

22,  
TESE DE MESTRADO

"Estudo de Anomalias na Potência Radiada por Lasers de  
Junção Semicondutora em Função da Excitação"

Reusi Inês Bossi

Orientador: Prof. Márcio D'Olne Campos

Física Aplicada

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Universidade Estadual de Campinas

Campinas, 17 de Fevereiro de 1977

ERRATA

página		correto
12	Relação (6)	$\gamma = \alpha - \frac{1}{l} \ln R$
13	Relação (10)	$\gamma = \beta \cdot J = \alpha - \frac{1}{l} \ln R$
24	Tabela I (primeiro diodo)	H 235 A(T) (6,5)
24	Tabela I (Observações)	$i < i_{th}$
58	Apêndice B - equação (B-5)	$\frac{8\pi h \nu^3}{c^3 e^{\frac{h\nu}{KT}} - 1} = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\frac{h\nu}{KT}} - B_{21}}$

...Aos que eu amo...

Eu agradeço:

- Prof. Márcio D'Olne Campos, pela orientação eficiente e pela paciência e atenção dedicada a mim durante todo o desenvolvimento deste trabalho;
- Prof. C.J. Hwang, pelo fornecimento dos lasers estudados, e pelas inúmeras sugestões de grande valia;
- FAPESP, pelo apoio financeiro;
- Pessoal de Serviço de Apoio (Eletrônica, Gráfica e Desenho, oficina Mecânica), pelos serviços prestados;
- Amigos, pela companhia e apoio moral de todas as horas;
- a todos aqueles que direta ou indiretamente participaram deste trabalho, com críticas positivas ou negativas;
- aos meus Pais e Irmãos, pelo Amor que me dedicam
- a Deus, pela Paz Profunda que Ele faz morar em meu SER...

Reu

## INDICE

<u>Assunto</u>	<u>página</u>
<u>Capítulo I</u>	
Introdução	05
<u>Capítulo II</u>	
Lasers de Semicondutor - Considerações Gerais	07
<u>Capítulo III</u>	
Desenvolvimento Experimental	24
A. Lasers Estudados	24
B. Métodos Experimentais	25
- Medida da Potência de Radiação como Função de Corrente de Excitação ( $I \times i$ )	27
- Medida da Configuração Espacial do Campo Ótico ( $I \times \text{posição}$ )	27
- O Espectro de Radiação como Função do Comprimento de Onda ( $I \times k$ )	27
- Medida da Emissão Espontânea como Função da Corrente de Injeção ( $I_{\text{esp}} \times i$ )	28
<u>Capítulo IV</u>	
Análise dos Resultados	29
<u>Capítulo V</u>	
Discussão dos Resultados	48
I. Defeitos Saturáveis pelo Campo Ótico	49
II. Defeitos Evolutivos com a corrente	51
<u>Capítulo VI</u>	
Conclusão	53
<u>Apêndice A</u>	54
<u>Apêndice B</u>	57
<u>Apêndice C</u>	63
<u>Referências</u>	67

## INTRODUÇÃO

A perspectiva de utilização de diodos-lasers de semicondutores em Comunicações Óticas tem exigido um estudo sistemático de suas propriedades físicas gerais. Uma não-linearidade (designada no decorrer do trabalho como "acidente") na curva da potência de radiação como função da corrente de injeção ( $I \times i$ ), tem sido observada frequentemente em diodos-lasers. Esse comportamento prejudica o uso desses lasers em Comunicações Óticas, e tem chamado a atenção de vários autores<sup>1,2,3/</sup>, embora nenhuma explicação adequada tenha sido dada até o presente. O objetivo do trabalho em questão é justamente fazer um estudo detalhado do comportamento da radiação emitida nos intervalos de corrente em que ocorre o acidente.

Uma visão geral da construção e funcionamento dos diodos-lasers é apresentada no Capítulo II, com ênfase nos do tipo Heteroestrutura Dupla que foram os estudados nesse trabalho.

O Capítulo III contém a descrição da montagem experimental utilizada, assim como dos métodos de obtenção dos seguintes resultados:

- potência de radiação emitida como função da corrente de excitação ( $I \times i$ );
- configuração espacial do campo ótico no espelho do laser;
- espectro da emissão estimulada ( $I \times k$ );
- emissão espontânea (com  $\lambda$  fixo) como função da corrente ( $I_{esp} \times i$ ).

A análise e discussão desses resultados são detalhados no Capítulo IV, onde também é mostrada a correlação existente em

tre o acidente e algumas características específicas dos lasers. Além disso, é proposto um modelo baseado na existência de defeitos absorvedores saturáveis pelo campo ótico, ou de defeitos que evoluem na cavidade sob a variação da corrente aplicada.

No Capítulo V, a conclusão do trabalho mostra as principais características dos lasers relacionados com o fenômeno observado, e o que se pretende fazer daí por diante.

Lasers de Semicondutor - Considerações Gerais:

Um diodo-laser de semicondutor é essencialmente uma junção p-n, onde ocorrem transições induzidas e espontâneas entre os estados ocupados da banda de condução (b.c.) e os estados vazios da banda de valência (b.v.).

A figura 1 mostra um diagrama representativo da energia versus densidade de estados para um semicondutor no estado excitado, com uma população de elétrons na b.c. e uma população de buracos na b.v. Como o equilíbrio térmico total não é assegurado, define-se os quase-níveis de Fermi  $\epsilon_{Fc}$  e  $\epsilon_{Fv}$ , para a b.c. e a b.v. respectivamente, considerando-se que cada uma das populações está em equilíbrio térmico, separadamente.

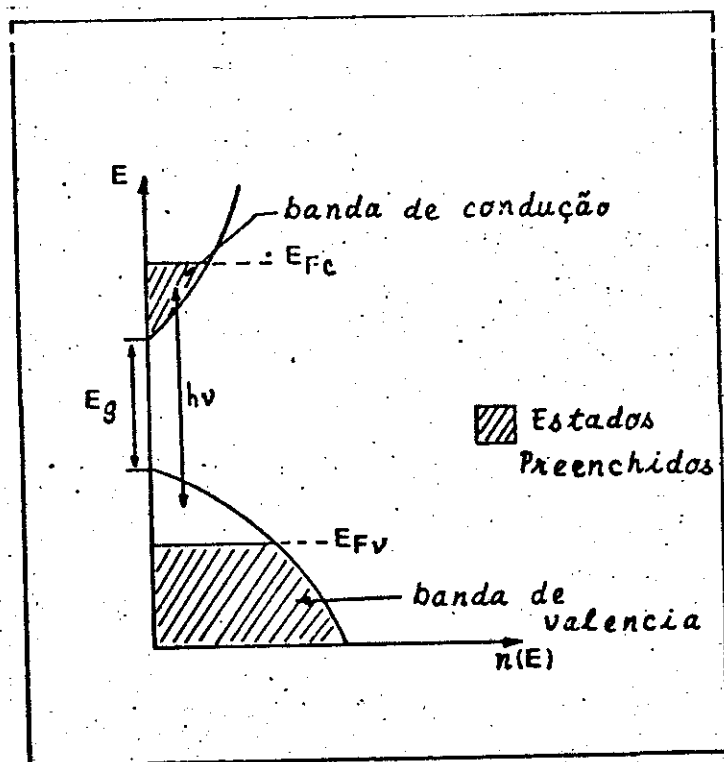


FIGURA 1

As funções de distribuição de Fermi-Dirac para a b.c. e



a. b.v., podem agora ser descritas a partir desses quasi-níveis de Fermi, como segue:

$$F_c(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left|\frac{\epsilon - \epsilon_{F_c}}{kT}\right|} \quad (1)$$

$$F_v(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left|\frac{\epsilon - \epsilon_{F_v}}{kT}\right|} \quad (2)$$

Um foton com frequência  $\nu$  passando nesse material, pode induzir transições tanto da b.v. para a b.c. (absorção), como da b.c. para a b.v. (emissão estimulada). Para que emissão estimulada seja o processo dominante nessas transições, é preciso que a razão de transição b.c.  $\rightarrow$  b.v. ( $W_{em}$ ) seja maior que a razão de transição b.v.  $\rightarrow$  b.c. ( $W_{abs}$ ):

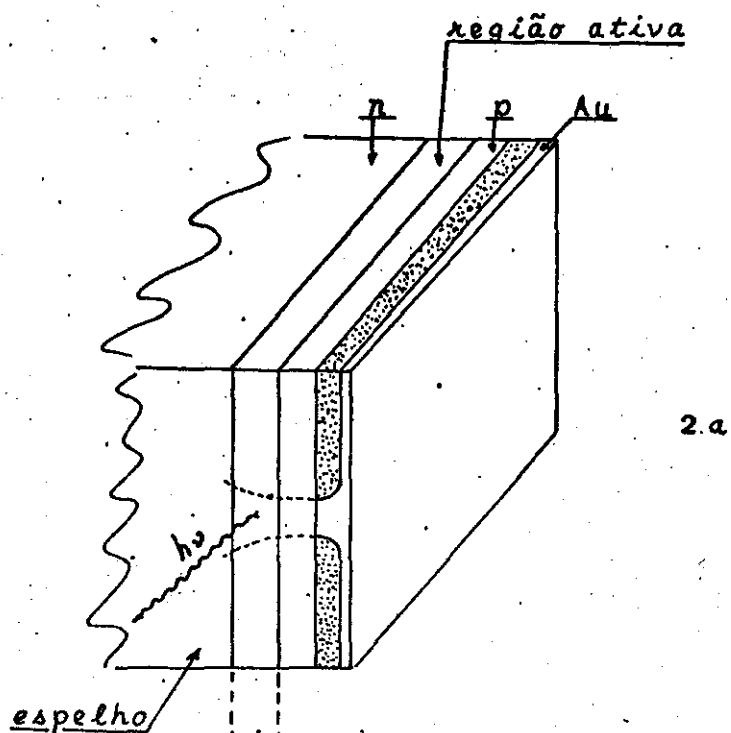
$$W_{em} > W_{abs} \quad (3)$$

o que acontece quando (ver Apêndice A):

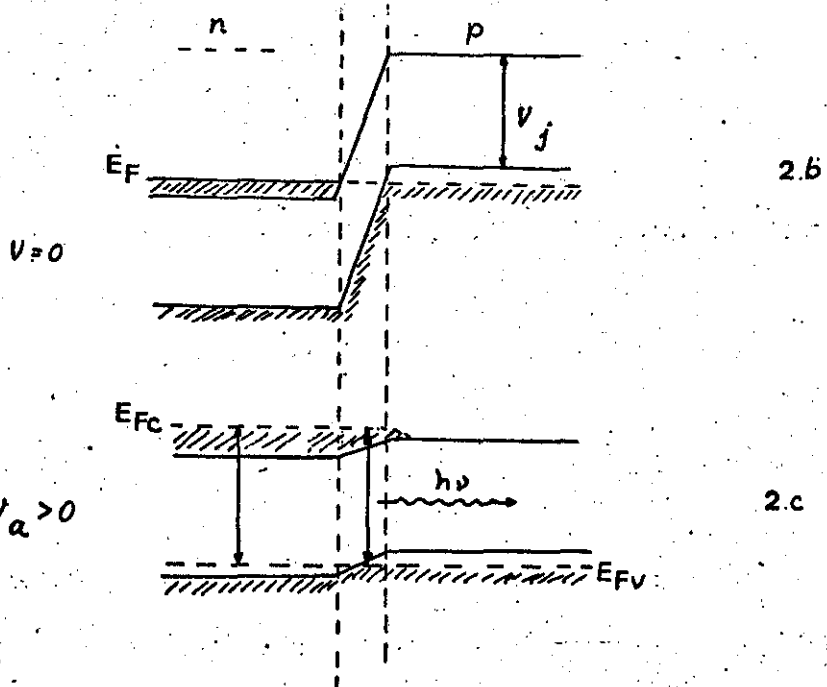
$$\epsilon_{F_c} - \epsilon_{F_v} > h\nu \quad (4)$$

Emissão estimulada de radiação eletromagnética ocorre sempre que essa relação, denominada a condição de Bernard e Duroffourg<sup>14</sup>, é satisfeita.

A figura 2 mostra um esquema simplificado de um diodo laser, onde são indicados alguns termos utilizados no decorrer do capítulo.



2.a



2.b

2.c

FIGURA 2

Em correspondência com a figura 2.a, a figura 2.b mostra a distribuição espacial de energia no diodo, onde a junção não está polarizada ( $V=0$ ), e o nível de Fermi é igual para as duas regiões. Uma barreira de potencial  $V_j$  impede o fluxo de elétrons da região n para a região p. Se o diodo é operado em polarização direta, ao se aplicar uma tensão  $V_a$ , a barreira de potencial diminui (figura 2.c). Os elétrons fluem para a região p, numa extensão  $t$  e se recombinam com os buracos emitindo fótons. Se esse processo é tal que a relação (4) é obedecida, tem-se emissão estimulada, e a região onde esta ocorre é comumente denominada região ativa do diodo-laser.

Para que o diodo funcione como laser, são necessárias três condições:

- inversão de população (obtida por injeção de corrente);
- ganho maior ou pelo menos igual à soma de todas as perdas;
- radiação coerente.

O diodo semiconductor é construído com as características de uma cavidade ressonante de Fabry-Perot, obtida por clivagem de dois lados opostos que formam os espelhos. Nesse caso a propagação de radiação eletromagnética com frequência e fase definidas é favorecida, o que implica em radiação coerente (ver figura 2.a). Quando a corrente de injeção (excitação) é baixa, tem-se apenas emissão espontânea, que se propaga em todas as direções de forma aleatória. À medida que a corrente aumenta, o espectro anteriormente largo, se estreita muito, o que significa que o ganho do laser está aumentando, até que a corrente atinja um valor limiar ( $i_{th}$ ) onde o ganho se iguala à soma de todas as perdas. Dessa forma, satisfeitas as três condições, o diodo passa a fun

cionar como laser. A figura 3 mostra a distribuição espectral de um laser, para correntes abaixo e acima de  $i_{th}$ .

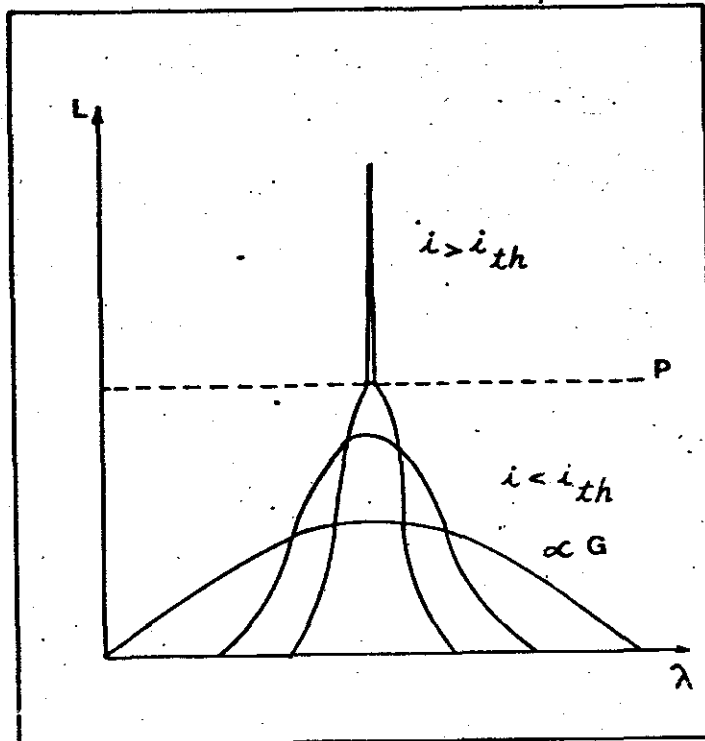


FIGURA 3

Por analogia com o coeficiente de absorção (ver Apêndice B), a radiação deixa a cavidade de comprimento  $l$ , com intensidade:

$$I = I_0 \cdot R e^{(\gamma - \alpha)l} \quad (5)$$

onde:

-  $I_0$  e  $I$  são respectivamente a intensidade inicial e final de uma radiação monocromática, depois de percorrer a cavidade do laser, de comprimento  $l$ ;

-  $R$  é a refletividade dos espelhos, responsável por parte das perdas\* de laser.

\*outras perdas que ocorrem são devidas a recombinação não radiativa, efeitos de difração, escoamentos de portadores para longe da região ativa, etc...

