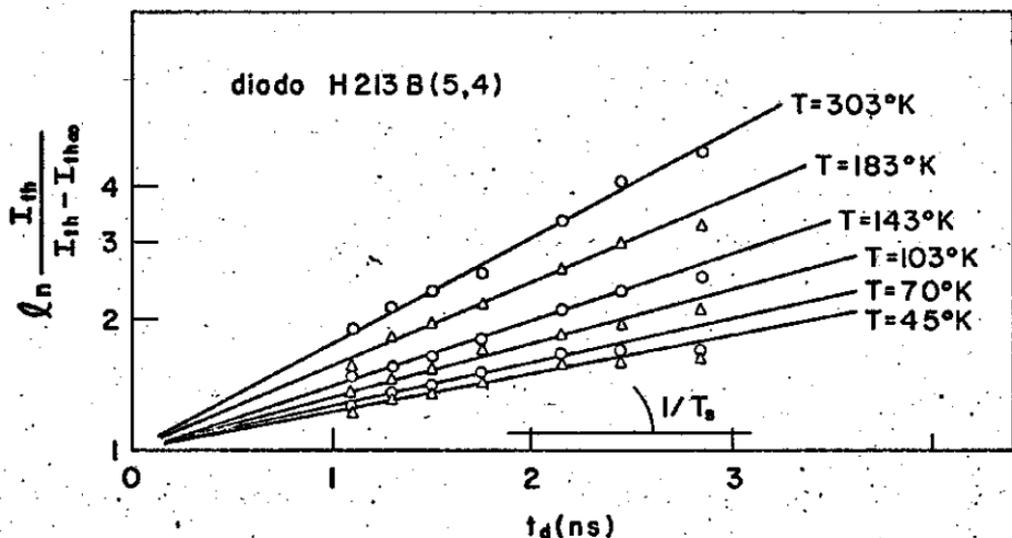


Fig. 15 - Curvas Para O Cálculo Do Tempo De Vida ( $T_s$ ) Para Várias Temperaturas.

Os valores de  $T_s$  foram calculados para vários diodos, para temperaturas de 10 a 300K, usando o coeficiente angular como é mostrado na fig. 15.

Infelizmente, abaixo de 90K de temperatura, não temos muita precisão no valor da corrente limiar, devido ao mau casamento da impedância que aparece entre a linha de transmissão e o diodo. Este descasamento é causado pelo aumento na resistência do diodo para temperaturas abaixo de 90K. O pulso injetado no diodo é retangular e a impedância má casada deforma o pulso, acarretando erros na medida da corrente. Pretendemos, para o futuro, conhecer e contornar este inconveniente.

A fig. 16 mostra a variação de  $T_s$  com a temperatura para dois diodos que foram crescidos nas mesmas condições.

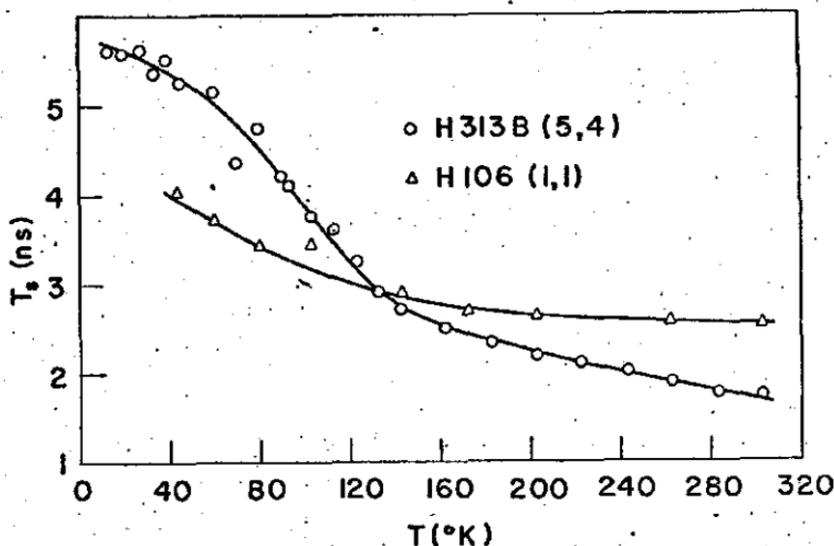


Fig. 16 -  $T_s$  x Temperatura Para Diodos De HD.

O tempo de vida médio do elétron para diodos de homocristalo e HS é da ordem de 2ns a 77K. J. C. Dymonte e outros (1972d) encontraram valores de 10 a 15ns para diodos de HD a 77K e atribuíram o aumento em  $T_s$  ao confinamento eletrônico e óptico na região ativa, resultando na diminuição de  $J_{th}$ . Estes mesmos autores também atribuíram o alto valor de  $T_s$  em HD às condições de crescimento e alto grau de compensação da região ativa.

Devido às condições de crescimento, dopagem e largura da região ativa serem diferentes, os diodos com os quais realizamos as experiências apresentam valores diferentes para  $T_s$  ( 4 a 5ns a 77K ). Estes apresentam também um ligeiro aumento em  $T_s$  com a diminuição da temperatura por volta de 130K (fig. 16). Comentaremos estes resultados no próximo capítulo.

### 3-b - Variação de Extensão da Cavidade Fabry-Perot

Vimos no capítulo I um breve esboço do desenvolvimento dos lasers de injeção. Um dos parâmetros que sofreram alterações neste desenvolvimento foi a largura da cavidade Fabry-Perot (1968c). Sabemos que  $J_{th}$  é inversamente proporcional a L e que a perda ( $\alpha$ ) no laser é dada por (1971b):

$$\alpha = \alpha' + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (6)$$

Onde L e R são o comprimento da cavidade e a refletividade do espelho respectivamente.  $\alpha'$  está relacionado com as perdas por difração (mãe guiamento óptico), absorção através de portadores livres e etc.

Anteriormente vimos também que a densidade de corrente limiar ( $J_{th}$ ) é proporcional ao ganho, na condição em que  $\alpha = g$  (1971b)

$$J_{th} = \frac{1}{\beta} \left( \alpha' + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (7)$$

Tendo em mente a variação de  $J_{th}$  com L e esperando que os outros termos em (7) permaneçam constantes ( $\alpha'$  e R), procuramos clivar os diodos originais (L = 380 micron-metro) em partes de L. A fig. 17 mostra o resultado da clivagem do diodo.

O fato do diodo ser clivado em partes de L e mostrar o mesmo comportamento (duas exponenciais e a região de transição) com a mesma inclinação no gráfico monologarítmico indica algo intrínseco do tipo de diodo.

Notar que na curva  $I_{th} \times T$  o diodo com  $2L/5$  tem a região de transição a temperatura um pouco mais baixa.

A fig. 17 mostra  $J_{th} \times T$  e  $I_{th} \times T$  para que possamos perceber que, embora a corrente seja menor, a densidade de corrente é maior para os diodos que são partes de L ( $2L/5$ ). Isto mostra que as perdas são maiores quando diminuimos L (comprimento da cavidade Fabry-Perot).

Entraremos em maiores detalhes sobre a variação do comprimento da cavidade na parte 3-f, onde calculamos as perdas em função da temperatura, usando a variação de L.

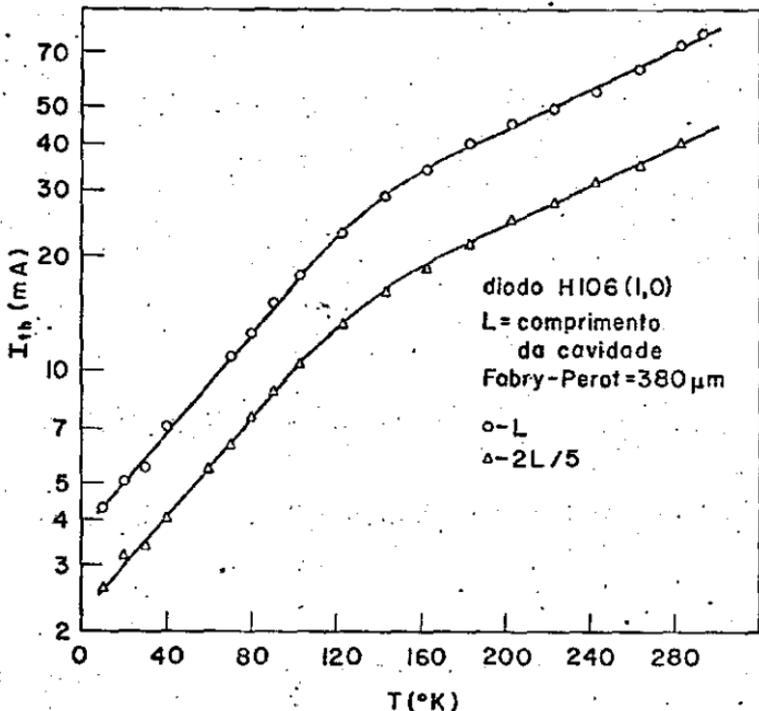
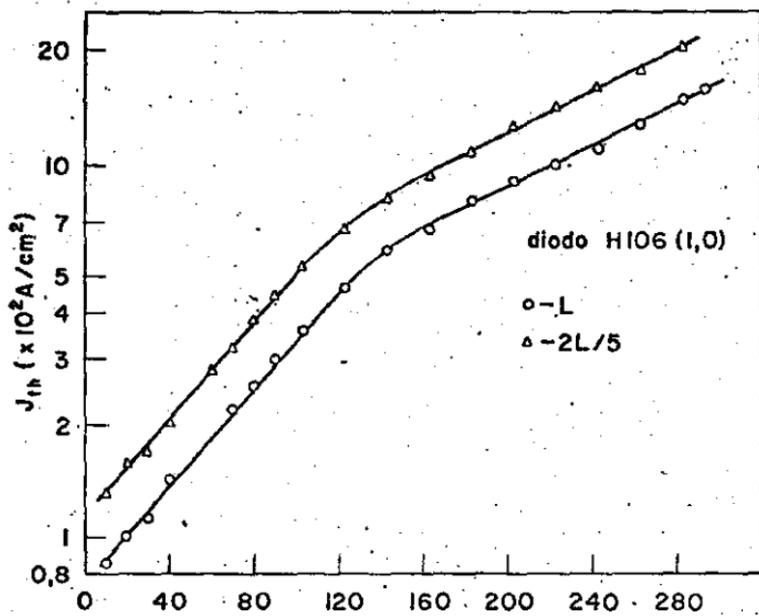


Fig. 17 -  $J_{th} \times T$  e  $I_{th} \times T$  Para Diodos Clivados Em Partes De  $L$ .  
 $d=0,2$ micron-metro,  $p=4 \times 10^{17} cm^{-3}$ .

### 3-c - Variação da Refletividade do Espelho da Cavidade Fabry-Perot

Outro fator que procuramos variar nos diodos foi a refletividade do espelho. Y. Nannichi (1965a), usando técnicas de deposição de camadas isolantes (SiO) e refletoras (Ag) em uma das faces espelhadas do diodo, conseguiu baixar o valor de  $J_{th}$  em 38%. Baseado no trabalho deste autor conseguimos diminuir o valor de  $J_{th}$  com a deposição de camadas de SiO e Cr em um dos espelhos.

Descreveramos todo o processo que realizamos para a mudança da refletividade. Os diodos foram inicialmente colocados em banho de tricloroetileno, depois em acetona e em banho final de água desionizada. Notamos que a limpeza da face em que vai ser feita a deposição é essencial, sem a qual as camadas depositadas se desprendiam.

Depois da limpeza os diodos foram colocados em blocos de cobre e presos por placas, semelhante à montagem de figura 8. Com esta montagem os diodos ficam com os contatos ôhmicos (que são planos paralelos à camada da região ativa, fig. 1) totalmente encobertos para evitar deposições de SiO e Cr e/ou curto-circuitar os dois contatos ôhmicos do diodo. A montagem é mostrada na fig. 18. Esta montagem foi colocada na câmara de uma evaporadora Edwards, juntamente com um espelho ao lado para a observação da espessura da camada depositada(\*). As condições de deposição das camadas foram:

- Distância entre diodo e fonte de SiO e Cr - 25 cm
- SiO - tempo de deposição - 1 minuto (\*\*)
- Cr - tempo de deposição - 5 minutos

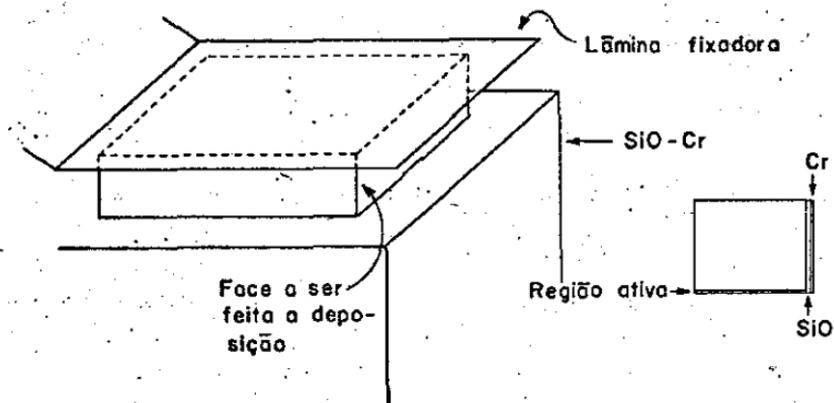


Fig. 18 - Montagem Para Deposição De SiO-Cr No Espelho Do Diodo.

(\*)- Agradecemos o Sr. Paulo C. Silva pelo auxílio na operação deste aparelho.

(\*\*)- Devido a falha no aparelho de medida não pudemos estimar a espessura.

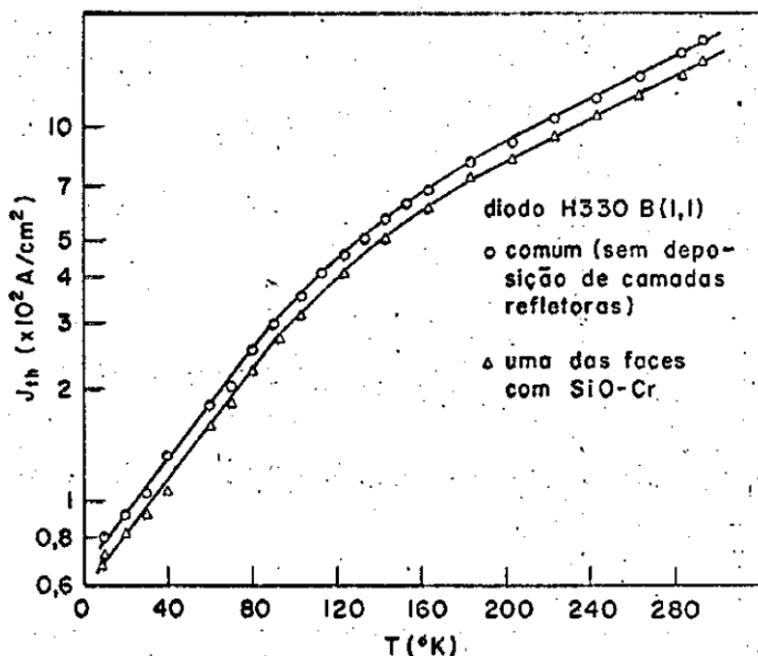
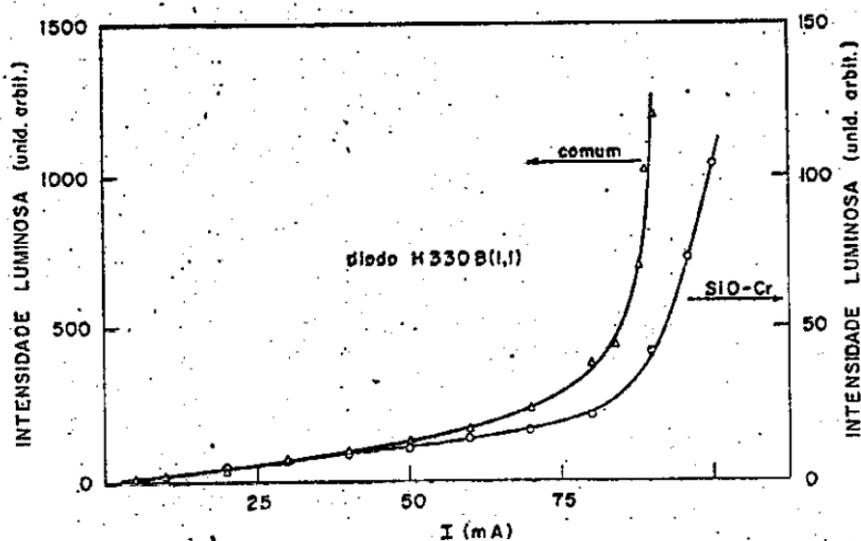


Fig. 19 - a- Variação Da Intensidade Luminosa Com A Corrente.  
 b-  $J_{th} \times T$  Com E Sem Aumento Na Refletividade.