-  $\gamma$  e  $\alpha$ , são características do material e podem depender da frequência:

$\gamma$  : ganho por unidade de comprimento

$\alpha$  : perdas por unidade de comprimento (coeficiente de absorção)

Para que se tenha a oscilação do laser em regime estacionário, o ganho total deve ser igual a soma de todas as perdas num mesmo percurso da cavidade. Como nesse caso tem-se  $I=I_0$ , a relação (5) torna-se:

$$1 = R e^{(\gamma-\alpha)l}$$

ou seja:

$$\gamma = \alpha + \frac{1}{l} \ln R \quad (6)$$

Para relacionar o ganho  $\gamma$  do laser à densidade de corrente injetada, consideremos que num dado intervalo de tempo a população invertida  $n = (n_2 - n_1)$  no laser é igual ao número de recombinações radiativas (espontâneas e/ou induzidas). Nesse caso vale a relação a seguir:

$$\frac{n}{t_{rec}} = \frac{I}{e} \eta_i \quad (7)$$

onde define-se:

$\eta_i$  : eficiência quântica interna, que é a fração de portadores injetada que recombina radiativamente.

$t_{rec}$  : tempo de vida do eletrón na b.c. antes de decair espontaneamente para a b.v.

No Apêndice B foi deduzida uma relação (B-12) que explicita a dependência do ganho com a frequência, ou seja:

$$\gamma(\nu) = \frac{c^2 \frac{(n_2 - n_1)}{\omega d}}{8\pi \nu^2 t_{rec}} g(\nu) \quad (8)$$

onde:

$c$ : velocidade da luz

$d$ : espessura da região ativa

$g(\nu)$ : função forma de linha

$\omega = A$  : área da região ativa

e, usando as relações (7) e (8) tem-se:

$$\gamma(\nu) = \frac{c^2 n_i g(\nu)}{8\pi \nu^2 e d} \cdot \frac{I}{A} \quad (9)$$

onde  $\frac{I}{A}$  = densidade de corrente

ou seja:

$$\gamma(\nu) = B \cdot J = \alpha + \frac{1}{L} \cdot \ln R \quad (10)$$

A relação (10) acima mostra uma dependência linear<sup>15/</sup>

do ganho com a densidade de corrente injetada. No entanto, foi verificado experimentalmente<sup>/6/</sup>, que a relação válida para o ganho é não linear:

$$\gamma \propto J^b \quad (11)$$

onde  $b$ : é um expoente que varia no intervalo  $1 < b < 3$  e que se deve considerar que:

- as perdas internas ( $\alpha$ ) dependem do comprimento da cavidade, ao contrário do suposto para a obtenção da relação (10)

- a relação (10) só é válida para temperaturas muito baixas ( $T < 20^\circ\text{K}$ )<sup>/7/</sup>.

Até o presente analisou-se uma cavidade Fabry Perot na qual o índice de refração é constante para todo plano transversal à direção do comprimento ( $l$ ) do laser. Na direção longitudinal - supõe-se um índice de refração constante no interior da cavidade, com descontinuidades nos espelhos em relação ao meio exterior.

Na junção p-n, além de uma variação no índice de refração perpendicular aos espelhos, é necessário considerar as variações transversais devidas a vários fatores<sup>/8,9/</sup>, entre os quais - as inhomogeneidades na direção perpendicular à junção. A figura 4 mostra um esquema representativo da junção p-n com um tipo particular de perfil do índice de refração da direção ( $x$ ) perpendicular à junção. A radiação eletromagnética que se propaga nas três regiões tem velocidade menor na região ativa ( $v = \frac{c}{n}$ ), onde o índice de refração ( $n$ ) é maior;

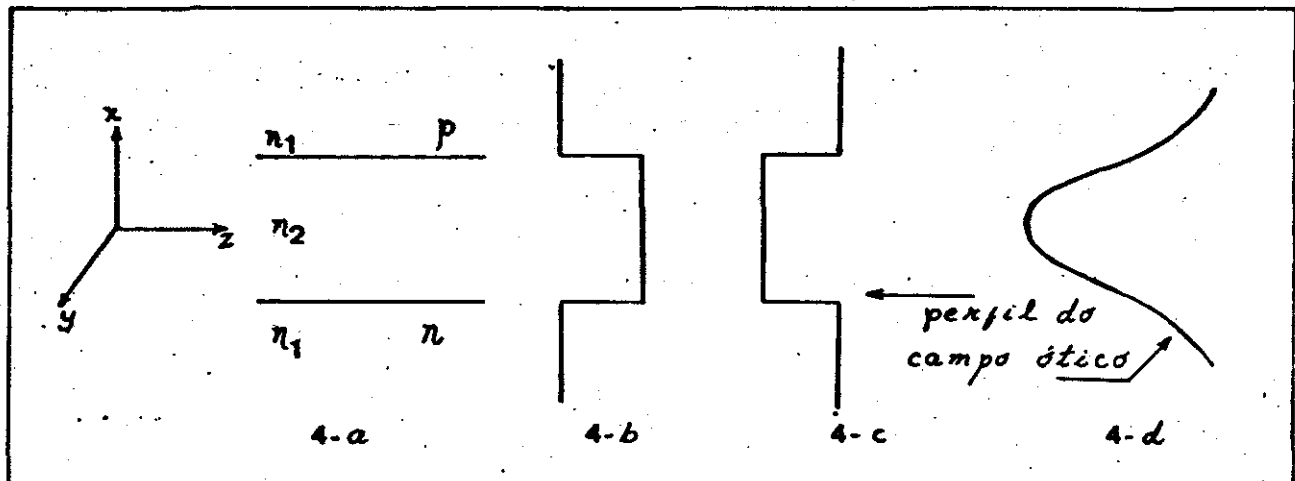


FIGURA 4

o atrazo das frentes de onda em cada meio deveria em princípio seguir o perfil da variação do índice de refração, como na figura 4.c. Como as variações de  $n$  não se dão de modo abrupto, deve-se esperar que haja em cada ponto uma deformação da frente de onda resultando um perfil do tipo representado na figura 4.d, ou seja, um confinamento de luz na região ativa na direção perpendicular à junção<sup>/10,11/</sup>. Observa-se que, mesmo na direção ( $y$ ) paralela à junção existe um confinamento da luz, para o qual vários modelos foram propostos<sup>/12,13,14/</sup>.

Além dos modos longitudinais da cavidade Fabry-Perot, o confinamento em direções transversais ( $x, y$ ) favorece o aparecimento de dois tipos de modos transversais. Para descrever esse comportamento, foi desenvolvido por Zachos e Ripper<sup>/12/</sup> um modelo a ser descrito em seguida, que supõe uma variação parabólica do índice de refração nas direções perpendicular ( $x$ ) e paralela ( $y$ ) à junção:

$$n(x, y) = \bar{n} \left| 1 - \frac{(x)^2}{x_e^2} - \frac{(y)^2}{y_e^2} \right|^{1/2} \quad (12)$$



onde:

$\bar{n}$  :  $\bar{n}$  é o valor máximo de  $n(x,y)$ , e  $\bar{n}$  é dependente da frequência  $\omega$  e  $\epsilon_x$  e  $\epsilon_y$  : são constantes que caracterizam o decaimento do índice de refração nas direções  $x$  e  $y$  respectivamente.

A cavidade ressonante contém modos caracterizados pelos números  $(m,n,q)$ , onde  $m$  e  $n$  indicam que a intensidade de cada componente de campo transversal passa por  $m$  zeros na direção  $x$  e  $n$  zeros na direção  $y$ .  $q$  especifica o número de meios comprimentos de onda na direção  $z$ , dentro da cavidade do laser. Considerando-se que os modos não tem componente  $\epsilon_x$  do campo elétrico, nem componente  $H_y$  do campo magnético, tomemos  $\epsilon_y = \epsilon$  para escrever a equação de onda; supondo que  $\epsilon = E_0 e^{-i\omega t}$  :

$$|\nabla^2 + (nk)^2| \epsilon = 0 \quad (13)$$

onde

$\omega = 2\pi\nu$  : frequência da radiação

$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$  : constante de propagação no espaço livre;

$c$  = velocidade da luz no vácuo

$\lambda$  = comprimento de onda no espaço livre.

A solução para a equação (13) é obtida por separação de variáveis considerando-se soluções de ondas planas não uniformes, da por:

$$\epsilon_{mnq}^{\pm}(x,y,z) = E_{mnq} X_m(x) Y_n(y) e^{\pm(ik \gamma_{mnq} z)} \quad (14)$$

onde  $E_{mnq}$  : constante

$\gamma_{mnq}$  : número de onda associado com as ondas que se propagam nas direções  $\pm z$ .

Aplicando-se as condições de contorno do problema, e levando-se em conta uma dependência temporal com frequência fixa  $\omega = 2\pi \nu_{mnq}$ , tem-se:

$$\epsilon_{mnq}(xyzt) = 2 \cdot E_{mnq} X_m(x) Y_n(y) \cos\left(\frac{q\pi}{l}z\right) \cdot \cos(2\pi \nu_{mnq} t) \quad (15)$$

sendo os polinômios  $X_m(x)$  e  $Y_n(y)$  funções de Hermite-Gauss, tais que:

$$X_m(x) = H_m\left(\sqrt{2} \frac{x}{\omega_{0x}}\right) \cdot \exp - \left(\frac{x}{\omega_{0x}}\right)^2 ;$$

$$\omega_{0x} = \frac{\lambda x \epsilon}{\pi \bar{n}} \quad (15.a)$$

$$Y_n(y) = H_n\left(\sqrt{2} \frac{y}{\omega_{0y}}\right) \exp - \left(\frac{y}{\omega_{0y}}\right)^2 ;$$

$$\omega_{0y} = \frac{\lambda y \epsilon}{\pi \bar{n}} \quad (15.b)$$

onde:

$\omega_{0x}$  e  $\omega_{0y}$  são fatores de escala associados às larguras de filamento nas direções  $x$  e  $y$  respectivamente, para os modos longitudinais  $(0,0,q)$ , e são devidos principalmente às propriedades de  $\epsilon_0$

calização do interior do laser.

A frequência relativa a cada modo  $(m, n, q)$  é :

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{4\pi\bar{n}_e} \cdot \left| \frac{2m+1}{x_e} + \frac{2n+1}{y_e} \right| + \frac{cq}{2\ell\bar{n}} \left\{ 1 + \left| \frac{\ell}{2\pi q} \left( \frac{2m+1}{x_e} + \frac{2n+1}{y_e} \right) \right|^2 \right\}^{1/2} \quad (15.c)$$

Para os modos transversais de mais baixa ordem, o segundo termo entre colchetes, na equação (15.c) é muito pequeno. Assim, a separação  $\Delta\lambda$  entre os modos pode ser dada por:

$$\ell \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = - \frac{1}{2\bar{n}_e} \cdot \left| \frac{\ell}{\pi x_e} \Delta m + \frac{\ell}{\pi y_e} \Delta n + \Delta q \right| \quad (16)$$

onde  $\bar{n}_e \equiv \bar{n} \left( 1 - \frac{\lambda}{\bar{n}} \frac{d\bar{n}}{d\lambda} \right)$  é um índice de refração equivalente, que leva em conta o fato de que o meio é dispersivo.

Para  $\Delta m = \Delta n = 0$  em (16), tem-se a separação entre as ressonâncias de Fabry-Perot:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta q} = \frac{-\lambda^2}{2\bar{n}_e \ell} \equiv - (\Delta\lambda)_q \quad (16.a)$$

e para os modos transversais, obtém-se  $(\Delta\lambda)_m$  fazendo  $\Delta n = \Delta q = 0$  em (16)

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta m} = \frac{-\lambda^2}{2\pi \bar{n}_e x_e} \equiv - (\Delta\lambda)_m \quad (16.b)$$

e de modo análogo com  $\Delta m = \Delta q = 0$ , obtém-se  $(\Delta\lambda)_n$

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta n} = \frac{-\lambda^2}{2\pi \bar{n}_e y_\epsilon} \equiv - (\Delta\lambda)_n \quad (16.c)$$

Então, num espectro em que se tem as frequências de ressonância, é possível medir a largura do filamento de luz do laser a partir da separação  $\Delta\lambda$  entre os modos. Como a direção de maior interesse aqui é a direção (y) paralela à junção, será feita uma análise para esse caso, no que se segue. Assim é que, da equação (16.c), tem-se:

$$y_\epsilon = \frac{\lambda^2}{2\pi \bar{n}_e \cdot (\Delta\lambda)_n} \quad (16.d)$$

e substituindo-se em (15.b) obtém-se em função de  $(\Delta\lambda)_n$  a expressão de  $\omega_{oy}$  que corresponde à extensão do campo ótico a  $e^{-1}$  do valor máximo do campo elétrico:

$$\omega_{oy} = \left| \frac{1}{2\pi^2 \bar{n}_e \bar{n}} \cdot \frac{\lambda^3}{(\Delta\lambda)_n} \right|^{1/2} \quad (17)$$

Utiliza-se também as relações (15) e (15.b) no caso da análise da configuração espacial da emissão no plano dos espelhos onde o que se mede é a intensidade da radiação que é proporcional ao quadrado do campo elétrico. Nesse caso tem-se:

$$I(y) \propto |y_n(y)|^2 \propto e^{-2 \left(\frac{y}{\omega_{oy}}\right)^2}$$

e que pode ser colocado na forma:

$$I(y) = I_0 e^{-\left(\frac{\sqrt{2} y}{\omega_{0y}}\right)^2} \quad (18)$$

Traçando  $I(y)$ , que é uma função Gaussiana (figura 5), será adotado como extensão do filamento o valor de  $y$  para o qual a intensidade de radiação  $I(y)$  cai a  $e^{-2}$  do seu valor inicial  $I_0$ , o que implica em:

$$\omega_{0y} = y \quad (19)$$

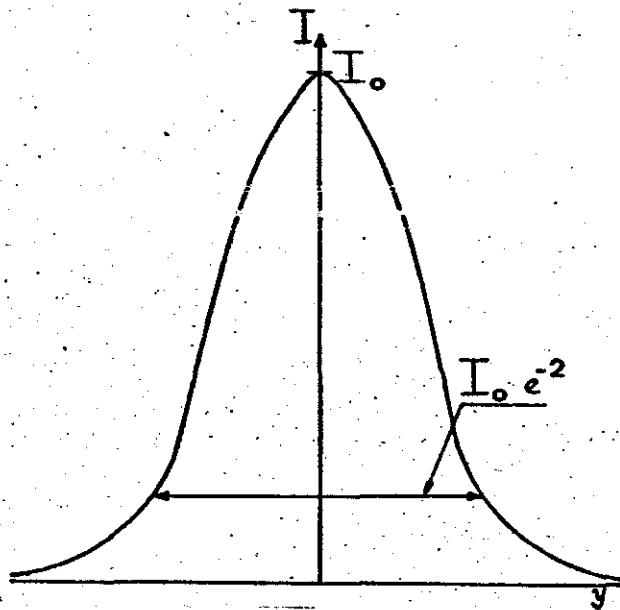


FIGURA 5

$I(y)$  obtida experimentalmente não é uma Gaussiana perfeita. Mede-se então a largura total  $W = 2y$  a  $I_0 \cdot e^{-2}$ , e tem-se:

$$\omega_{0y} = \frac{W_0}{2} \quad (20)$$

Se medíssemos a extensão do filamento a  $I_0 \cdot e^{-1}$ , teríamos  $\omega_{0y} = \sqrt{2} \frac{W_0}{2}$

Foi visto até então que um processo eficiente de emissão laser ocorre quando são preenchidos determinados requisitos - inerentes à construção dos diodos-lasers. Estes favorecem o confinamento de portadores e conseqüentemente do campo ótico na junção, devido principalmente às variações no índice de refração.

Por construção, as variações no índice de refração se processaram inicialmente de maneira irregular por difusão de impurezas aceitadoras em substrato de GaAs de tipo n. Pela técnica de crescimento epitaxial na fase líquida, a formação da junção a partir de materiais diferentes permite variações do índice de refração com forma suficientemente plana e abrupta.

Os três tipos de lasers, a saber: Homoeestrutura (H), Heteroeestrutura Simples (HS) e Heteroeestrutura Dupla (HD), são representados na figura 6, na página seguinte, acompanhados de um esquema das bandas de energia, variações do índice de refração, e distribuição do campo ótico. O acidente na curva  $(L \times i)$  (figura 7), foi observado para a grande maioria desses lasers, permitindo que os lasers HD, pela sua disponibilidade e conveniência no tratamento experimental, fossem os utilizados.