A camada de Cr poderia variar de espessura conforme a reflexão desejada. O mais importante nesta deposição é a espessura da camada de SiO. A transmissão em uma face do diodo com SiO-Cr ficou da ordem de dez vezes menor que a outra face. A fig. 19-a mostra a transmissão nas duas faces em função da corrente. A escolha de Cr em vez de Ag, Au, etc foi por questão de conveniência porque estes elementos aderem bem ao SiO (1954a). O resultado da deposição de SiO-Cr está na fig. 19-b. Podemos observar que o valor de  $J_{th}$  diminui com a colocação de SiO-Cr, isto é, aumentando R (eq. 7), diminuimos as perdas, fazendo com que  $J_{th}$  diminua. Infelizmente não pudemos diminuir mais o valor de  $J_{th}$  para observar como as perdas variam com R. A causa disto está no não conhecimento da espessura de SiO depositado e que dá os modos permitidos na cavidade.

### 3-d - Eficiência Quântica Externa Diferencial De Emissão Espontânea.

A eficiência quântica é um fator de grande utilidade nos cálculos teóricos que envolvem recombinação de portadores (1972e). Na prática, seu conhecimento é também de grande utilidade pois, além de servir de guia para os cálculos, nos dá informações de quão eficiente é o processo de recombinação nos lasers de semicondutor. Conhecida a eficiência quântica externa ( $\eta_{ext}$ ), e eficiência quântica interna ( $\eta_i$ ) pode ser determinada (sob certas condições) pois são proporcionais (1971b).

A experiência que realizamos foi para calcular a eficiência quântica externa relativa de emissão espontânea ou eficiência quântica diferencial (devido ao fato de ser medida através do coeficiente angular da curva: Intensidade luminosa x Corrente). J. Pankove (1968d) sugeriu que  $\eta_{ext}$  poderia ser calculada da curva Intensidade Luminosa x Corrente e encontrou uma dependência do tipo  $\eta_{ext} = \eta_0 \exp\left(\frac{-T}{T_0}\right)$  para GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> - homojunção. Este autor relacionou a variação de  $\eta_{ext}$  com as perdas contidas em  $\alpha$  porque o aumento da temperatura provoca um aumento exponencial nas perdas.

A fig. 20-a mostra algumas curvas Inten. luminosa x Corrente de onde podemos calcular o valor da eficiência quântica. Não nos detivemos em calcular o valor real de  $\eta_{ext}$  devido ao fato de estermos interessados na sua variação relativa com a temperatura. Na parte 3-f calculamos o valor real de  $\eta_{ext}$  e  $\eta_i$  para chegar ao cálculo das perdas. A fig. 20-b mostra a variação de  $\eta_{ext}$  e  $I_{th}$  (corrente limiar) com a temperatura. Podemos notar que a baixas temperaturas (menor que 130K)  $\eta_{ext}$  aumenta sensivelmente. Para calcular o valor real da eficiência basta tomar um detector calibrado em potência.

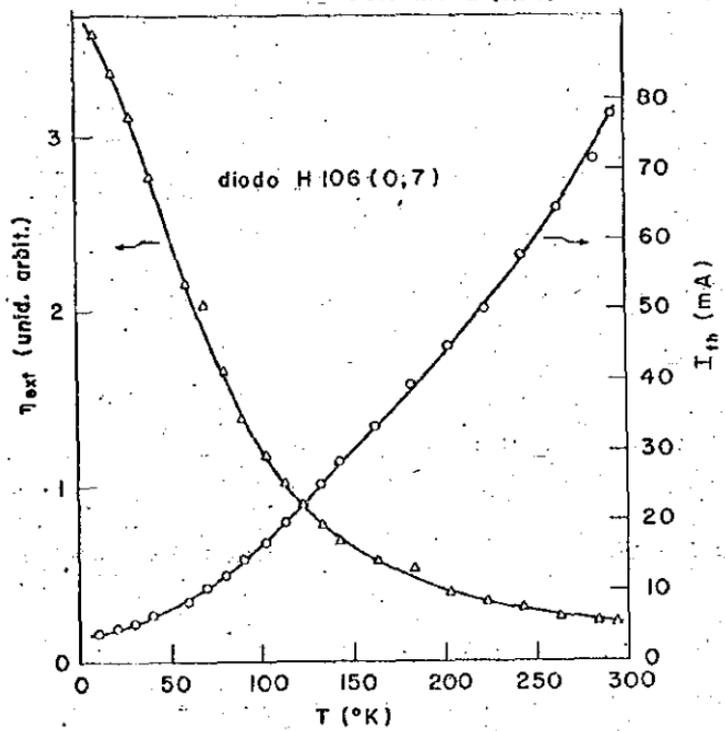
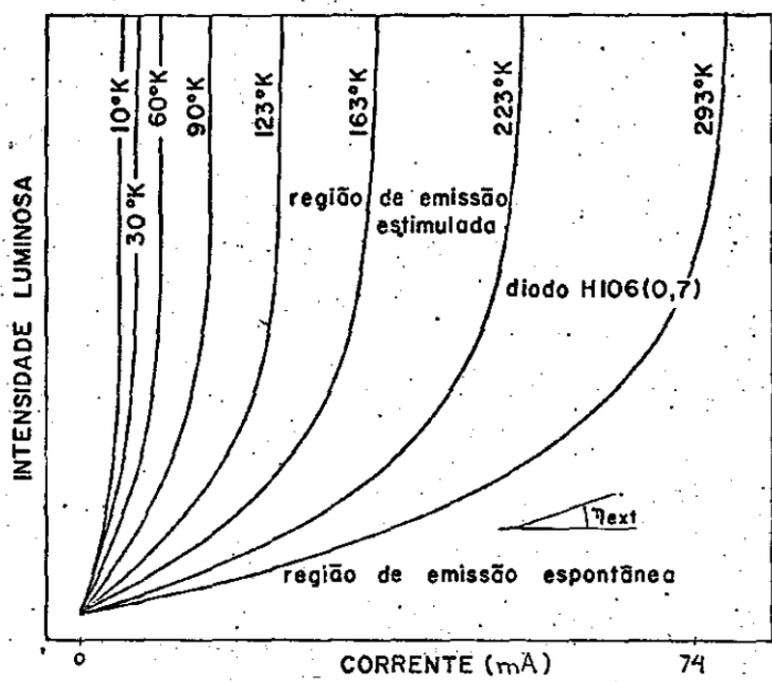


Fig. 20 - a- Intens. Luminosa x Corrente Para Várias Temperaturas.  
b-  $\eta_{ext}$  e  $I_{th}$  x Temperatura.

3-a - Observação Do Espectro.

Um ponto importante em nossas experiências foi a observação do espectro com a variação da temperatura. Seu conhecimento permite melhor análise de outros tipos de experiências como o cálculo real da eficiência quântica (3-f) e também servirá para comparação com dados experimentais e teóricos.

A fig. 21-a mostra o espectro de emissão espontânea e estimulada (onde certos modos sobressaem) a certa temperatura. Na fig. 21-b temos a variação da energia ( $h\nu_L$ ) do fóton, na condição de corrente limiar, com a temperatura. Estes dados estão de acordo com os resultados experimentais de (1963c) para diodos de homojunção.

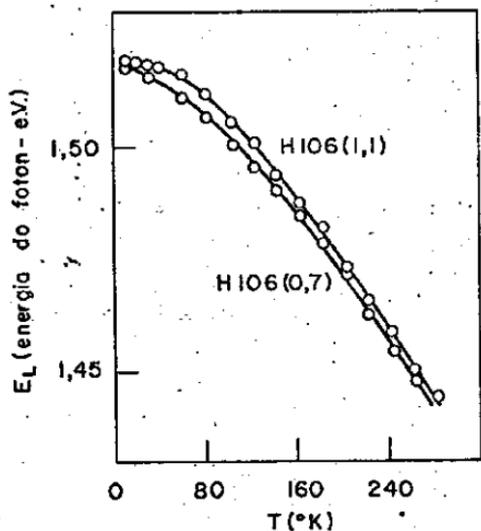
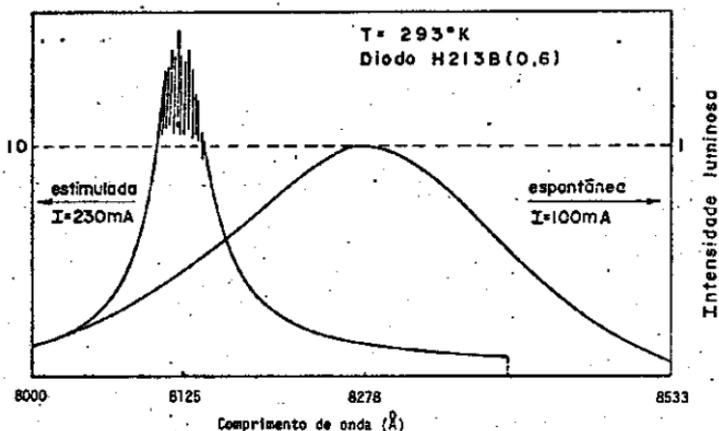


Fig. 21 - a- Espectro De Emissão Espontânea E Estimulada.

b- Energia Do Fóton x Temperatura Na Condição Limiar.

### 3-f - Cálculo Das Perdas.

As experiências descritas e resultados obtidos até agora não são suficientes para a apresentação de um modelo e também não explicam a razão da região de transição na curva  $J_{th} \times T$ . Sabemos que conforme a largura da região ativa e dopagem pode ocorrer saturação de  $J_{th}$  (fig. 13) e que a eficiência quântica (fig. 20) e o tempo de vida médio do elétron (fig. 16) aumentam mais acentuadamente a baixas temperaturas (menor que 130K).

A possibilidade de se obter lasers com vários comprimentos da cavidade Fabry-Perot nos levou ao cálculo das perdas internas ( $\alpha'$ ) no laser, causadas por difração, absorção de portadores livres, etc.

Daremos a seguir a sequência que nos levou ao cálculo de  $\alpha$  (perdas totais):

$$\alpha = \alpha' + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$$

Obtivemos as curvas  $P \times I$  para várias temperaturas e para diodos com diversos valores de  $L$ , provenientes de um mesmo crescimento. Isto implica em melhor uniformidade das condições internas dos diodos.

$P$  = potência emitida pelo diodo

$I$  = corrente que passa através do diodo

Na parte 3-d fig. 20-a calculamos  $\eta_{ext}$  na região de emissão espontânea.

Para o cálculo da eficiência na condição de emissão estimulada basta tomar as partes superiores das curvas. A eficiência quântica diferencial de emissão estimulada  $\eta_D$  está relacionada com  $P$  e  $I$  através de:

$$\eta_D = 2 \frac{\Delta P}{h\nu_L} \frac{e}{\Delta I} \quad (8)$$

Onde  $h\nu_L$  - é a energia do fóton na condição de emissão estimulada

$e$  - a carga do elétron

O fator 2 vem do fato de estarmos considerando a potência total emitida pelo laser (2 faces espelhadas).

O cálculo de  $\eta_D$  para vários diodos de comprimentos diferentes nos possibilitou fazer gráficos (fig. 22) de  $\frac{1}{\eta_D} \times L$  para várias temperaturas.

A eficiência quântica diferencial externa  $\eta_D$  e interna  $\eta_1$  estão relacionadas da seguinte maneira (1971b)(1974a):

$$\frac{1}{\eta_D} = \frac{1}{\eta_1} \left( 1 + \frac{\alpha' L}{\ln \frac{1}{R}} \right) \quad (9)$$

Para  $L = 0$ ,  $\eta_D = \eta_1$

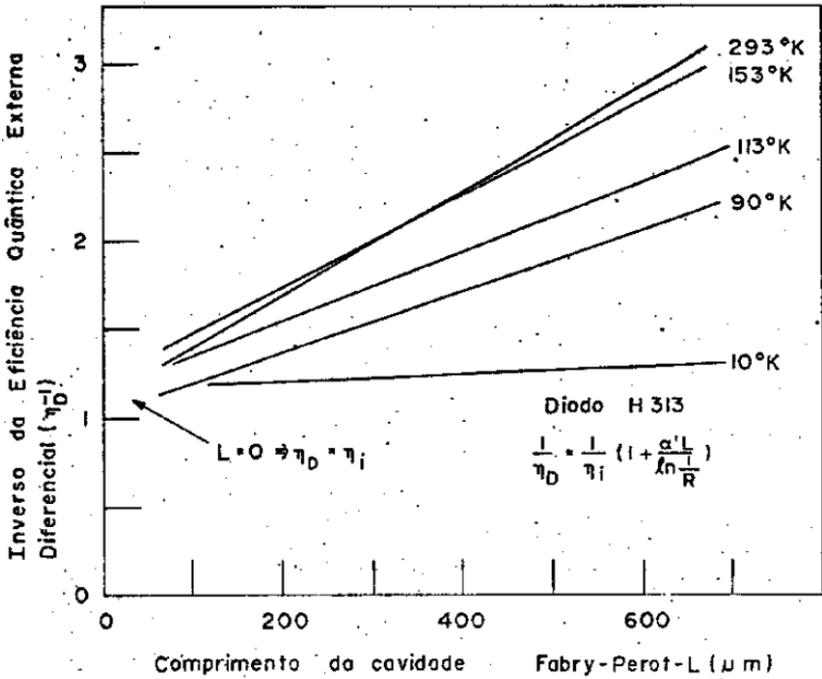


Fig. 22 - Eficiência quântica externa diferencial em função do comprimento da cavidade Fabry-Perot para várias temperaturas.

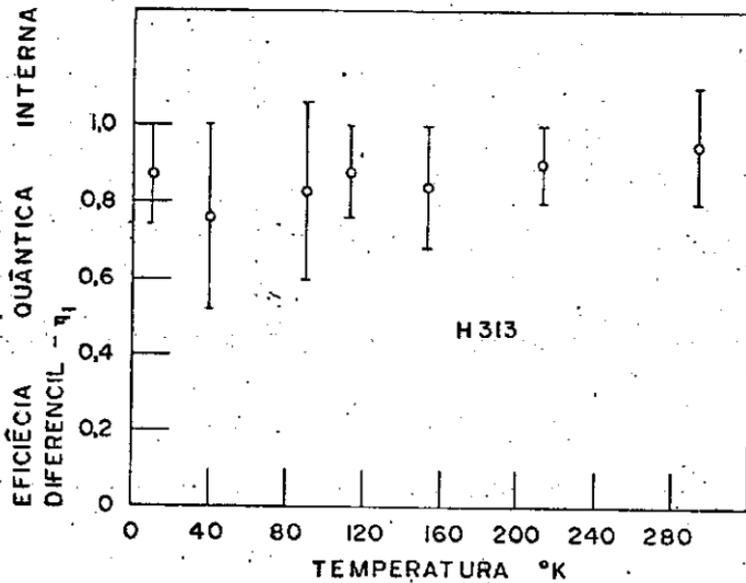


Fig. 23 - Eficiência quântica dif. int. versus Temperatura.

Está indicado na fig. 23 os valores da eficiência quântica interna diferencial para várias temperaturas, com respectivos erros.

De acordo com os dados obtidos a eficiência  $\eta_i$  apresenta-se quase constante apesar dos erros experimentais envolvidos.

Considerando-se  $\eta_i$ , L e R constantes podemos calcular  $\alpha^-$  através do coeficiente angular da curva da fig. 22 (equação 9).

$$\frac{\Delta \frac{1}{\eta_D}}{\Delta L} = \frac{\alpha^-}{\eta_i \ln \frac{1}{R}}$$

Conhecendo-se  $\alpha^-$  para cada temperatura e sabendo-se que a refletividade dos espelhos  $R = 0,32$  (1974a), podemos calcular as perdas totais através da relação:

$$\alpha = \alpha^- + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (10)$$

A variação das perdas internas com a temperatura é mostrada na fig.24.

Para o comprimento L de cada diodo podemos calcular o termo  $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ . A tabela abaixo mostra o valor deste termo e deve ser adicionado ao valor de  $\alpha^-$  para ser obtido o valor de  $\alpha$ .

L ( $\mu\text{m}$ )	$\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
178	64,0
255	44,8
305	37,3
356	32,0
508	22,4
610	18,7

Observar que as perdas introduzidas na tabela acima são constantes e não dependem da temperatura para cada diodo separadamente.