Os lasers de HD, devido às variações pronunciadas do índice de refração, tanto na direção (y) paralela, como na direção (x) perpendicular à junção, apresentam algumas vantagens em relação aos demais, descritas a seguir:

- região ativa muito estreita;
- elevado confinamento de portadores, e conseqüentemente do campo ótico;
- baixo coeficiente de perdas por recombinações não radiativas e absorção de portadores livres fazendo com que a degradação - por efeitos de temperatura dificilmente ocorra. Assim a maioria das

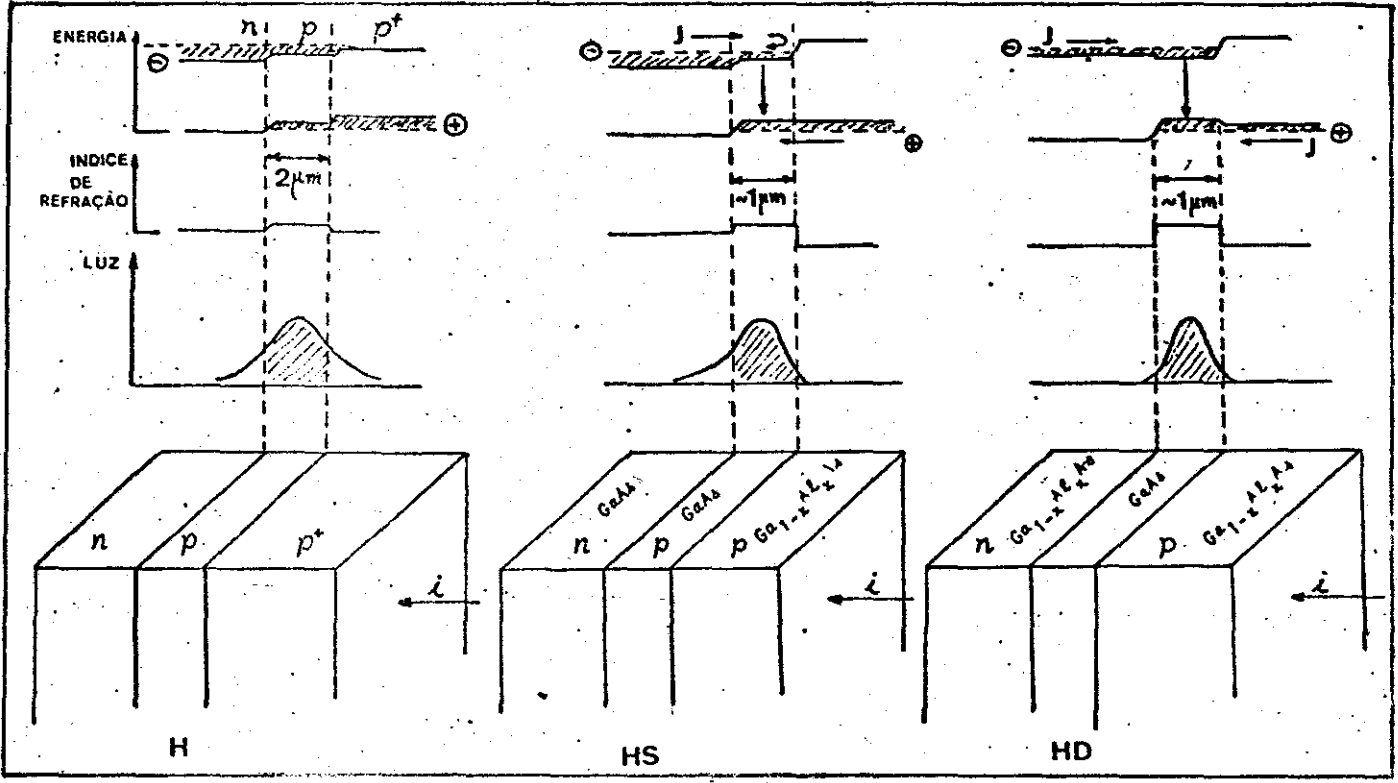


FIGURA 6

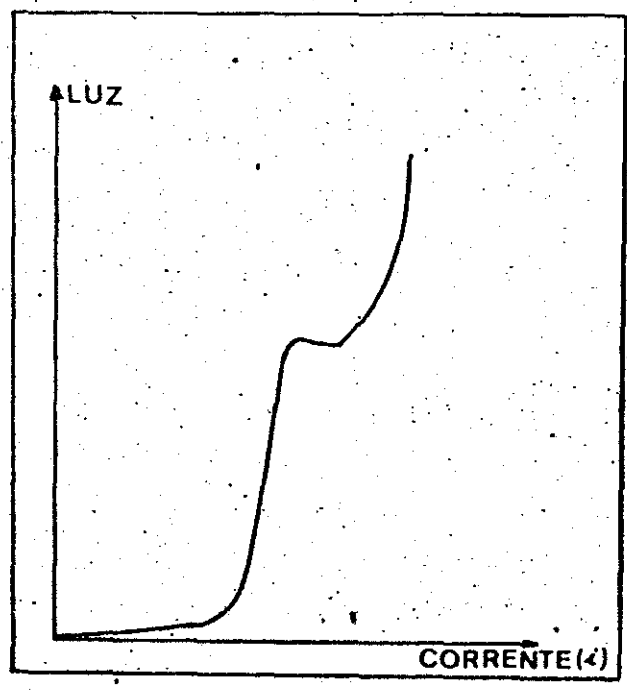


FIGURA 7

perdas liga-se à transmissão pelos espelhos, e como o ganho varia superlinearmente com a densidade de corrente (Equação 11) o limiar para início da emissão estimulada é muito baixo.

A figura 8 abaixo mostra um esquema de um laser de HD, cujo contato elétrico se restringe a uma faixa muito estreita (contato por faixa); as regiões vizinhas têm elevada resistividade, - provocada por deposição de  $\text{SiO}_2$  ou bombardeamento de protons. Essa geometria favorece ainda mais o confinamento dos portadores p̄ na dentro da região ativa. O laser apresentado nesse esquema é do tipo utilizado nesse trabalho.

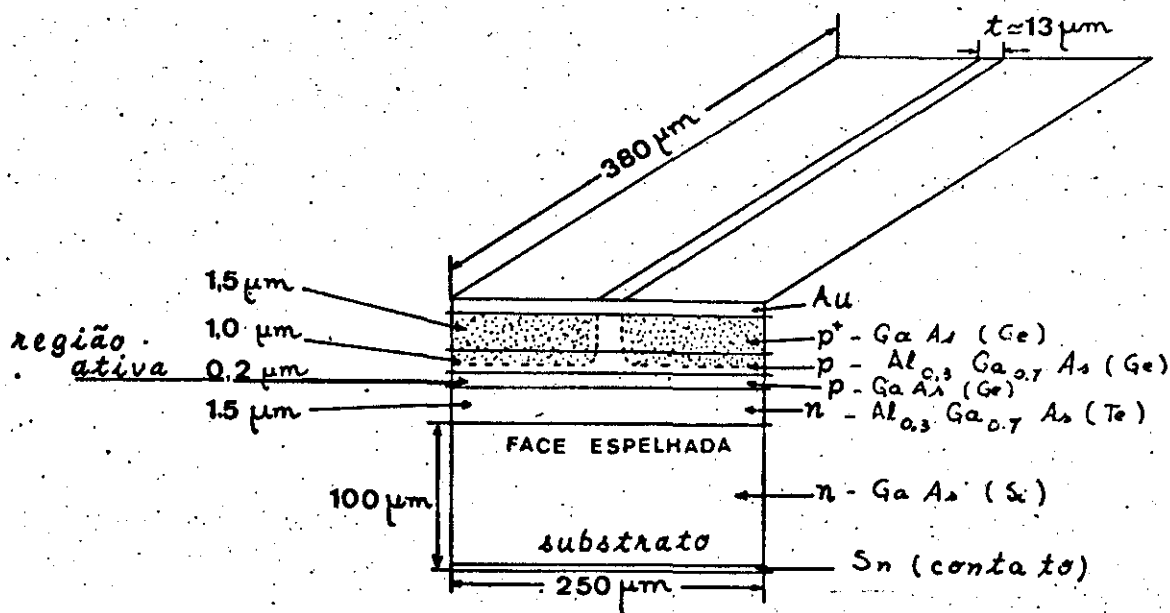


FIGURA 8



Desenvolvimento Experimental

Neste capítulo, após a apresentação dos diodos-lasers estudados, serão descritas as montagens experimentais assim como os diversos métodos utilizados para a obtenção dos resultados.

A. Lasers Estudados: Estes foram divididos em dois grupos, sendo o primeiro destes constituído de três diodos-lasers, que mostram características semelhantes quando relacionados ao acidente; no segundo grupo consta apenas um diodo\*, que, devido à sua complexidade será estudado separadamente. A Tabela I abaixo contém especificações relativas aos quatro lasers:

TABELA I

Diodos	Região Ativa	Corrente Limiar (mA)	Corrente da Anomalia (mA)	OBSERVAÇÕES
H 235A(t) (6,5)	tipo n	105	lado 1: 120 lado 2: 120	Somente um filamento durante toda a evolução
H 235A(L) (5,1)	tipo n	100	lado 1: 108 lado 2: 108	
H 235A(L) (5,4)	tipo n	100	lado 1: 110 lado 2: 110	Competição - na intensidade de luz entre 2 filamentos, para um dos lados do laser.
* H 213B (5,5)	tipo p, 6% Al	132	lado 1: 150 lado 2: 150	Para um dos lados, vários "filamentos" desde $i_{th}$

B. Métodos Experimentais: Neste trabalho foram feitas as seguintes medidas:

1- potência de radiação emitida como função da corrente de excitação,  $(L \times i)$ .

2- configuração espacial do campo ótico ("near field"),  $(L \times \text{Posição})$ .

3- espectro da radiação emitida como função do comprimento de onda,  $(L \times \lambda)$ .

4- emissão espontânea como função da corrente de excitação - para valores fixos de  $\lambda$ , longe da linha do laser,  $(L_{\text{esp}} \times i)$ .

Serão descritas, em primeiro lugar, as medidas relativas aos itens 1, 2 e 3 acima, para as quais o esquema da montagem experimental é mostrado na figura 9, na página seguinte.

Esta montagem permite a análise da luz emitida pelo laser antes e depois de ser difratada pela grade do espectrômetro.

O laser está montado sobre bloco de cobre, e é polarizado pelo gerador de pulsos; usou-se sempre pulsos de duração 200 ns e 3KHz de frequência de repetição. Todo o sinal luminoso captado por qualquer das fotomultiplicadoras ( $F_1$  ou  $F_2$ ) é integrado e amplificado pelo Integrador "Boxcar"; o número de amostras coletadas para integração, no nosso caso específico é de  $10^2$  (significando uma relação sinal-ruído de 10:1).

A montagem ótica é tal que o campo próximo na superfície do laser seja amplificado\* por uma objetiva de microscópio (Zeiss, 40x,  $f = 1,7$  mm, A.N. = 0,65) e projetado sobre o plano da fenda do espectrômetro. Após a fenda, o feixe luminoso é interceptado ou não pelo espelho móvel  $E_1$ ; no primeiro caso, a luz é limitada apenas espacialmente pela fenda; no segundo caso o espelho-

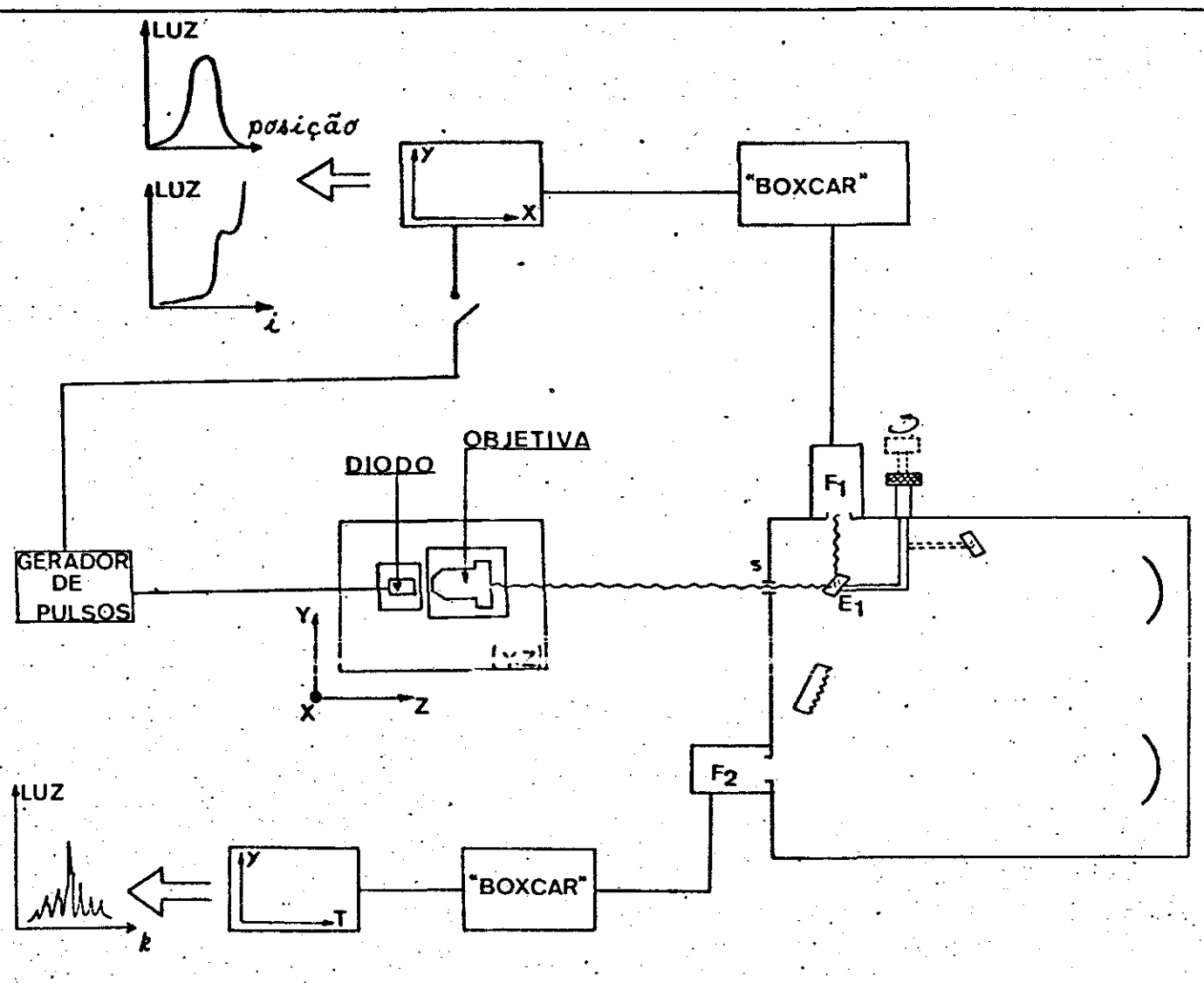


FIGURA 9

é deslocado, permitindo dessa forma que o feixe luminoso seja difratado pela grade do espectrômetro.

\* para calibração da objetiva utilizada, cálculo de resolução e técnica de amplificação do campo ótico, ver Apêndice C.

### Medida de Potência de Radiação como Função de Corrente de Excitação, (L x i)

Quando totalmente aberta, a fenda(s) do espectrômetro atinge 3mm. Isso assegura que a imagem do campo próximo amplificada 50 vezes seja integralmente captada no espelho  $E_1$ . Este desvia o feixe de luz incidente para a fotomultiplicadora  $F_1$ , cujo sinal é registrado como função da corrente de excitação no laser.

A fim de evitar degradação por concentração de luz nos espelhos, a potência máxima utilizável é de 10mW, cujo valor correspondente de corrente é determinado por um foto diodo calibrado.

### Medida da Configuração Espacial do Campo Ótico, (L x posição)

Com o auxílio de um parafuso micrométrico calibrado até 10 $\mu$ m, o suporte que contém o laser e a objetiva é movido na direção  $y$  transversal à fenda, que nesse caso está aberta a 10 $\mu$ m. Dessa forma é feita uma varredura da imagem do campo ótico sobre a fenda, que secciona essa imagem em faixas de 10 $\mu$ m. Com isso obtém-se a distribuição espacial do campo ótico (intensidade de radiação x posição).

Com relação ao aumento da imagem (50x) e a abertura da fenda (10 $\mu$ m), teríamos uma resolução de até 0,2 $\mu$ m ( $R = \frac{10\mu m}{50x} = 0,2\mu m$ ); no entanto, o limite de difração leva a resolução a 0,8 $\mu$ m, considerando-se a objetiva utilizada (vide Apêndice C).

### O Espectro de Radiação como Função do Comprimento de Onda, (L x $\lambda$ )

O espectro é obtido retirando-se o espelho  $E_1$  da trajetória do feixe luminoso, que é então difratado pela grade do espectrômetro e detetado pela fotomultiplicadora  $F_2$ . O espectro é obtido co

mo função do número de onda, para o qual o espectrômetro fornece uma escala linear.

Medida da Emissão Espontânea como Função da Corrente de Injeção,

$$(L_{esp} \times i)$$

Para obtenção da curva que mostra o comportamento da emissão espontânea como função da corrente de excitação, para  $\lambda$  fixo; foi necessário utilizar um espectrômetro duplo, para evitar a presença de luz parasita, devida à emissão estimulada. A figura 10 abaixo mostra esquema da montagem utilizada para esse fim:

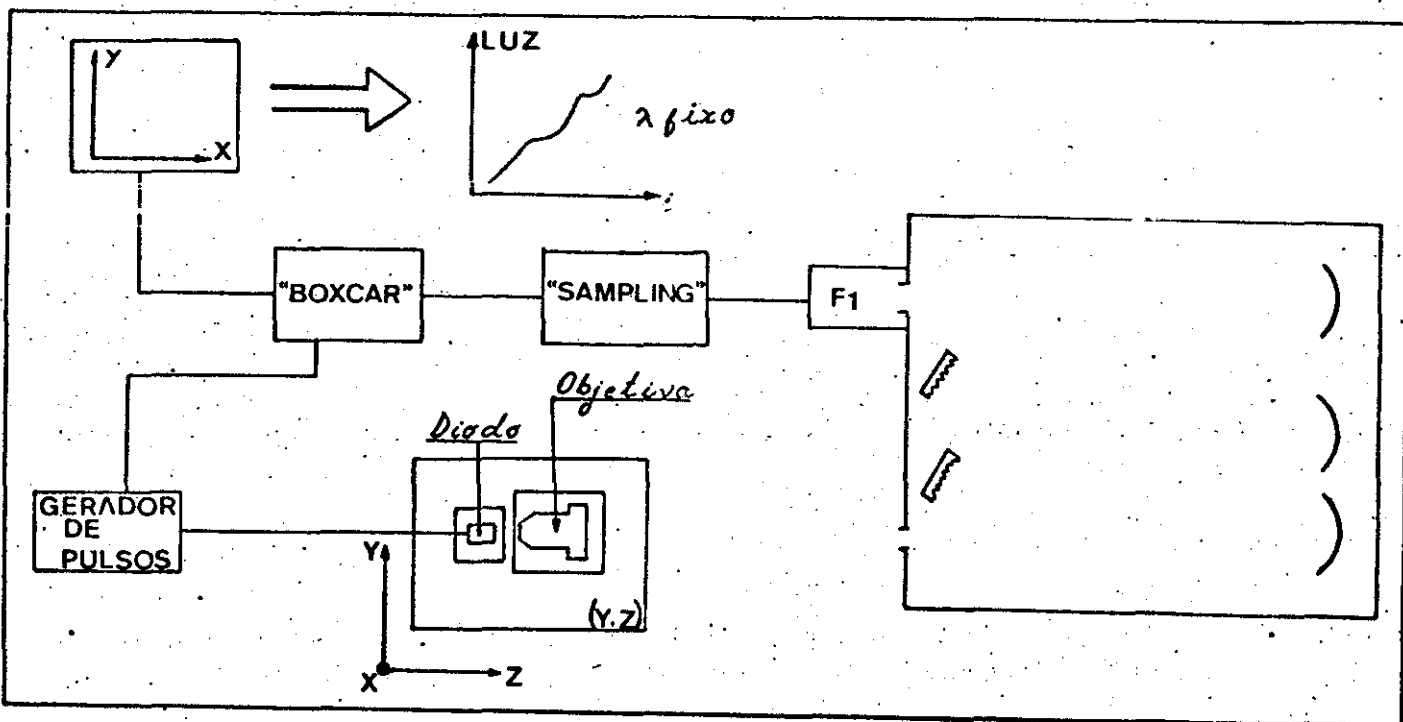


FIGURA 10

Um osciloscópio "Sampling" em conjunção com o Integrador "Boxcar" é utilizado aqui; o primeiro permite maior sensibilidade nas medidas e o segundo integra o sinal e o amplifica, livre de ruído.

### Análise dos Resultados

A seleção de quatro lasers entre os estudados foi determinada pelo caráter particular do comportamento de cada um deles em relação ao acidente em estudo.

O laser H235 A(T) (6,5) é o mais simples deles, com um único filamento. A figura 11 mostra a configuração espacial do campo ótico ( $L \times$  posição) na superfície de cada espelho. O zero apresentado na escala é totalmente arbitrário, tendo sido determinado pela posição do máximo de intensidade da emissão espontânea para valores de corrente abaixo da corrente limiar. As setas indicam a posição dos máximos de intensidade de radiação, para cada valor de corrente.

A figura 12 apresenta dois tipos de curvas:

- I : ( $L \times i$ ) para cada espelho, mostrando a existência do acidente;
- II: onde é representada a evolução da posição do máximo de intensidade do filamento como função da corrente, segundo os dados obtidos a partir da figura 11.

No centro da figura 12 tem-se um esquema da cavidade do laser, onde as duas retas paralelas representam os espelhos. Sobre estes estão projetadas as posições do máximo de intensidade do filamento para três valores de corrente, indicados por pequenos traços sobre a curva II. Nesse caso o filamento é representado por uma linha que liga essas posições e a seta indica o deslocamento do filamento com a corrente crescente. Para esse laser o máximo deslocamento foi de  $2 \mu\text{m}$  na superfície dos espelhos e com uma variação angular de  $0.045^\circ$ .

As figuras 13 e 14 mostram respectivamente os espectros

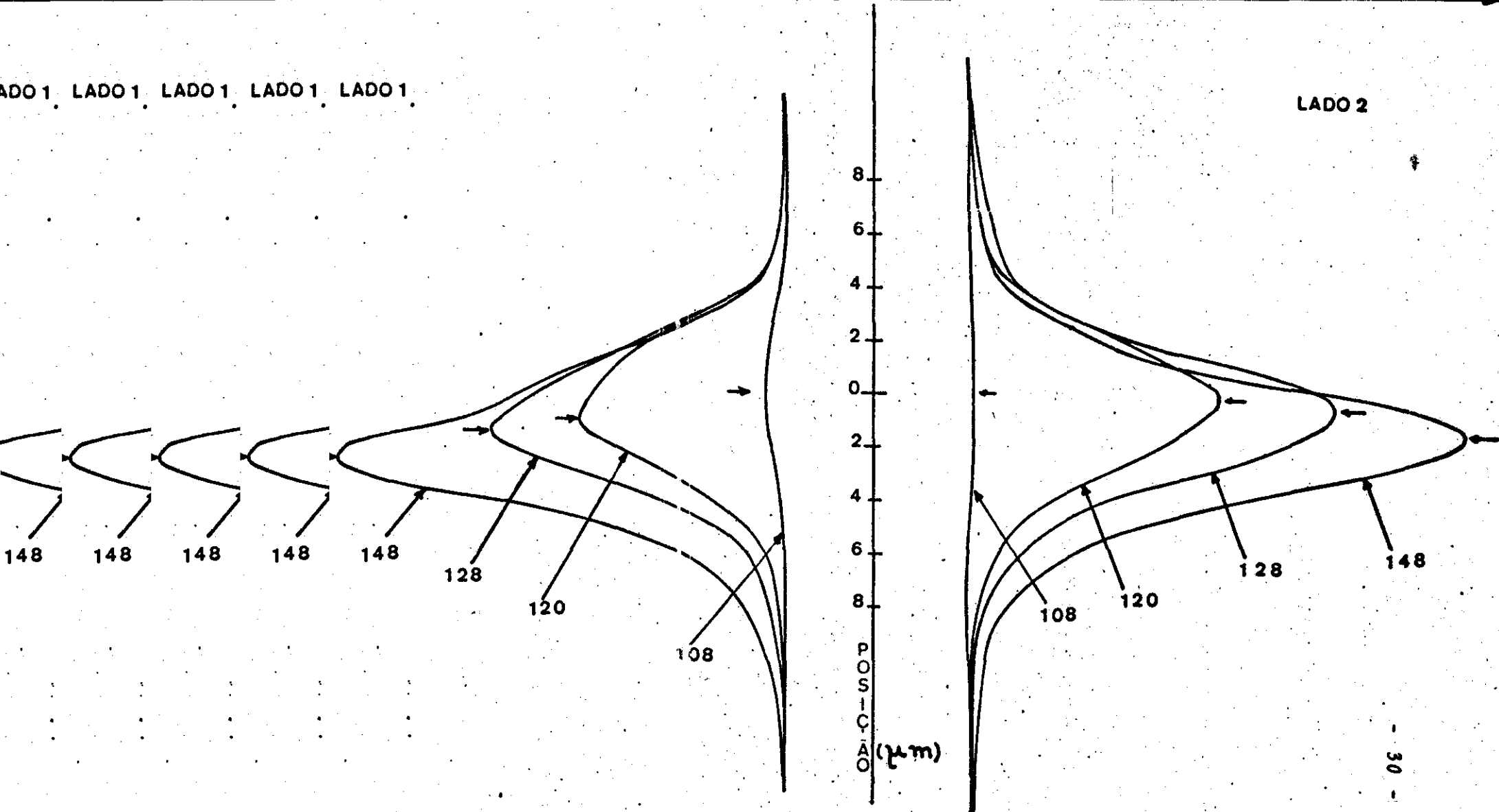
DIODO H235 AT (6,5)

$I_{th} = 105 \text{ mA}$

INTENSIDADE DE RADIAÇÃO RELATIVA

LADO 1, LADO 1, LADO 1, LADO 1, LADO 1,

LADO 2



DIODO H235 A(T)(6.3)  $I_{th} = 105 \text{ mA}$

LADO 2

LADO 1

$\theta_{max} = 0.045^\circ$   
 $s_{max} = 2.0 \mu\text{m}$

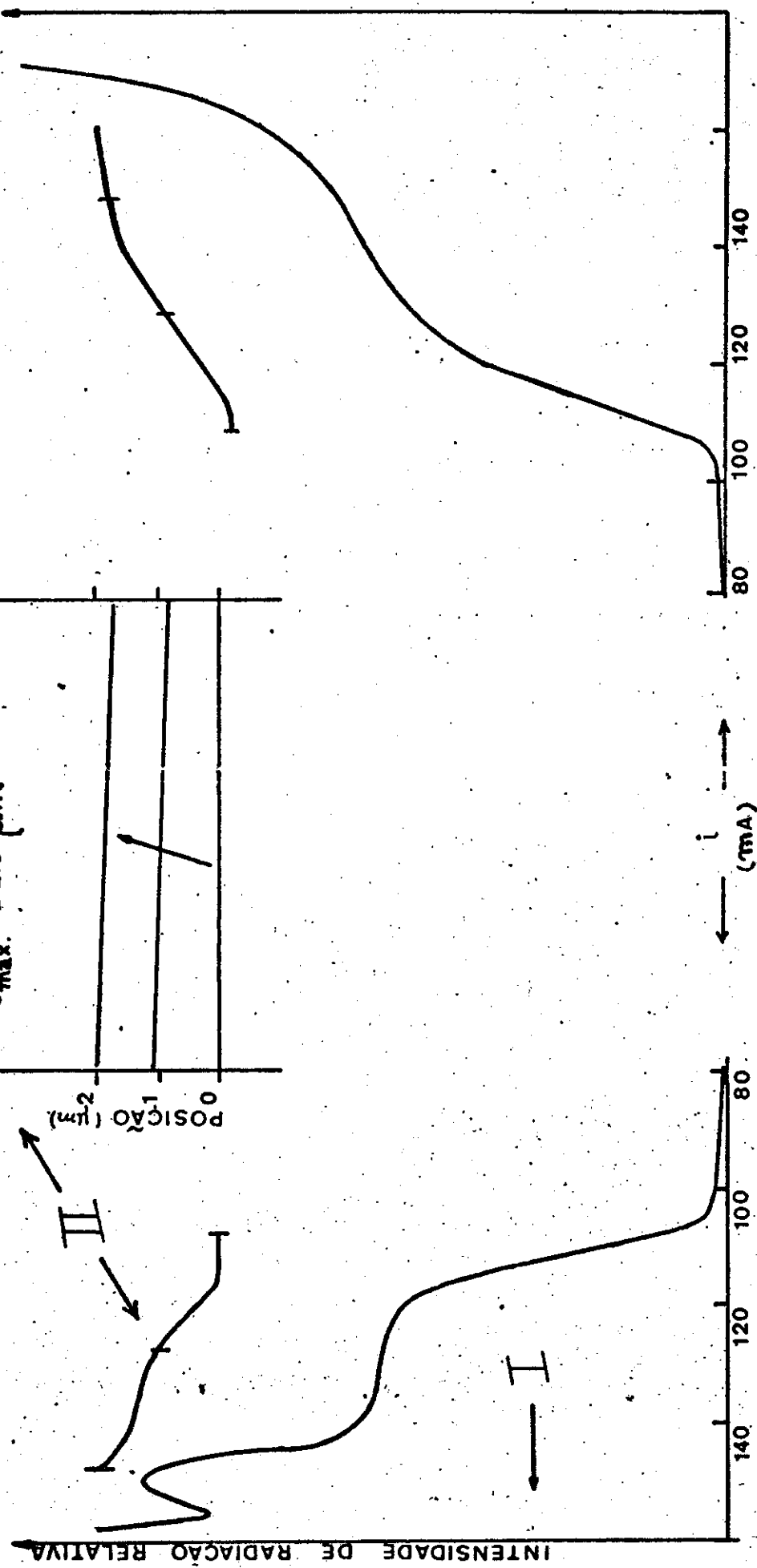
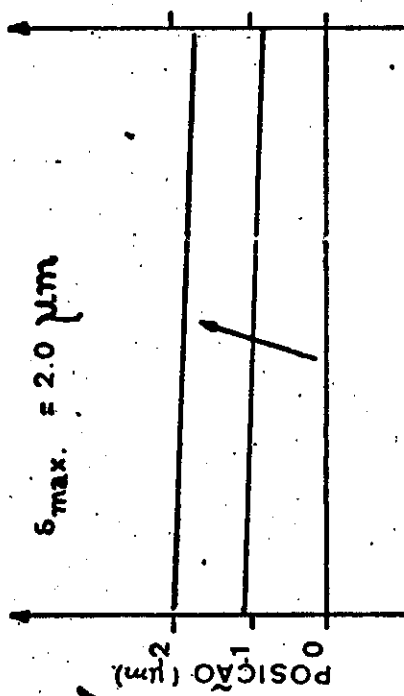


FIGURA 12



$(l \times k)$  correspondentes a cada espelho do laser, para diferentes valores da corrente aplicada. A cada modo longitudinal correspondem dois modos transversais ( $\lambda_x$  e  $\lambda_y$ ), vistos à sua direita, enquanto que, à esquerda e para determinados valores de corrente, verifica-se o aparecimento de uma nova família de modos (indicada por setas), em concorrência com a primeira.

A partir do espectro, pode-se calcular a extensão do filamento, por meio das relações apresentadas no Capítulo II, onde:

$$\omega_{oy} = \left[ \frac{1}{2\pi^2 \bar{n} \bar{n}_e} \cdot \frac{\lambda^3}{\Delta\lambda_y} \right]^{1/2}$$

Considerando-se  $\bar{n} = 3,6$  e  $\bar{n}_e = 5,2$  /15/, tem-se:

$$\omega_{oy} = 5,2 \times 10^{-2} \times \left( \frac{\lambda^3}{\Delta\lambda_y} \right)^{1/2}$$

Por exemplo, para  $i = 120$  mA, mede-se o intervalo  $(\Delta\lambda)_y$  entre dois modos transversais consecutivos (figura 13), obtendo-se:

$$\Delta\lambda_y = 0.15 \text{ \AA}$$

e conseqüentemente:

$$\omega_{oy} = 5,2 \times 10^{-2} \times \left[ \frac{(8702,67)^3}{0.15} \right]^{1/2}$$

ou seja:

$$\omega_{oy} = 10.8 \text{ } \mu\text{m}$$

Por outro lado, da configuração espacial do campo ótico (figura 11), mede-se diretamente a  $e^{-2}$  do pico de intensidade a extensão do filamento para  $i = 120$  mA:

$$w_0 = 10,8 \mu\text{m}$$

ou seja:

$$w_{0y} = \frac{w_0}{2} = 5,4 \mu\text{m}$$

A Tabela II abaixo apresenta os valores obtidos para  $w_{0y}$  a partir do espectro, em comparação com os correspondentes obtidos a partir da configuração espacial.