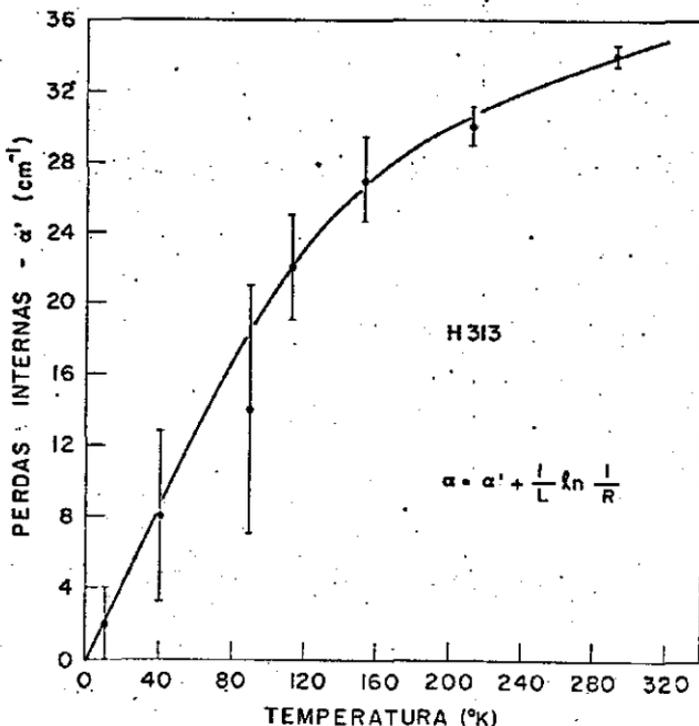


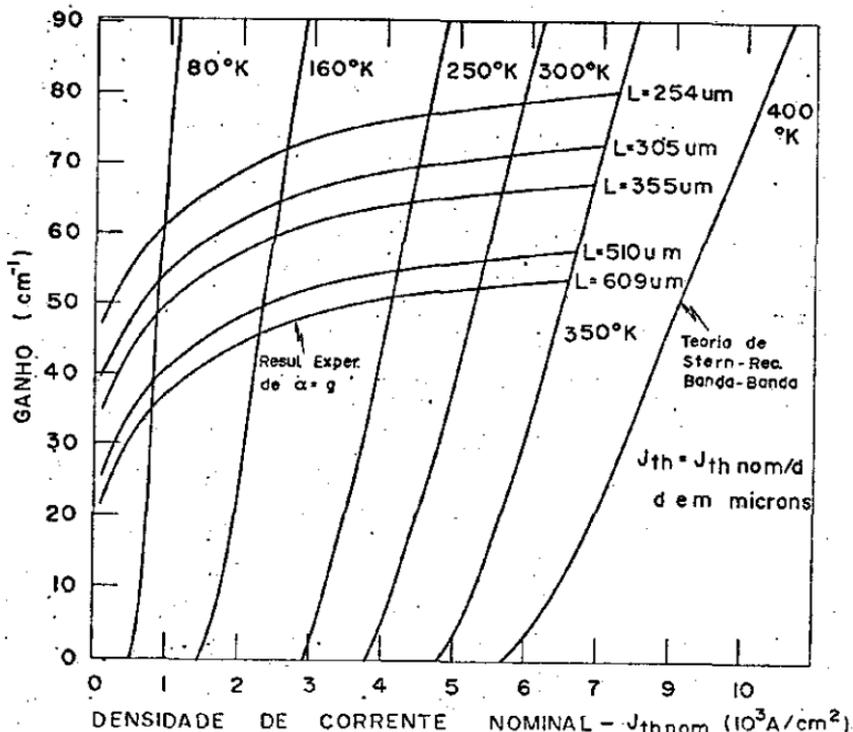
Fig. 24 - Perdas internas em função da temperatura, com respectivos erros.

Mostramos então que as perdas variam com a temperatura, contrário ao que se supõe em alguns trabalhos teóricos (1972e)(1974a,c).

Usando este fato vamos agora calcular a variação da corrente limiar com a temperatura, usando o trabalho teórico de F. Stern (1973d). Este autor considera a recombinação entre as bandas parabólicas de energia, sem levar em consideração, para este cálculo, a existência de níveis de energia introduzidos por impurezas localizadas na banda proibida. A fig. 25 mostra o resultado obtido por F. Stern, juntamente com a curva de variação do ganho (g) ou perdas ( $\alpha$ ), obtida em nossas experiências para diversos valores de L. A condição limiar da corrente ocorre quando inicia-se a ação laser, ou  $g = \alpha$ .

O valor teórico de  $J_{th}$  a partir do valor experimental de g pode ser obtido das curvas da fig. 25, conhecendo-se d (espessura da região ativa - 0,2 $\mu$ m). A fig. 26 mostra os valores teóricos (introduzindo  $\alpha$  observado) e experimentais da corrente limiar em função da temperatura. Para sabermos o valor de  $J_{th}$ , basta dividir  $I_{th}$  por sl, onde s = 13  $\mu$ m. Uma observação im-

portante a ser anotada é que o valor da espessura do contato da faixa deste laser (H313) é de  $8\mu\text{m}$  mas para que as curvas teóricas e práticas (fig. 26) tivessem um ponto em comum (fitadas) foi preciso colocar  $s = 13\mu\text{m}$ . Isto não introduz nenhum erro pois a área inicial em que a corrente é injetada é  $L,8\mu\text{m}$  mas ao chegar na região ativa a corrente já terá abrangido uma área maior (a corrente espalha-se também na direção horizontal).



(1973d)

Fig. 25 - Variação do ganho com a densidade de corrente limiar nominal para várias temperaturas. As curvas para diferentes valores de  $L$  foram feitas através dos valores experimentais de  $g = \alpha$ .

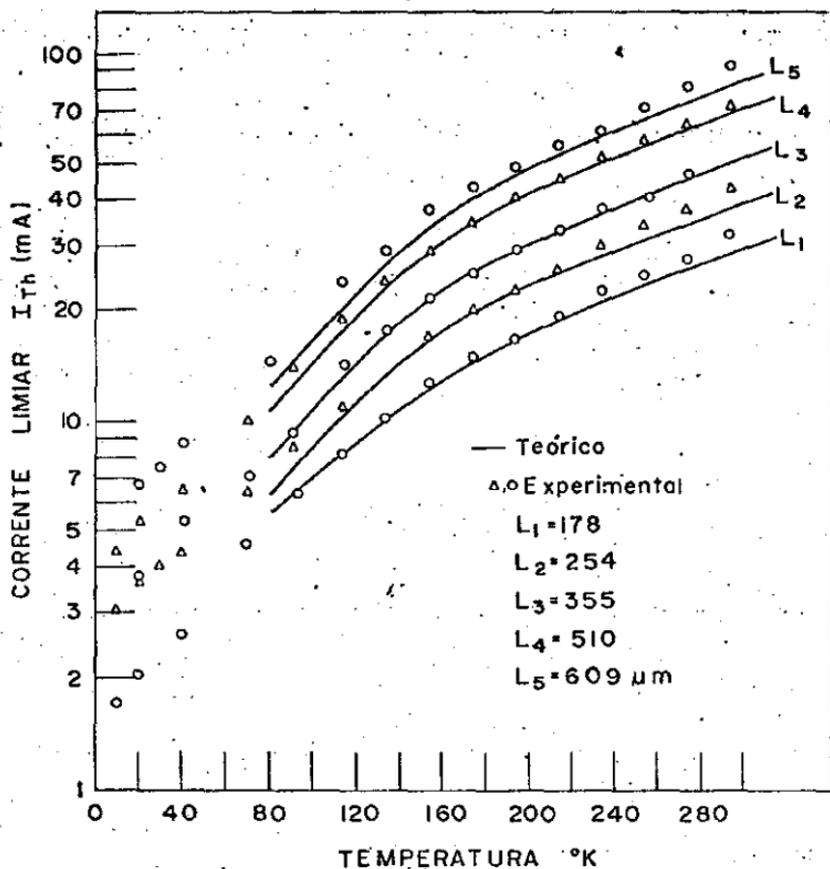


Fig. 26 -  $I_{th} \times T$  para diferentes valores de  $L$ . As curvas em linha cheia foram tiradas do trabalho teórico de F. Stern e o conhecimento experimental do ganho.

## V - ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO

Antes de entrar na discussão dos resultados vamos apresentar um breve relato sobre a banda de energia do semiconductor pois a conclusão está diretamente ligada ao modelo dos níveis de energia.

A periodicidade da rede cristalina de um sólido faz com que a energia permitida ao elétron que caminha em seu interior seja discreta, com valores não permitidos.

Para o GaAs, um semiconductor intrínseco de banda de energia proibida (gap) direta, o modelo mais simples a 0 grau Kélvim, que dá a energia do elétron é:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

Onde  $k$  é o vetor de onda,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$  é a constante de Planck e  $m^*$  a massa efetiva do elétron. Para a lacuna a energia é dada da mesma maneira, com a diferença que a massa efetiva é muito maior. A fig. 27 mostra o modelo de banda de energia.

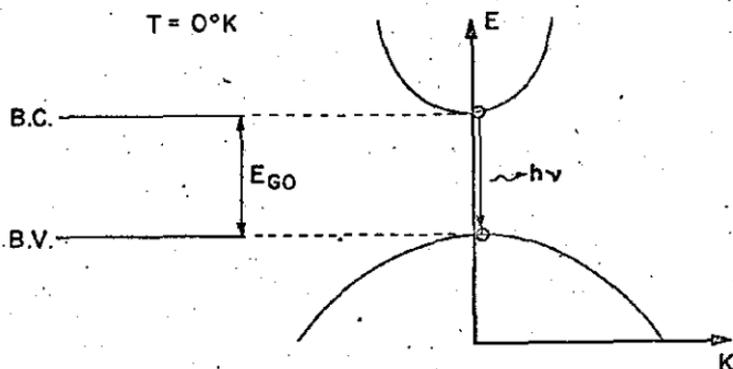


Fig. 27 - Modelo de banda de energia do semiconductor GaAs a 0K.