Tabela II

$i$ (mA)	$w_{0y}$ (espectro)	$w_{0y}$ (Configuração Espacial)
120	Lado 1: 10,8 $\mu\text{m}$	Lado 1: 5,1 $\mu\text{m}$
	Lado 2: 10,8 $\mu\text{m}$	Lado 2: 5,4 $\mu\text{m}$
128	Lado 1: 11,8 $\mu\text{m}$	Lado 1: 5,1 $\mu\text{m}$
	Lado 2: 11,8 $\mu\text{m}$	Lado 2: 5,3 $\mu\text{m}$

A discrepância existente entre os valores de  $w_{0y}$  calculados a partir do espectro e os valores obtidos diretamente da configuração espacial poderia ser atribuída ao fato de que alguns processos particulares de filamentação, como o guiamento por ganho<sup>/16/</sup>, não entraram no modelo de Zachos e Ripper<sup>/17/</sup>. Isso explicaria um filamento mais largo quando calculado a partir do espectro.

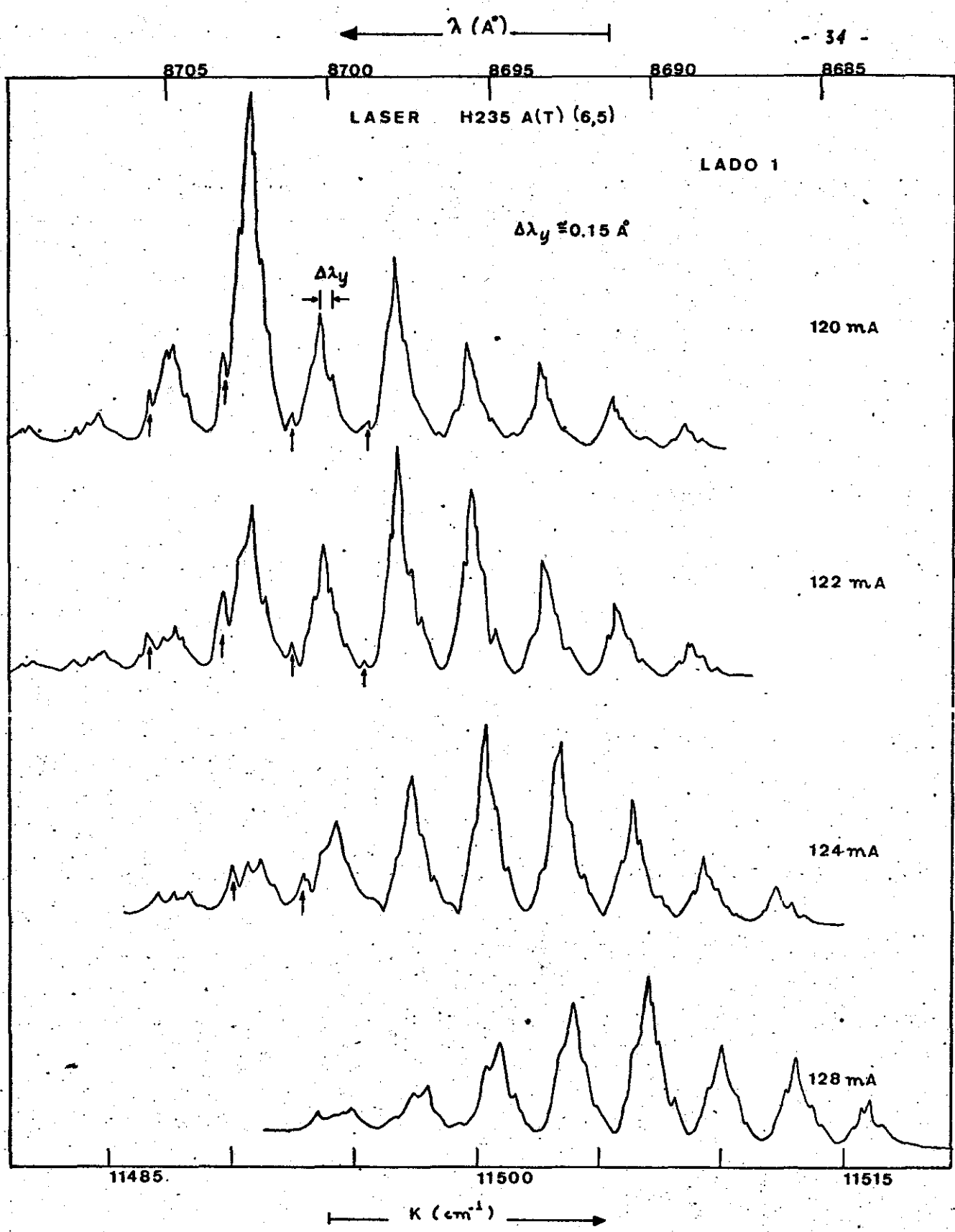


FIGURA 13

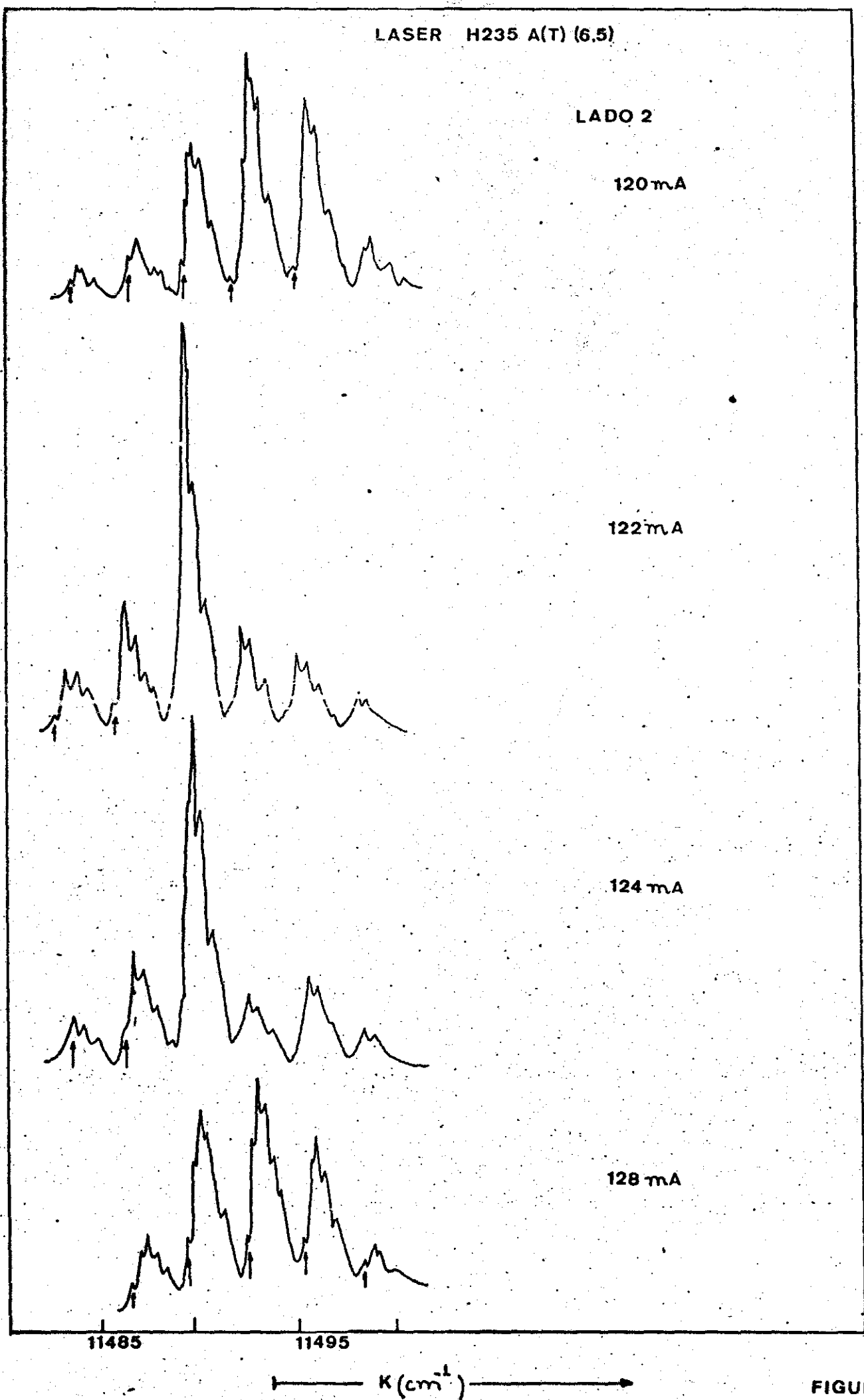


FIGURA 14

DIODO H 235 A(T) (6,5)

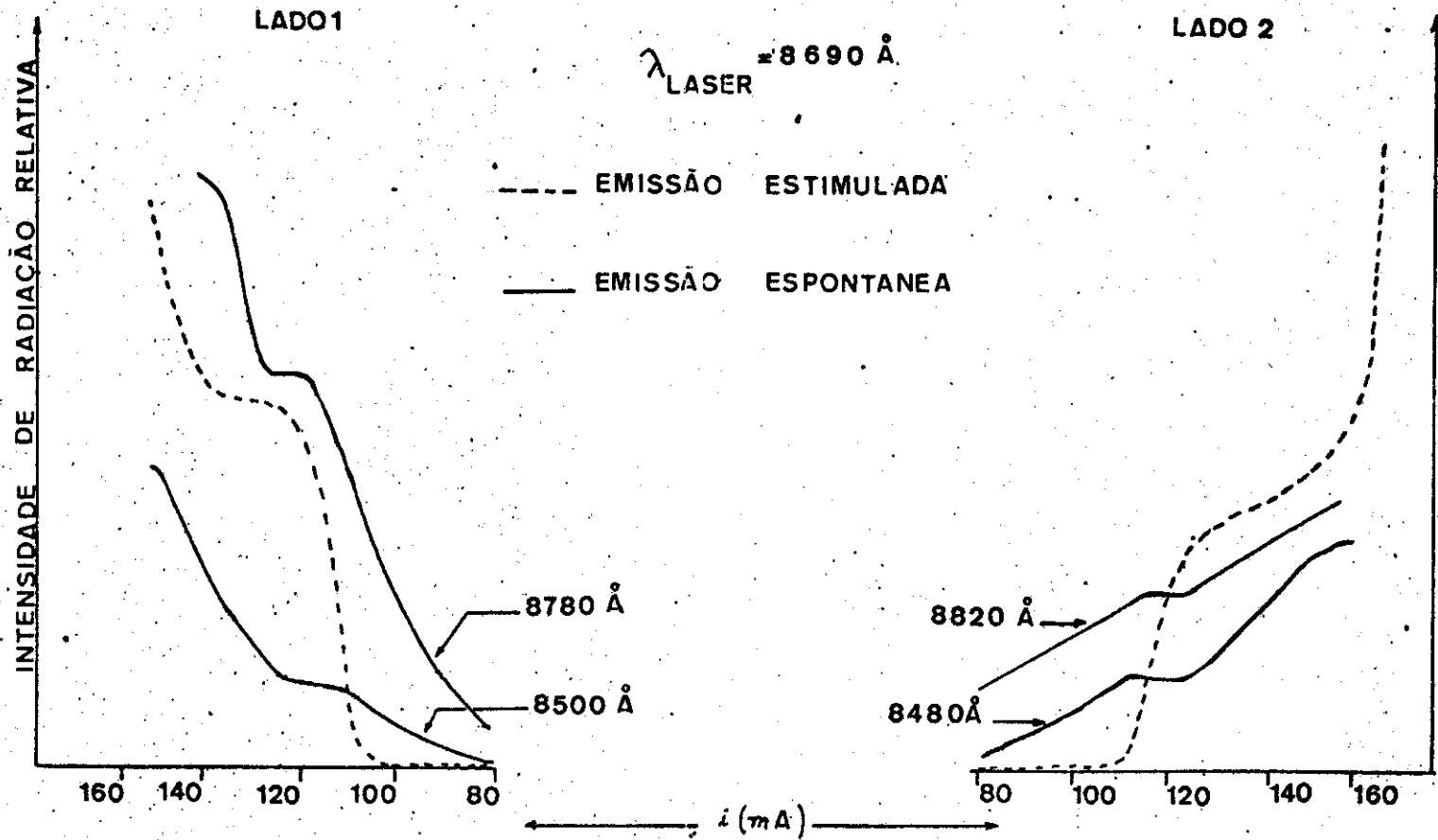


FIGURA 15

Além disso, para esse laser, foi obtida a curva da emissão espontânea como função da corrente de excitação (figura - 15). Verifica-se que existe saturação da emissão espontânea no início ( $i = i_{th}$ ) da emissão estimulada e crescimento da mesma - para  $i < i_{th}$ , assim como para  $i > i_{th}$ , nos intervalos de corrente onde ocorre o acidente.

Considerando-se agora os lasers de comportamento mais complexo, as figuras 16 e 17 mostram respectivamente as configurações espaciais do campo próximo dos diodos H235 A(L) (5,1) e H235 A(L) (5,4), que apresentam dois filamentos, enquanto as figuras 18 e 19 mostram para esses lasers a curva ( $L \times i$ ) e a evolução dos filamentos com a corrente.

Note-se que o deslocamento de cada um dos filamentos não é necessariamente igual para ambos os espelhos, e sua evolução com a corrente injetada pode ser na mesma direção (figura 18) ou angularmente em torno de um ponto dentro da cavidade (figura - 19).

O deslocamento máximo observado sobre os espelhos foi de 2  $\mu$ m, para os lasers H235 A(T) (6,5) e H235 A(L) (5,1), enquanto que o ângulo máximo foi de  $0.44^\circ$  para o laser H235 A(L) - (5,4).

A figura 20 a seguir mostra o espectro de um dos lados do laser H235 A(L) (5,1). Verificou-se que para cada valor de corrente, os espectros de ambos os filamentos coincidem quanto à frequências dos modos, apenas com intensidades diferentes, como é mostrado para  $i = 116$  mA. Isso indica que para os lasers de contato de faixa de 13  $\mu$ m os filamentos estão acoplados<sup>/18/</sup>.

Embora com características particulares de comportamento, alguns efeitos são comuns a esses três lasers, como seguem:

DIODO H235 A(L) (5,1)

$I_{th} = 100 \text{ mA}$

INTENSIDADE

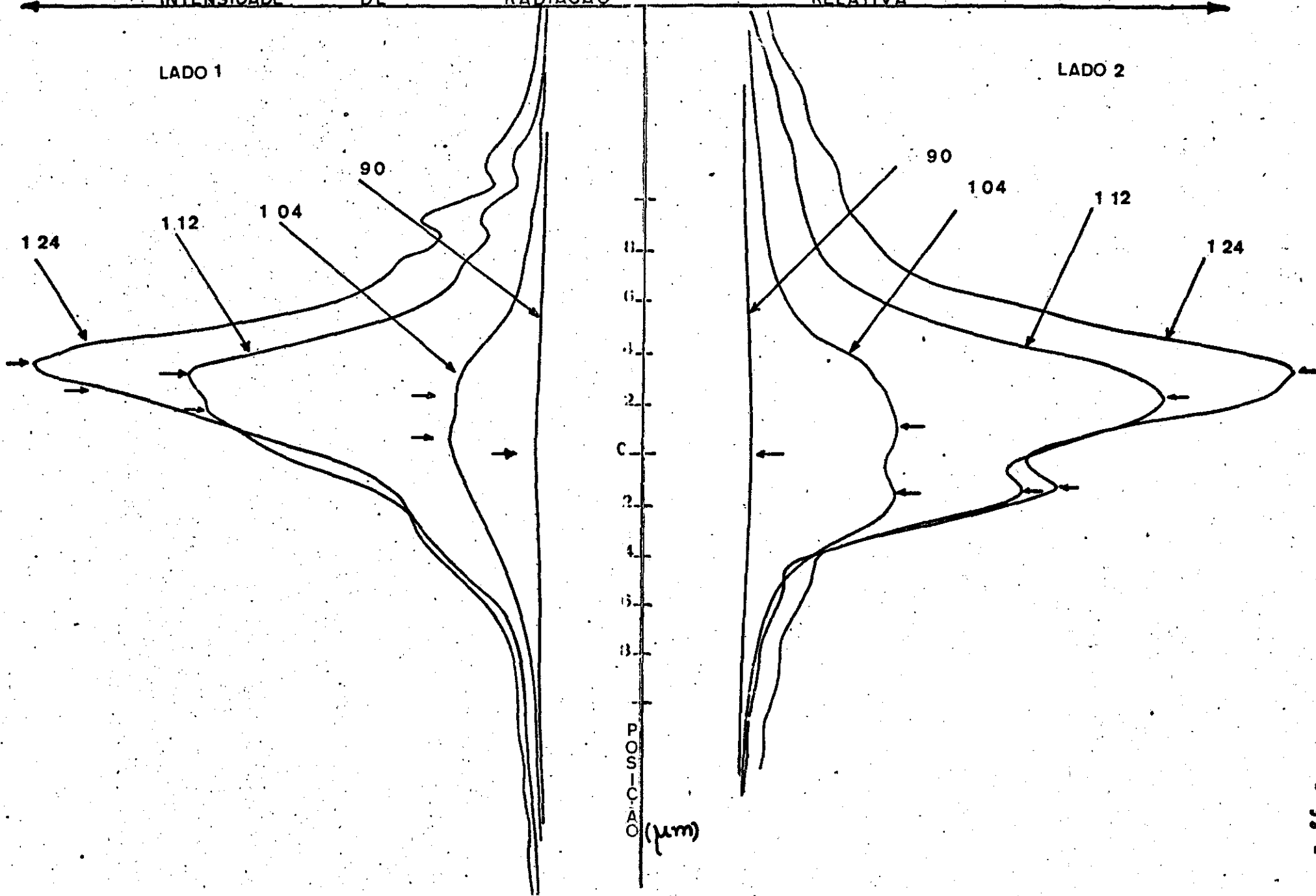
DE

RADIACÃO

RELATIVA

LADO 1

LADO 2



INTENSIDADE DE RADIAÇÃO RELATIVA

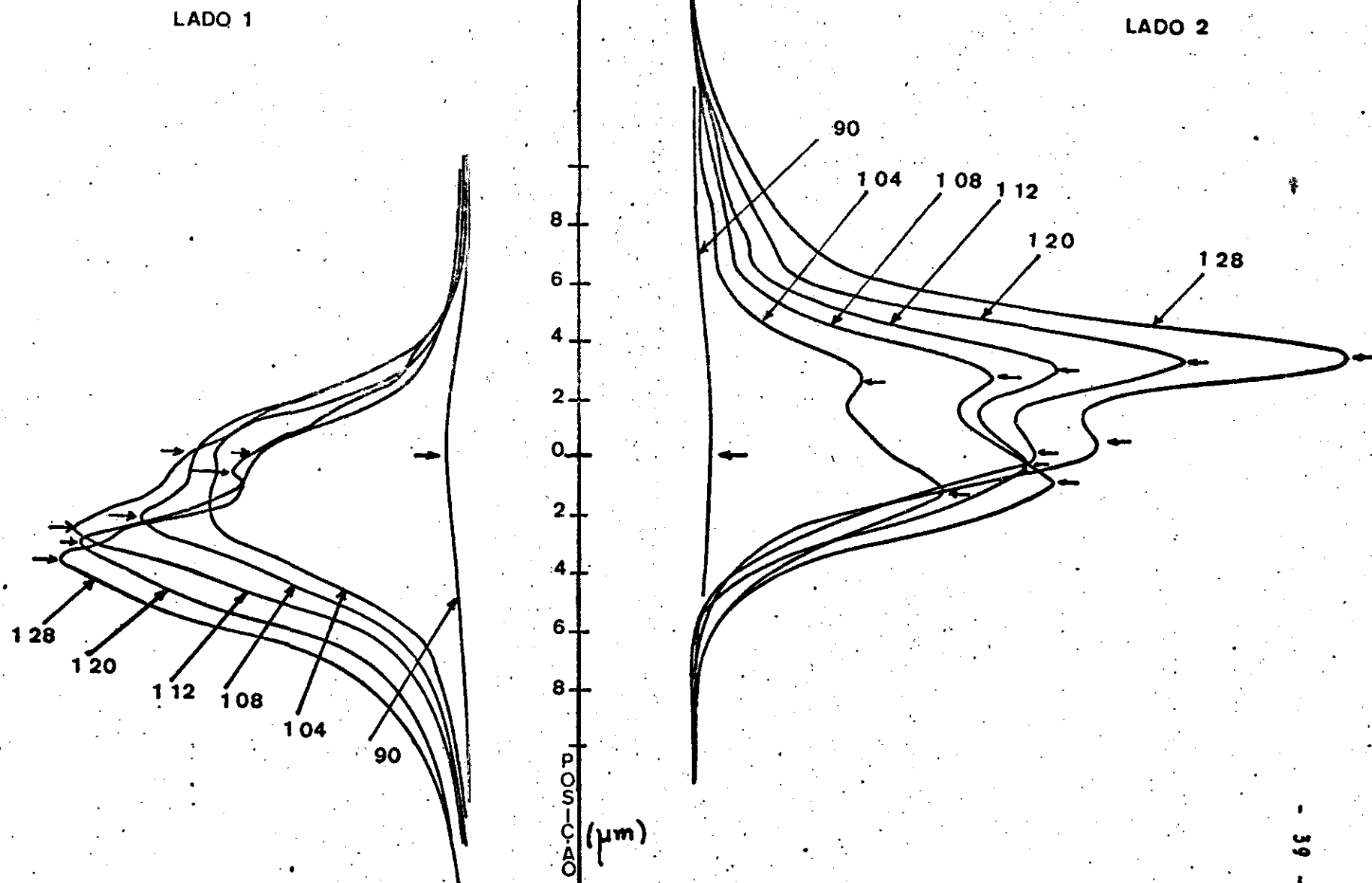


FIGURA 17



DIODO H235 A(L) (5.1)  $I_{TK} = 100 \text{ mA}$

$\theta_{\text{max.}} = 0.23^\circ$   
 $\delta_{\text{max.}} = 2.0 \mu\text{m}$

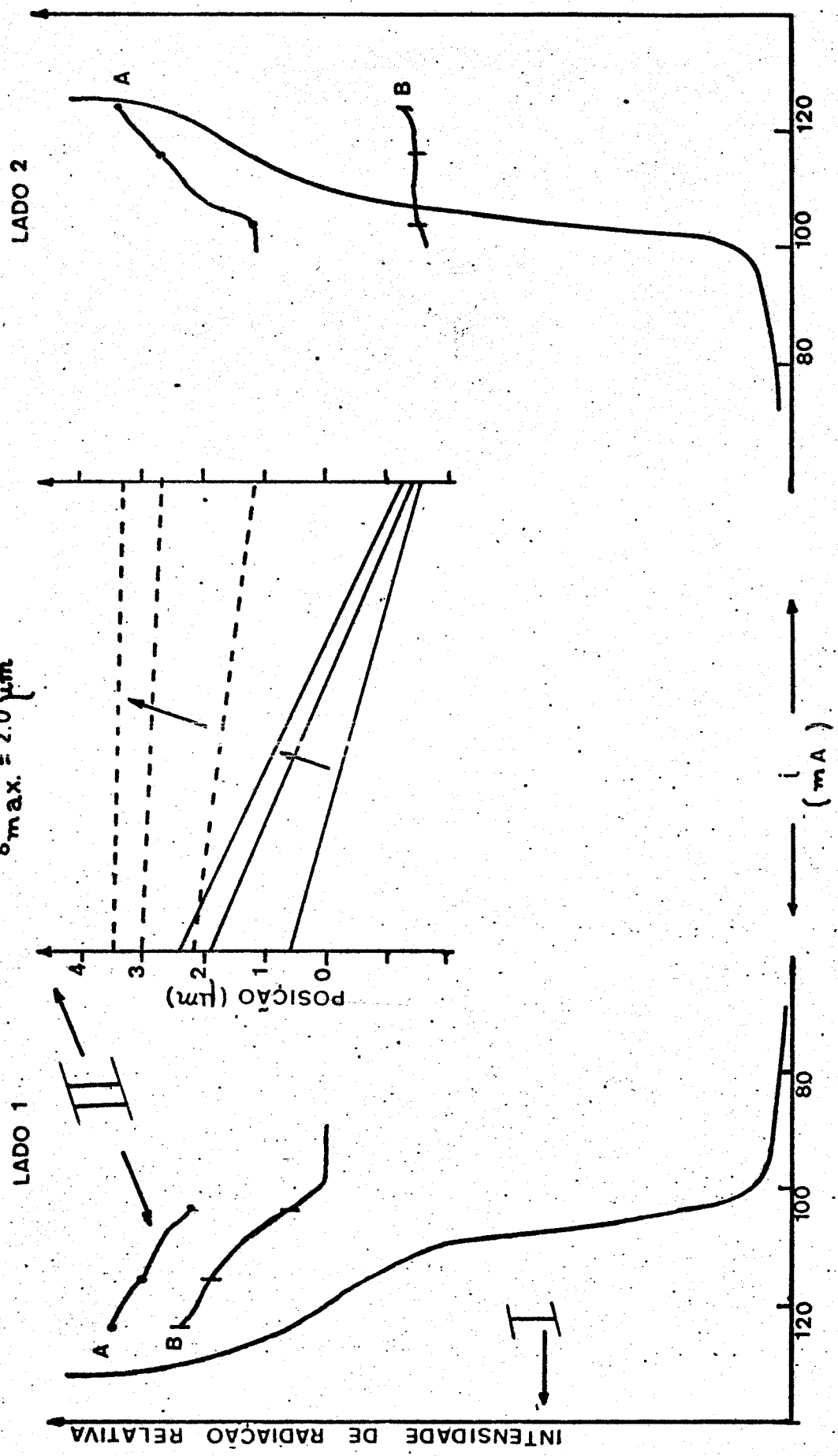


FIGURA 18

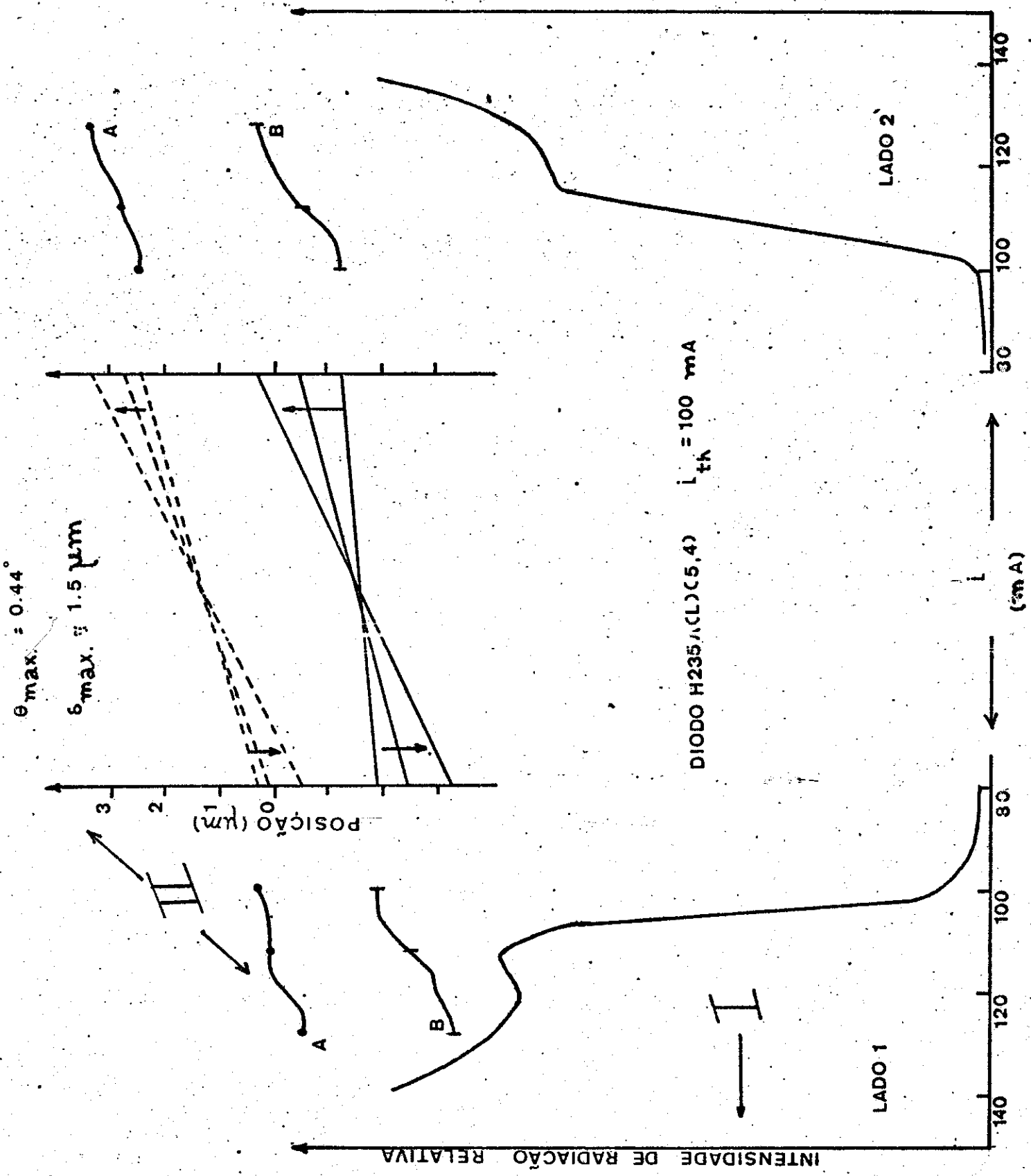


FIGURA 19

LASER H 235 A(L) (5.1)

LADO 1

108 mA

112 mA

116 mA  
(PICO A)

116 mA  
(PICO B)

120 mA

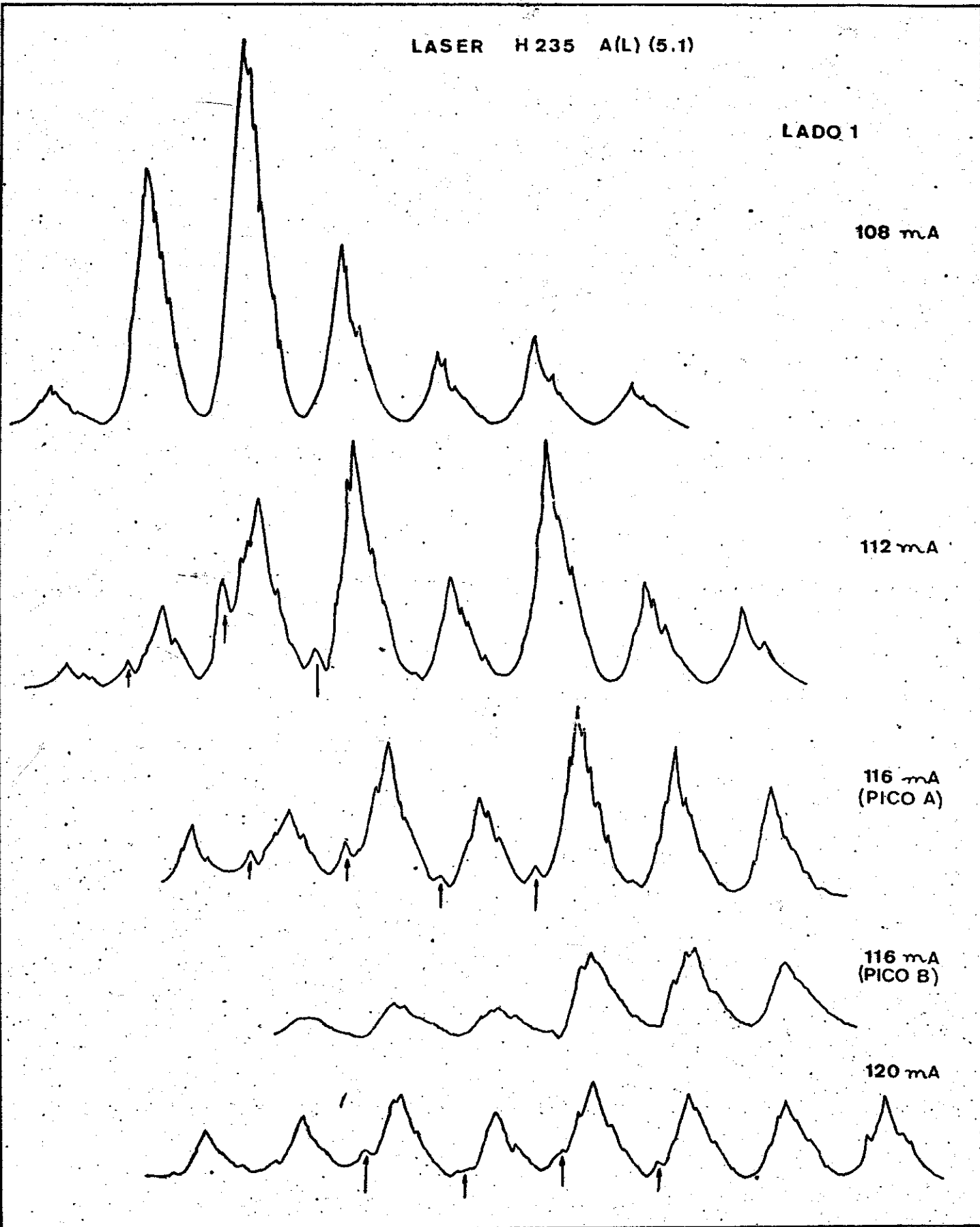
11560

11570

11580

← K. (cm<sup>-1</sup>) →

FIGURA 20



- a potência da radiação emitida como função da corrente de excitação não é necessariamente igual para ambos os espelhos do laser;

- o início do acidente observado para cada espelho ocorre aproximadamente no mesmo valor de corrente juntamente com o início do deslocamento do filamento;

- o deslocamento angular indica que antes ou depois do acidente, o filamento pode não ser perpendicular aos espelhos do laser;

- o espectro de modos indica o aparecimento de uma nova família em competição com a primeira.