A dopagem, temperatura, corrente, imperfeições, etc introduzem deformações na banda de energia. O modelo que comumente se usa hoje em dia propõe a existência de caudas exponenciais que penetram na banda proibida (1965b) (1966a)(1968e)(1971b). A explanação mais detalhada de banda de energia para o semiconductor pode ser encontrada em (1964c)(1971b).

Alguns autores (1969g,h)(1974c) sugerem que, a baixas temperaturas, a recombinação se dá através dos níveis de impurezas existentes na banda proibida. Os resultados que obtivemos mostram que, pelo menos para temperaturas maiores que 80K, a recombinação radiativa se dá na parte parabólica da banda.

Este resultado foi obtido usando-se o trabalho teórico de F. Stern, já mencionado. A fig. 28 mostra a comparação entre o cálculo teórico usando a banda parabólica e exponencial de energia.

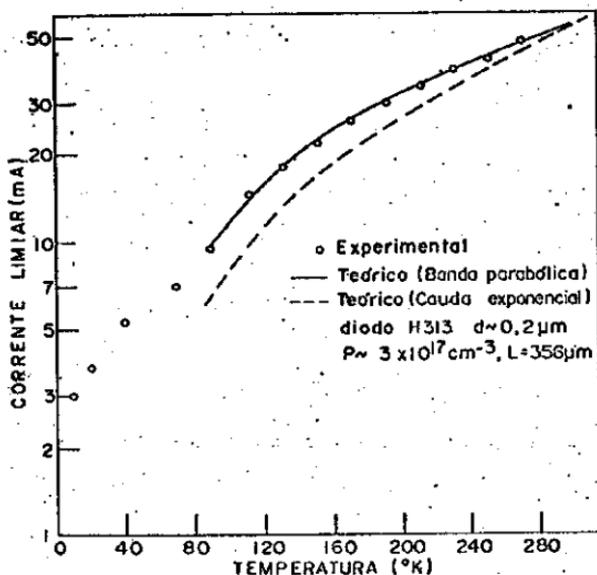


Fig. 28 -  $I_{th} \times T$ . Experimental. Teórico considerando a banda parabólica e cauda exponencial de energia (F. Stern, 1973d).

Passaremos a comentar cada experimento separadamente procurando associar, quando possível, ao modelo que propomos.

1 - Não saturação da curva  $J_{th} \times T$  a baixas temperaturas.

A fig. 11 apresenta várias curvas  $J_{th} \times T$  para alguns diodos e todas elas continuam a decrescer exponencialmente com a temperatura. Este comportamento é característico do tipo de diodo usado, com a região ativa dopada tipo p  $\sim 3 - 4 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  e espessura  $d = 0,2 \mu\text{m}$ . Nestas condições as perdas internas contidas em  $\alpha$  são pequenas e os elétrons e a radiação ficam confinados na região ativa até baixas temperaturas (10 a 40K), não havendo saturação na curva  $J_{th} \times T$ . O comprimento de difusão do elétron é fator importante no confinamento na região ativa e é proporcional à raiz quadrada da temperatura. Mesmo que  $D_0$  diminua com a temperatura, este é da ordem ou igual (em média) à espessura  $d$  da região ativa. A figura 29 exem-

plifica o que dissemos acima.

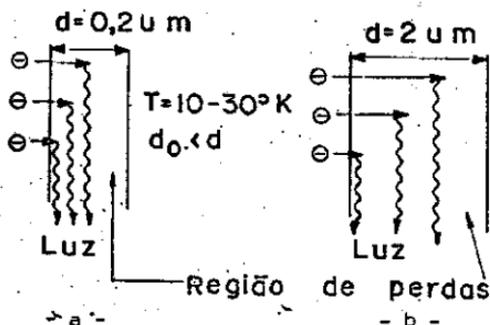
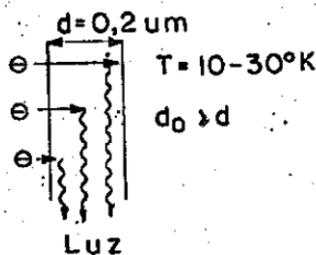


Fig. 29

Fig. 30

Fig. 29 - Guiamento óptico e confinamento eletrônico na região ativa

$d$  - espessura da região ativa

$d_0$  - comprimento de difusão do elétron

Fig. 30 - Região ativa apresentando perdas devido ao efeito de temperatura sobre o comprimento de difusão do elétron.

2 - Saturação da curva  $J_{th} \times T$  a baixas temperaturas.

A fig. 13 apresenta três curvas para díodos de HD onde podemos observar saturação de  $J_{th}$  para baixas temperaturas.

Para a região ativa muito dopada  $p = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , a baixas temperaturas, a recombinação não se dá em toda a região ativa, devido a alta dopagem. Aumento da dopagem implica em aumento nos centros de espalhamento e conseqüente diminuição no comprimento de difusão ( $d_0$ ).

Do mesmo modo ocorre com a região ativa tipo-n  $n = 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ .

Notar que apesar da dopagem ser baixa o efeito de saturação em  $J_{th}$  ocorre devido a lacuna ter massa efetiva maior que a do elétron (isto implica em menor mobilidade). A fig. 30-a apresenta o modelo de recombinação na região ativa para o caso do elétron. Quando lacunas são injetadas na região ativa o modelo é semelhante.

A região ativa com espessura muito grande ( $d = 2\mu\text{m}$ ) mas com dopagem normal  $p = 3-5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  também apresenta perdas a baixas temperaturas pois o comprimento de difusão do elétron diminui com a temperatura (1961b)(1969d) (fig. 30-b).

Portanto a alta dopagem tipo-p, a dopagem tipo-n e a região ativa muito espessa contribuem para que haja saturação na curva  $J_{th} \times T$  a baixas temperaturas.

### 3 - Variação do tempo de vida $T_s$ com a temperatura.

O valor de  $T_s$  medido é uma média entre os tempos de vida dos elétrons que se recombinam radiativamente e não-radiativamente através dos níveis de energia da banda parabólica e dos níveis de energia introduzidos pelas impurezas na banda proibida (1970i). Com a diminuição da temperatura, o nível de energia em que se dá a ação laser se aproxima da borda da banda parabólica, acarretando um aumento em  $T_s$  pois os níveis de impurezas começam a ter maior influência. Os níveis de impurezas dão origem a estados localizados e estes apresentam tempo de vida maior. A fig. 31 exemplifica o modelo de transição variando com a temperatura. Notar que a flexa que indica a transição não está relacionada com a energia pois a energia de ionização aumenta com a diminuição da temperatura.

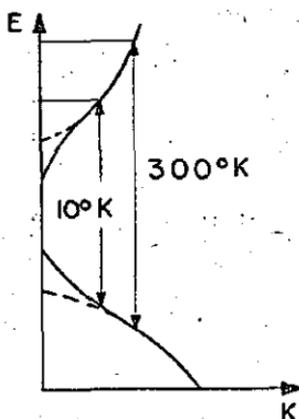


Fig. 31 - Variação do nível de recombinação com a temperatura.

Portanto a variação de  $T_s$  com a temperatura, apresentada na fig. 16, apresenta um ligeiro aumento (para  $T < 130\text{K}$ ) devido a maior influência dos estados localizados introduzidos pela dopagem.

#### 4 - Aumento na refletividade do espelho.

De acordo com a equação 7, se aumentarmos a refletividade dos espelhos do diodo diminuimos as perdas. Pela fig. 19 podemos perceber que  $J_{th}$  diminui com o aumento de R. Infelizmente não pudemos obter resultados melhores porque não tínhamos meios de medir a espessura da camada de SiO. Esta espessura é de vital importância porque teria que ser compatível com a cavidade Fabry-Perot.

#### 5 - Eficiência quântica externa relativa.

Na figura 20 podemos observar que o processo de recombinação radiativo torna-se muito mais eficiente para temperaturas menores que 130K. Isto está diretamente ligado com a variação das perdas internas com a temperatura. Foi também mostrado (fig. 23) que a eficiência quântica interna diferencial é aproximadamente igual a 1 para as temperaturas que observamos. Outro fato a mencionar é que as medidas de eficiência quântica externa diferencial na condição de emissão estimulada e espontânea apresentam o mesmo comportamento.

#### 6 - Variação do comprimento L da cavidade Fabry-Perot.

Esta experiência foi a parte fundamental do nosso trabalho. Através da variação de L pudemos calcular as perdas em função da temperatura e, depois, usando o trabalho teórico de F. Stern (1973d) para recombinação banda-banda, calculamos os valores de  $I_{th}$  para várias temperaturas. A semelhança das curvas teóricas e práticas confirmou que a recombinação para temperaturas de 80 a 300K é através da banda parabólica. O cálculo de  $J_{th} \times T$  através do trabalho teórico de F. Stern (1972e), quando este leva em conta os níveis de impurezas, dá resultados diferentes do experimental (fig. 28).

A fig. 17 mostra duas curvas para comprimentos diferentes da cavidade Fabry-Perot. De acordo com a eq. 7, diminuindo L,  $\alpha$  aumenta, aumentando  $J_{th}$ . Isto está de acordo com o que vimos. A curva do diodo 2L/5 apresenta transição a temperatura mais baixa pois suas perdas são maiores.

Conclusões: As conclusões mais importantes a que chegamos foram as segs. :

- a - As perdas internas no laser dependem fortemente da temperatura.
- b - A eficiência quântica interna diferencial é constante e aproximadamente igual a 1 para temperaturas de 10 a 300K.
- c - As transições radiativas são bande-banda para temperaturas de 80 a 300K.
- d - A saturação de  $J_{th}$  para baixas temperaturas está relacionada com o comprimento de difusão dos portadores minoritários na região ativa.

Este trabalho não pretende ser conclusivo mas sim um passo para novos e melhores tipos de experiências que pretendemos realizar.

Existem ainda muitos outros parâmetros a variar e observar futuramente:

- Observação do espectro para diodos de vários comprimentos, dopagem e espessura da região ativa,
- Cálculo, através dos dados experimentais, do ganho (ou perdas) e da eficiência quântica para os diodos que apresentam saturação, etc.

O mérito maior neste trabalho está na confecção dos diodos usados e cabe ao Prof. C. J. Hwang (Hewlett Packard) e, também, à orientação do Professor Navin B. Patel. Agradecemos aos amigos F. C. de Prince e J. D. Bull pelas colaborações e discussões durante a realização deste trabalho.

VI - ALGUNS FATOS OBSERVADOS DURANTE AS EXPERIÊNCIAS

A necessidade deste capítulo se fez sentir devido ao fato de termos observado, durante as experiências, alguns fenômenos que, para nós, uns são novos e outros conhecidos. Relataremos alguns deles, procurando não entrar em muitos detalhes, nem procurando explicá-los completamente. Os fatos novos ocorridos e que serão relatados servirão para posteriores investigações e os fatos já conhecidos servirão para confirmar e informar a respeito do tipo de diodo usado na experiência .

1 - Resistência negativa

A ocorrência de resistência negativa em HD tem sido confirmada por diversos autores: (1969f)(1970d,g)(1973b). Alguns destes autores observaram a ocorrência deste fato para temperaturas de 300K até baixas temperaturas. Os diodos com os quais trabalhamos mostraram este tipo de resistência negativa para temperaturas de 70 a 10K. Talvez este fato possa ocorrer para temperaturas maiores mas não estávamos interessados especificamente neste tipo de experiência. A fig.32 abaixo mostra a curva característica IxV direta de um dos diodos usados. Todos os diodos que tentamos observar este fenômeno mostraram comportamento semelhante.

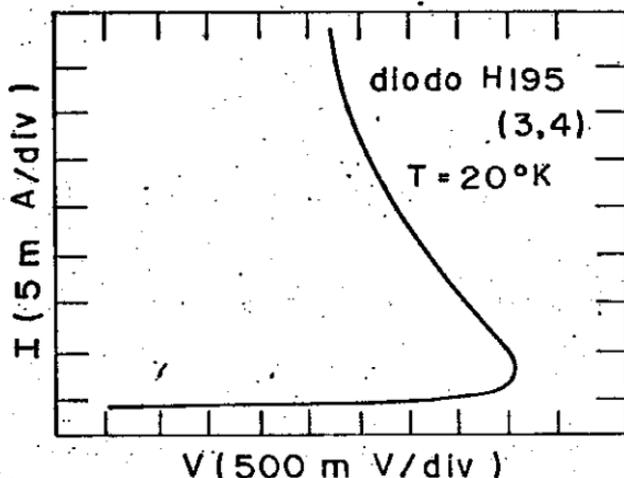


Fig. 32 - Resistência negativa em HD.

A ocorrência de resistência negativa não está totalmente esclarecida e alguns autores (1973b) afirmam que esta ocorre devido a existência da junção das camadas de  $Al_xGa_{1-x}As-n$  e  $GaAs-p$ . Afirmam eles que nesta junção ocorrem centros de captura de portadores e consequente deformação na banda de condução, causando uma barreira a ser vencida pelo elétron. A aplicação de uma tensão no sentido direto no diodo, preenche os centros de captura (traps) e consequente diminuição na barreira, causando a resistência negativa.

## 2 - Acidente na curva: corrente x luz.

A relação corrente versus intensidade luminosa comumente apresenta o aspecto da fig. 20-a, onde observamos, para baixa corrente, a emissão espontânea e, para correntes mais altas, a emissão estimulada. Alguns diodos, entretanto, apresentam um acidente (kink) na curva  $I \times Luz$  como mostra a fig. 33 abaixo. Observamos também que este acidente varia com a temperatura.

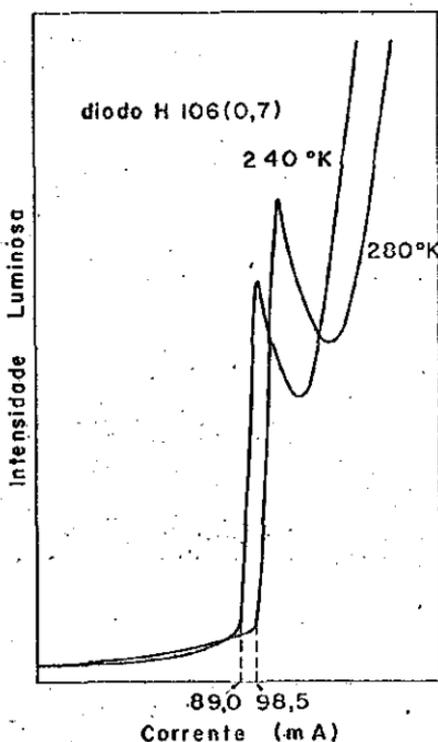


Fig. 33 - Acidente na curva corrente versus intensidade luminosa.

Como mencionamos anteriormente, a emissão estimulada no laser de semicondutor ocorre em filamentos ao longo da cavidade Fabry-Perot (1974a). M.D. Campos e outros (1976a) e J.D. Bull e outros (1976b) tam observado o mesmo tipo de fenômeno e o atribuem à mudança da posição do filamento, isto é, a emissão estimulada aparece inicialmente em uma posição e com o aumento da corrente ( e conseqüente aumento de temperatura na junção ) a filamentação passa a ocorrer em outra posição. A transição entre a posição inicial e final do filamento é representada pelo acidente na curva da fig. 33 acima. Os mecanismos que influenciam neste fenômeno não são totalmente conhecidos e a teoria que o explica ainda está por ser feita.

### 3 - Ganho anormal na curva: corrente x luz.

Do mesmo modo que acontece um acidente na curva  $I \times Luz$  mostrado na fig. 33, aconteceu-nos divarsas vezes, para diversos diodos, observar um aumento brusco na intensidade luminosa com pequeno aumento da corrente (ou tensão direta aplicada no diodo). Observamos também que este ganho anormal depende da temperatura. A fig. 34 abaixo apresenta duas curvas, a 90 e a 103K. Este fenômeno ocorre à temperatura por volta de 120K e desaparece por volta de 80K, podendo ser que ocorra para correntes maiores em outras temperaturas. Esta verificação não fizemos devido ao fato que altas correntes danificam os diodos.

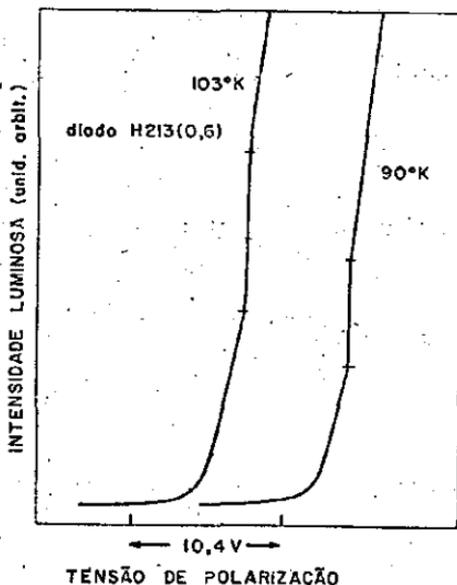


Fig. 34 - Intensidade lumin. x tensão - ganho anormal.