A análise separada do laser H213 B(5,5) se deve à grande diferença existente na configuração espacial do campo ótico em cada um dos espelhos, como se pode observar por comparação das figuras 21 e 22.

A figura 21 mostra a configuração espacial para o lado em que se tem praticamente um só filamento com possível aparecimento de outro a correntes elevadas ( $i > 1.45 i_{th}$ ). Note-se indicado pela seta o deslocamento do filamento, que nesse caso atingiu  $2,6 \mu m$ .

A configuração espacial do outro espelho é representada na figura 22, onde se tem aparentemente três filamentos, mesmo para valores de corrente abaixo da corrente limiar. A observação desse espelho do laser através do microscópio ótico, mostrou a existência de defeitos em toda a superfície, provavelmente originários da clivagem imperfeita. Assim, uma hipótese para a existência dos três filamentos, é que alguns desses defeitos poderiam se situar sobre a região ativa, agindo como "fendas". O deslocamento do campo ótico, camuflado por esses defeitos, pode ser revelado à

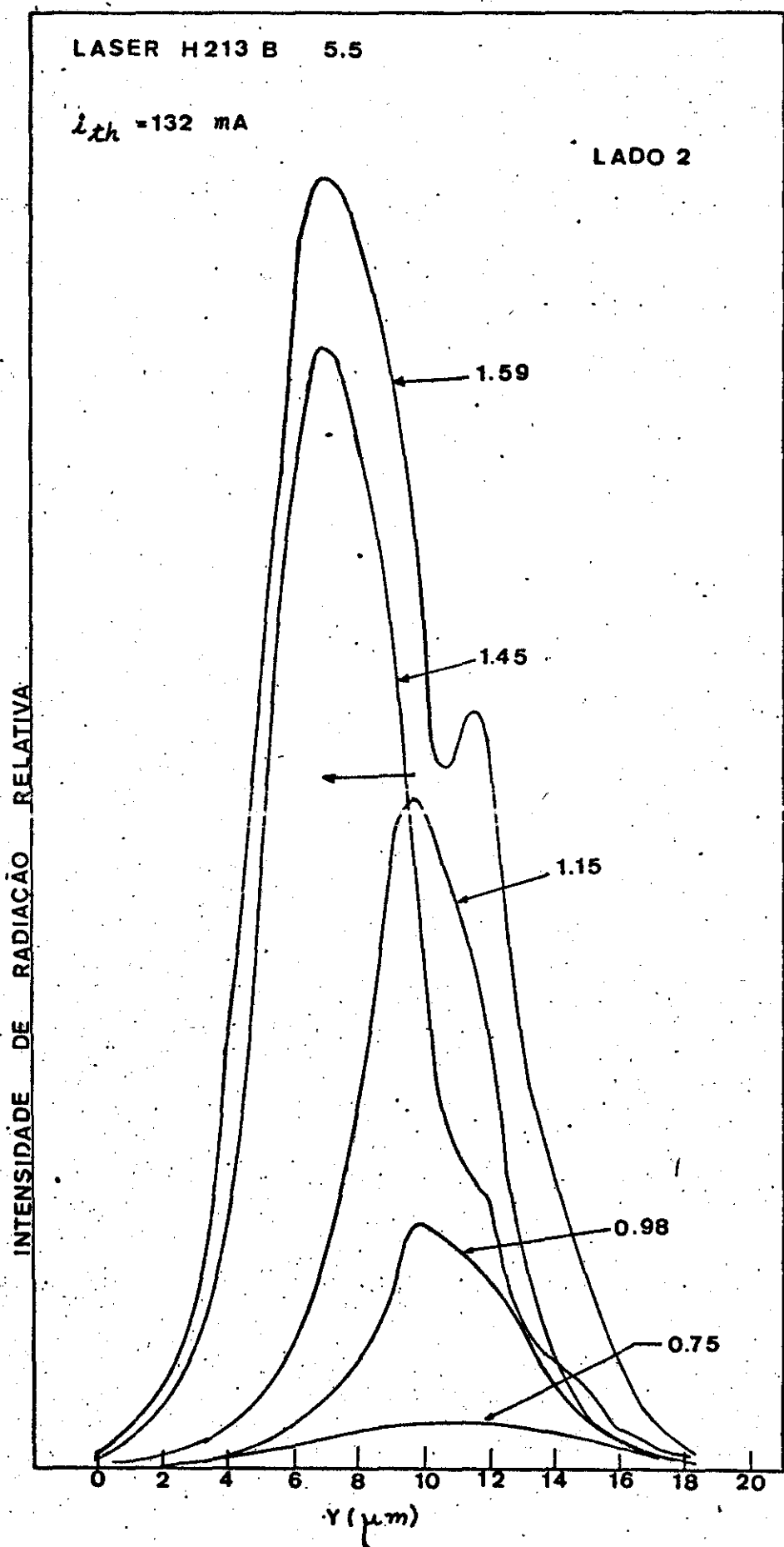


FIGURA 21

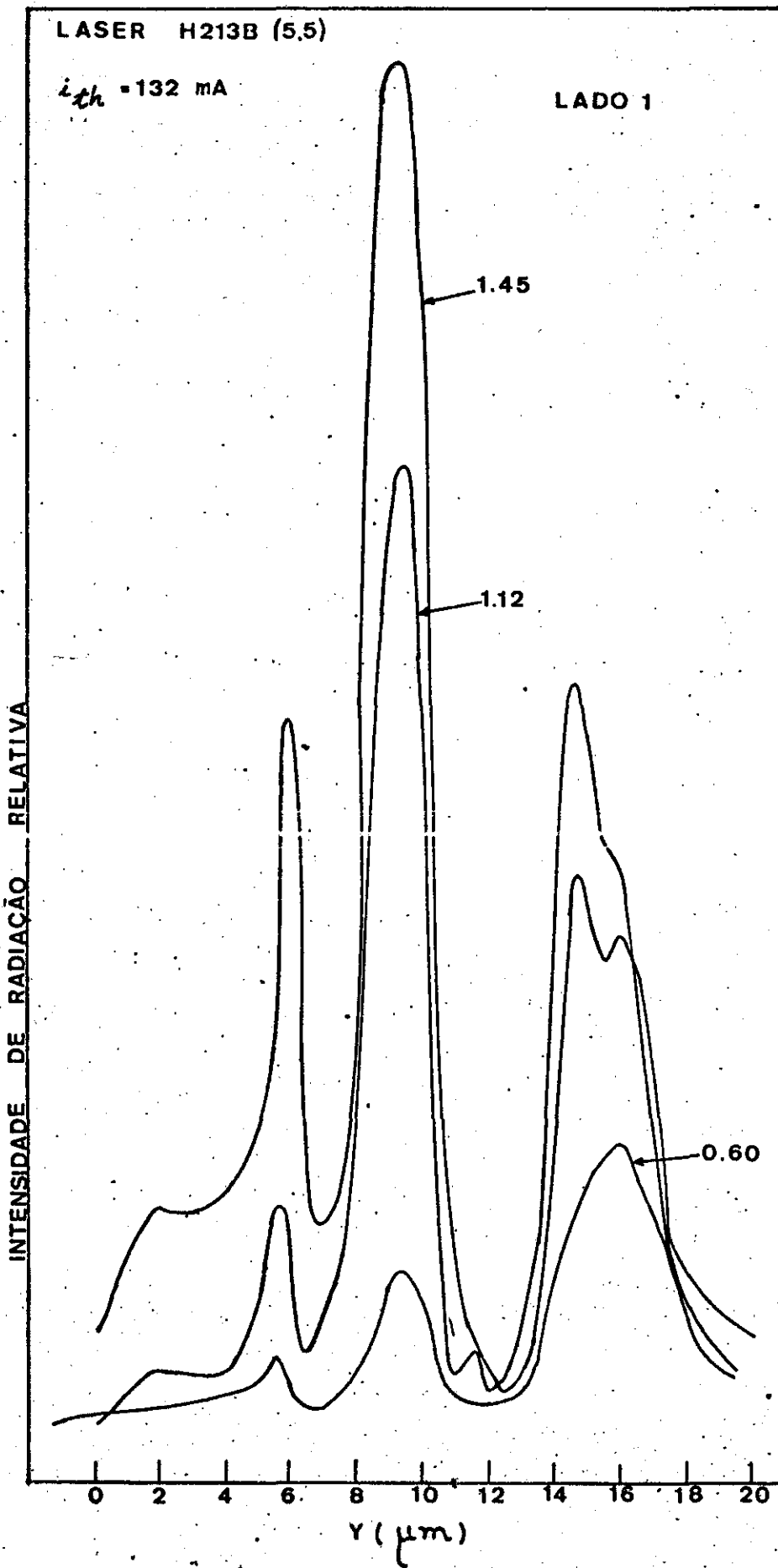


FIGURA 22

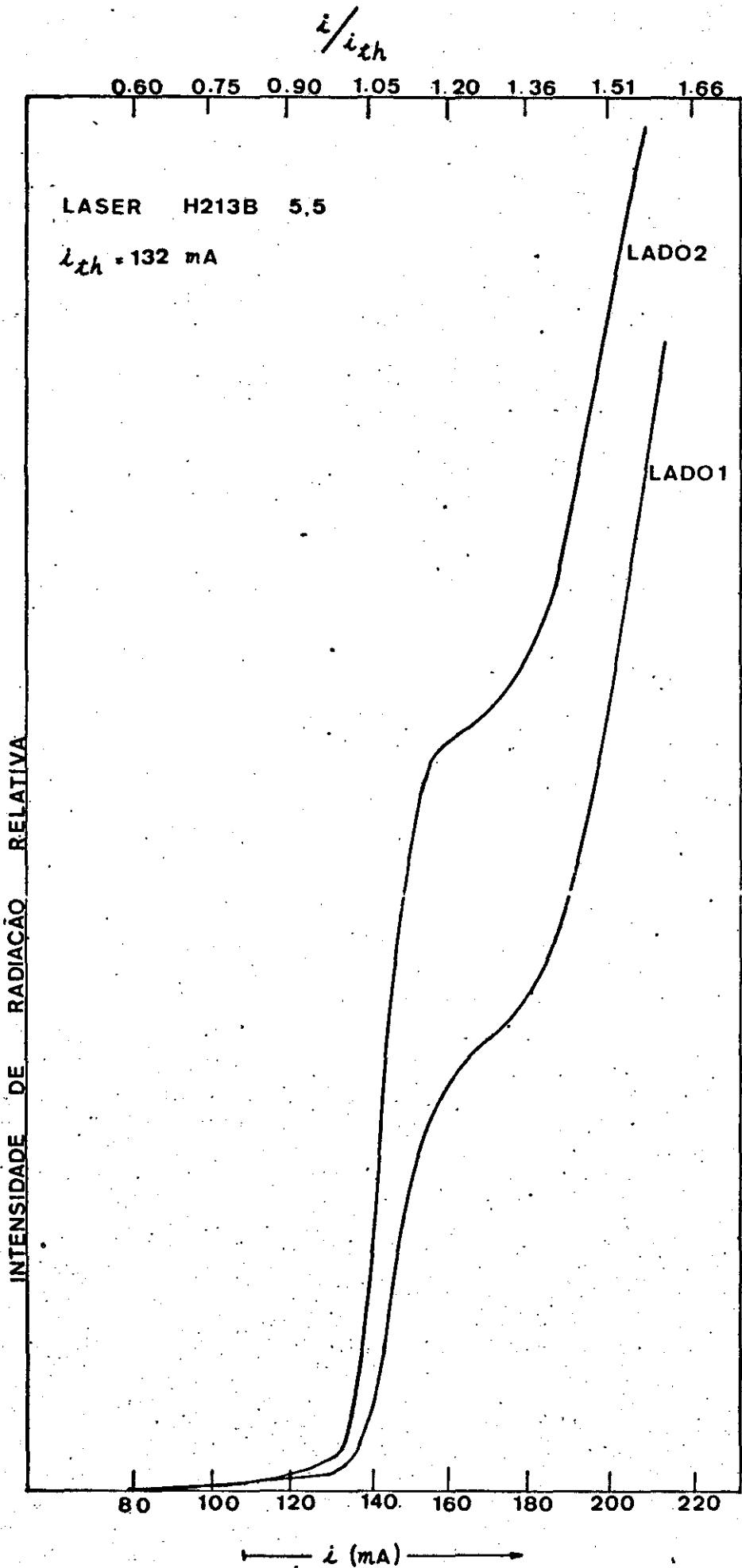


FIGURA 23

medida que se aumenta a corrente. Observa-se que, para a região do acidente, a intensidade de radiação que atravessa as três "fendas" varia, crescendo para os dois picos A e B, e decrescendo para C. Isso poderia significar que o filamento real cuja extensão foi observada do outro lado está se deslocando para a esquerda por traz das "fendas" (defeitos). Nesse caso observa-se que o filamento desloca angularmente em torno de um ponto interior à cavidade por comparação das duas figuras (21 e 22).

A curva ( $L \times i$ ) para ambos os espelhos do laser é diferente (figura 23), da mesma forma que para os lasers anteriores.



Discussão dos Resultados:

Da análise dos resultados obtidos, o primeiro efeito - que se evidencia é a correlação entre o acidente e o deslocamento do filamento dentro da região ativa do laser. Este acontece - sempre nos intervalos de corrente onde existe o acidente, como se existisse uma "cavidade" antes do acidente, e outra depois. Se esse comportamento estiver relacionado ao fenômeno de perdas, a variação da emissão espontânea com a corrente poderá fornecer melhores informações, pois é prevista uma saturação <sup>/19/</sup> quando se está em regiões de corrente onde existe a emissão estimulada.

A figura 24 mostra uma curva  $(L \times i)$  típica separada - em quatro regiões, e em correspondência a cada uma dessas regiões, uma curva  $(L \times \lambda)$  semelhante à figura 3 (Cap.II) referente à condição de ganho igual às perdas, quando então se tem emissão estimulada.