Para que tenhamos a ordem de grandeza da corrente aplicada ao diodo, basta saber que a tensão indicada na fig. 34 acima foi aplicada numa resistência de  $50\Omega$ . Até o presente momento não conhecemos outros dados relativos a este fenômeno e, por isso, não temos idéia do que ocorre. À primeira vista é um fenômeno que depende da temperatura e propriedades de guiamento ótico da cavidade.

#### 4 - Característica I x V.

Um fato muito curioso ocorre na curva característica (corrente x tensão) dos diodos que usamos. A observação de sua característica nos levou a descobrir que estávamos medindo erroneamente a corrente que passa pelo diodo.

A montagem mais simples que permite a medida de corrente em um diodo é colocarmos uma resistência ( $50\Omega$  para casamento de impedância com a linha de transmissão) em série que limita a corrente e permite sua medida através do conhecimento da tensão (fig. 8). Este tipo de medida nos levou a obter curvas de  $J_{th} \times T$  mostrando um mínimo por volta de  $120K$ . Como este resultado não possuía nenhuma explicação razoável procuramos observar a curva característica I x V e constatamos um aumento bastante significativo na resistência do diodo quando diminuíamos a temperatura. A figura 35 abaixo mostra a curva I x V para algumas temperaturas.

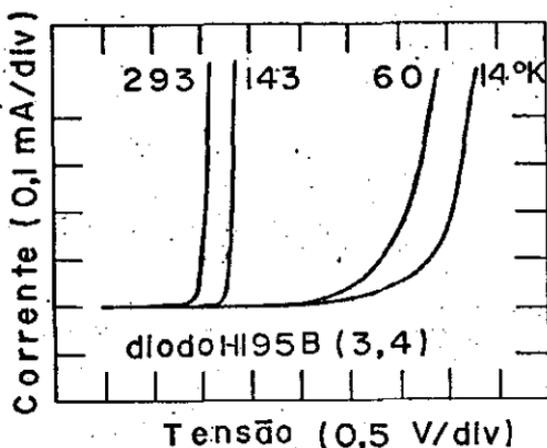


Fig. 35 - Característica I x V do diodo de HD.

A teoria que explica a curva característica I x V nos diz que para baixa tensão (polarização direta) a recombinação de carga especial predomina mas quando a corrente torna-se grande (com a tensão aproximando-se do valor

correspondente a banda proibida], a corrente por difusão predomina.

Como pode ser visto na fig. 35 acima, a diminuição da temperatura causa um aumento na região proibida de energia (gap), aumentando a energia do fóton emitido na condição de emissão estimulada (veja fig. 21-b). Não temos ainda idéia concreta da causa do aumento da resistência do diodo a temperaturas menores que 140K. Uma das causas poderia ser a ocorrência de algo nas interfaces das camadas do diodo de HD. Precisariamos fazer experiências após o crescimento de cada camada para ver qual delas influencia no aumento da resistência.

Poderíamos ainda registrar aqui mais um fato como atrasos (delays) entre a aplicação do pulso e a emissão de luz coerente para diodo de HD.

Muitos fatos nos ocorreram durante as experiências: fatos novos ou já observados, defeitos na aparelhagem eletrônica, defeitos na parte de vácuo, etc. Todos estes fatos nos ensinaram muito e nos fizeram compreender e superar as dificuldades que surgem na realização de uma experiência.

VII - REFERÊNCIAS

- (1954a) - G. Hess e C. D. Salzberg, Journal of the Optical Society of America, 44, 181
- (1961a) - M. Bernard e G. Ourafforg, Phys. Status Solidi, 1, 699
- (1961b) - N. Basov e outros, Sov. Phys., JETP, 13, 1320
- (1962a) - M. Nathan e outros, Appl. Phys. Lett., 1, 62
- (1962b) - T. Quist e outros, Appl Phys. Lett., 1, 91
- (1962c) - R. Hall e outros, Phys. Rev. Lett., 9, 366
- (1963a) - H. Kroemer, Proc. IEEE, 51, 1782
- (1963b) - Zh. Alferov, veja citação em Zh. Alferov e outros, Sov. Phys. Solid State, 9, 208 (1969)
- (1963c) - W. Engeler e M. Garfinkel, J. Appl. Phys., 34, 2746
- (1964a) - K. Konnerth e C. Lanza, Appl. Phys. Lett., 4, 120
- (1964b) - N. Winogradoff e H. Kessler, Solid State Communication, 2, 119
- (1964c) - J. Ziman, Principles of the Theory of Solids, Cambridge University Press
- (1965a) - Y. Nannichi, Japanese J. Appl. Phys., 4, 53
- (1965b) - J. Pankove, Phys. Rev., A140, 3419
- (1966a) - F. Stern, Phys. Rev., 148, 148
- (1967a) - M. Pilkuhn e H. Rupprecht, J. Appl. Phys., 38, 5
- (1967b) - H. Rupprecht e outros, Appl. Phys. Lett., 11, 81
- (1967c) - J. Dymant, Appl. Phys. Lett., 10, 84
- (1967d) - G. Fenner, Solid State Electronics, 10, 753
- (1967e) - J. Dymant e L. D'Asaro, Appl. Phys. Letters, 11, 292
- (1968a) - T. Zachos e J. Ripper, IEEE, Trans. Quantum Electronics
- (1968c) - W. Susaki e outros, IEEE J.Q.Electronics, 4, 122
- (1968d) - J. Pankove, IEEE J.Q.Electronics, 4, 119
- (1968e) - N. Winogradoff e A. Neill, IEEE J.Q.Electronics, 4, 111
- (1969a) - I. Hayashi e outros, IEEE J.Q.Electronics, 5, 211

- (1969b) - M. Panish e outros, IEEE J.Q.Eletronics, 5, 210
- (1969c) - H. Kressel e H. Nelson, RCA Rev. 30, 106
- (1969d) - S. Sze, Physics of Semiconductor Devices, N.Y.
- (1969e) - H. Nelson e H. Kressel, Appl. Phys. Lett., 15, 7
- (1969f) - Zh. Alferov e outros, Sov. Phys. Semicond., 2, 1289
- (1969g) - M. Adams, Sol. State Electronics, 12, 861
- (1969h) - M. Adams, Brit. J. Appl. Phys., 2, 1549
- (1970a) - Zh. Alferov e outros, Sov. Phys. Semicond., 3, 1107
- (1970b) - C. Hwang, Phys. Rev. B2, 4126
- (1970c) - H. Kressel e outros, J. Q. Electronics, 6, 278
- (1970d) - M. Panish e outros, Appl. Phys. Lett. 16, 326
- (1970e) - D. Redfield e outros, Phys. Rev. B2, 1830
- (1970f) - I. Hayashi e M. Panish, J. Appl. Phys., 40, 4910
- (1970g) - I. Hayashi e outros, Appl. Phys. Lett., 17, 109
- (1970h) - I. Hayashi e M. Panish, J. Appl. Phys., 41, 150
- (1970i) - M. Adams e P. Landsberg, The Theory of the Injection Laser
- (1971a) - J. Ripper e outros, Appl. Phys. Lett., 18, 155
- (1971b) - J. Pankove, Optical Processes in Semiconductor, Solid State  
Physical Electronics Series
- (1972a) - E. Pinkas e outros, J. Appl. Phys., 43, 2827
- (1972b) - H. Kressel, B5, Laser Handbook, vol 1
- (1972c) - J. Ripper, J. Appl. Phys., 43, 1762
- (1972d) - J. Dymont e outros, J. Appl. Phys., 43, 452
- (1972e) - F. Stern, B4, Laser Handbook, vol 1
- (1973a) - S. Gründorfer e M. Adams, IEEE J. Q. Electronics, 9, 814
- (1973b) - B. Grossman e outros, Appl. Phys., 2, 173
- (1973c) - H. Casey e R. Bachrach, J. Appl. Phys., 44, 2795
- (1973d) - F. Stern, IEEE J. Q. Electronics, 9, 290
- (1974a) - M. Panish e I. Hayashi, Appl. Solid. State Science, 4, AP, N.Y.
- (1974b) - J. Ripper e J. Rossi, IEEE J. Q. Electronics, 10, 435

(1974c) - M. Cross e M. Adams, Opto Electronics, 6, 199

(1975a) - A. Morosini, Estudo Sobre Auto-Pulso em Laser de Semicondutor,  
Tese de mestrado, e referências

(1976a) - C. Hwang tem crescido díodos com região ativa dopada tipo-n

(1976b) - M. Campos e outros, V Conferência Internacional de Semicondutores  
(IEEE) - Japão

(1976c) - J. Bull e outros, V Conferência Internacional de Semicondutores  
(IEEE) - Japão (x)

(x) - Agradecemos ao pessoal da Gráfica e Desenho pelo serviço de apoio.