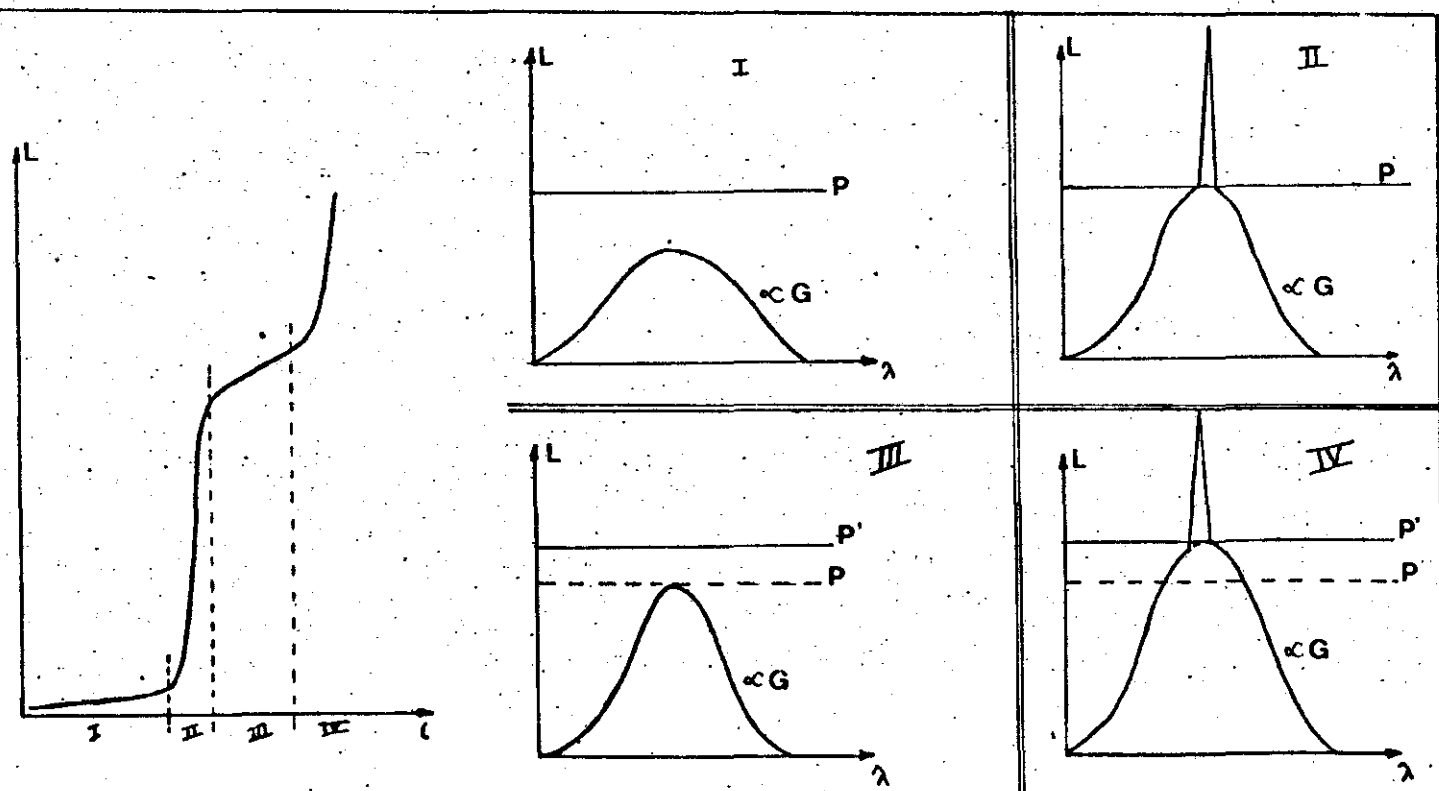


FIGURA 24

A emissão espontânea tem o seu espectro proporcional ao ganho total  $G$  do laser, de forma que antes de se atingir a condição de ganho total ( $G$ ) igual às perdas totais ( $P$ ), para início da emissão estimulada, há um crescimento da emissão espontânea. Estabelecida a condição, ocorre a saturação da emissão espontânea. Se por qualquer razão há um aumento no nível de perdas, a emissão espontânea aumentará a fim de novamente alcançar a igualdade e neste ponto, uma nova saturação é observada. Da figura 15 (Capítulo IV), observa-se um crescimento da emissão espontânea na região do acidente, mostrando assim que o nível de perdas aumentou.

Assim, o fato do filamento se deslocar de uma "cavidade" para outra dentro da região ativa do laser indica que, embora o ganho para ambas seja aproximadamente o mesmo, o filamento se estabelece espacialmente em função da corrente, na região ("cavidade") de maior ganho líquido. Existiriam nesse caso variações espaciais não uniformes no ganho ou nas perdas. Observemos que se as variações no ganho fossem espacialmente uniformes, a "cavidade" inicialmente dominante, o seria para todos os níveis de corrente de injeção<sup>120</sup>. Pode-se atribuir essas variações a defeitos localizados dentro da região ativa, provavelmente do tipo saturável pelo campo ótico ou evolutivo com a corrente.

#### 1. Defeitos saturáveis pelo campo ótico:

Neste caso as inhomogeneidades espaciais seriam devidas por exemplo, a variações na condutividade elétrica das camadas próximas à região ativa, de tal forma que a injeção de corrente fosse não uniforme, em toda a sua extensão. Assim, inicialmente o ganho seria maior para regiões em que a densidade de

corrente injetada fosse maior ( $\gamma$  a  $J^b$ ), e a emissão estimulada ocorreria para essas regiões ("cavidade"). Pode acontecer que essa "cavidade" não seja necessariamente perpendicular aos espelhos do laser. A figura 25 ilustra a situação, para  $i = i_{th}$ :

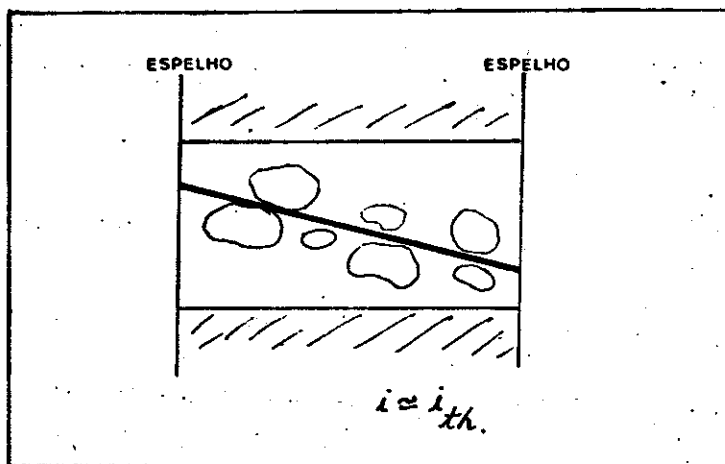


FIGURA 25

À medida que a densidade de corrente fosse aumentando, as radiações estimulada e espontânea excitariam portadores para regiões de perdas onde estes estivessem em menor quantidade, a injeção sendo aí pouco efetiva. Dessa forma, as inhomogeneidades espaciais se reduziriam até o ponto de se ter uma cavidade (região ativa) sem os referidos defeitos. Assim, as perdas pelos espelhos seriam dominantes, e o filamento se estabeleceria na configuração mais estável de oscilação, que é perpendicular aos espelhos do laser, como mostrado na figura 26 abaixo:

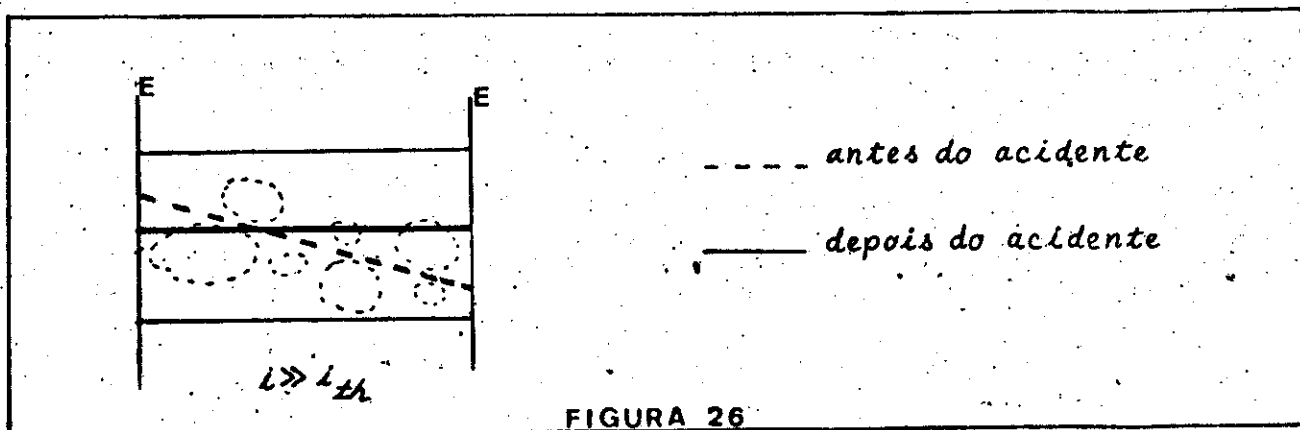


FIGURA 26

## II. Defeitos evolutivos com a corrente:

Estes seriam localizados dentro da região ativa, de tal forma que, para correntes  $i = i_{th}$ , o ganho seria máximo para uma das "cavidades". Quando a corrente de injeção aumentasse,  $i \gg i_{th}$ , os defeitos evoluiriam espacialmente, favorecendo o guiamento numa outra "cavidade". Pode acontecer que nenhuma dessas "cavidades" seja perpendicular aos espelhos. A figura 27 abaixo mostra as duas situações:

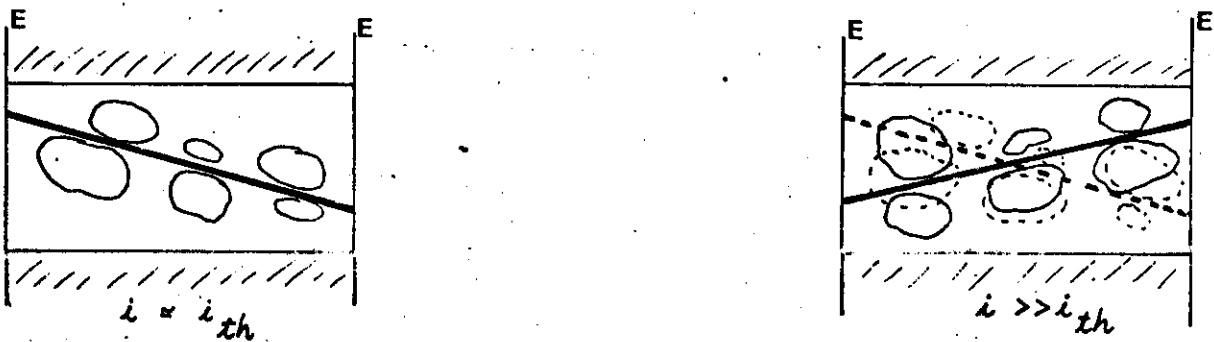


FIGURA 27

Como aparentemente existem duas "cavidades" na mesma região ativa, o outro passo é observar o que ocorre com os espectros. Para este caso, o efeito mais evidente foi o aparecimento de uma nova família nos intervalos de corrente em que ocorre o acidente. Em princípio, esta nova família poderia corresponder a modos de ordem superior<sup>[21]</sup> na direção (x) perpendicular à junção; no entanto, os lasers utilizados tem região ativa cuja espessura é muito estreita ( $d \leq 0.2 \mu\text{m}$ ), impedindo a existência desses modos.

A única explicação plausível é que essas famílias correspondam a cavidades diferentes, com comprimentos óticos distintos. A diferença entre dois modos longitudinais consecutivos de cada uma das famílias deveria confirmar a existência de duas "ca-

vidades"; no entanto, essa diferença deve ser tão pequena a ponto de não poder ser detetada pela medida.

Para os lasers que possuem mais de um filamento, o espectro dos modos é exatamente o mesmo para ambos, o que significa que existem nesse caso modos acoplados de cavidades independentes<sup>/22/</sup>.

Embora o tipo de defeito saturável pelo campo ótico (tipo I), se apresente como modelo tentador, numa das amostras (laser H 235 A(L) (5,1), figura 16) parece que a tendência é a de aumentar o ângulo entre os dois filamentos, com o aumento da corrente de injeção, o que é contrário do esperado por esse modelo, e sugerindo um comportamento explicável pelo modelo de defeitos evolutivos com a corrente (tipo II). Essa incompatibilidade entre os dois tipos de defeitos evidenciada pelo laser H 235 A(L) (5,1), exige um estudo mais detalhado, onde deverão ser levados em conta outros parâmetros (temperatura, largura de pulsos, tempo, etc), que até o presente foram relegados a um segundo plano.

Conclusão

A partir do conjunto de lasers estudados foi verificado que paralelamente a ocorrência do acidente, se manifestam os seguintes efeitos:

1. deslocamento do filamento
2. aparecimento de nova família de modos em concorrência com a existente anteriormente
3. aumento da emissão espontânea.

Esse comportamento sugeriu que na região do acidente, o ganho esteja variando de alguma forma. Foi então proposto um modelo atribuindo essas variações a defeitos localizados, existentes na região ativa do laser. Esses defeitos seriam provavelmente de dois tipos: defeitos saturáveis pelo campo luminoso do laser ou defeitos que podem evoluir com a variação da corrente injetada.

A origem desses defeitos é, no entanto, desconhecida e espera-se que um aprofundamento das técnicas aqui usadas, possam esclarecer melhor o problema. Maior atenção será dada no futuro às medidas de emissão espontânea, assim como estudos em função da temperatura e em função do tempo deverão ser efetuados.

Num semiconductor em que se tem população invertida, é certo que não há equilíbrio térmico entre os elétrons da b.c. e os buracos da b.v., mas supõe-se que cada uma das populações está separadamente em equilíbrio. Então, a probabilidade de se encontrar um estado ocupado na b.c. por um elétron é dada pela distribuição de Fermi-Dirac:

$$F_c(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT}\right)}} \quad (A-1)$$

e, para um estado vazio na b.v. :

$$F_v(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{Fv}}{KT}\right)}} \quad (A-2)$$

Quando um foton de frequência  $\nu$  atravessa o material - semiconductor, ele pode interagir com um elétron da b.v., e este - faz uma transição b.v.  $\rightarrow$  b.c. (absorção), ou então, esse foton interage com um elétron da b.c., e este decai para a b.v. (emissão estimulada). A razão de transição (absorção ou emissão estimulada) é proporcional ao produto da densidade de estados ocupados na b.c. pela densidade de estados vazios na b.v.. Então, se:

$$n_c(\epsilon) F_c(\epsilon) = \text{densidade de estados ocupados na b.c.}$$

$$n_v(\epsilon - h\nu) \cdot |1 - F_v(\epsilon - h\nu)| = \text{densidade de estados vazios na b.v.}$$

a razão de emissão total é a integral sobre todas as energias :

$$W_{em} = \int n_c(\epsilon) F_c(\epsilon) \cdot n_v(\epsilon - h\nu) \cdot [1 + F_v(\epsilon - h\nu)] d\epsilon \quad (A-3)$$

e, para absorção total:

$$W_{abs} = \int n_v(\epsilon - h\nu) F_v(\epsilon - h\nu) \cdot n_c(\epsilon) \cdot [1 - F_c(\epsilon)] d\epsilon \quad (A-4)$$

Para que emissão estimulada seja dominante no processo de transição, é preciso que

$$W_{em} > W_{abs} \quad (A-5)$$

Então:

$$\int n_c(\epsilon) F_c(\epsilon) \cdot n_v(\epsilon - h\nu) \cdot [1 + F_v(\epsilon - h\nu)] d\epsilon > \int n_v(\epsilon - h\nu) F_v(\epsilon - h\nu) n_c(\epsilon) \cdot [1 - F_c(\epsilon)] d\epsilon$$

substituindo  $F_c(\epsilon)$  e  $F_v(\epsilon)$  pelos seus valores (Equações A-1 e A-2), tem-se:

$$\int n_c \cdot \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT}\right)}\right]} \cdot n_v \cdot \left[1 + \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{Fv}}{KT}\right)}\right]}\right] d\epsilon >$$

$$> \int n_v \cdot \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{Fv}}{KT}\right)}\right]} \cdot n_c \cdot \left[1 - \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT}\right)}\right]}\right] d\epsilon$$

ou:

$$\int n_c \cdot n_v \left[ \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT}\right)}\right]} \cdot \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT}\right)}\right]} \cdot \frac{1}{\left[1 + e^{\left(\frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{Fv}}{KT}\right)}\right]} \right] d\epsilon >$$

(I)                      (II)                      (III)



$$> \int n_c \cdot n_v \cdot \left[ \frac{1}{\left[ 1 + e^{\left( \frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{FV}}{KT} \right)} \right]} - \frac{1}{\left[ 1 + e^{\left( \frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{FV}}{KT} \right)} \right] \left[ 1 + e^{\left( \frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT} \right)} \right]} \right] d\epsilon$$

ou ainda:

$$\int n_c \cdot n_v \cdot \frac{e^{\left( \frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{FV}}{KT} \right)}}{(I) \cdot (III)} d\epsilon > \int n_c \cdot n_v \cdot \frac{e^{\left( \frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT} \right)}}{(I) \cdot (II)} d\epsilon$$

para que essa desigualdade seja obedecida, é necessário que:

$$e^{\left( \frac{\epsilon - h\nu - \epsilon_{FV}}{KT} \right)} > e^{\left( \frac{\epsilon - \epsilon_{Fc}}{KT} \right)}$$

o que leva a :

$$\epsilon - h\nu - \epsilon_{FV} > \epsilon - \epsilon_{Fc}$$

ou seja

$$\boxed{(\epsilon_{Fc} - \epsilon_{FV}) > h\nu}$$

(A-6)

Seja um semiconductor com  $N_2$  eletrons por unidade de volume na b.c. (num mesmo nível de energia 2), e  $N_1$  buracos na b.v. (no nível de energia 1). Quando um campo de radiação eletromagnética interage com o semiconductor, pode induzir transições  $2 \rightarrow 1$  (emissão estimulada) e  $1 \rightarrow 2$  (absorção), sendo que a razão de transição é sempre proporcional à densidade de energia  $\rho(\nu)$  desse campo:

$$W_{21} = B_{21} \rho(\nu) \quad \text{e} \quad W_{12} = B_{12} \rho(\nu) \quad (B-1)$$

A razão de transição total  $2 \rightarrow 1$  leva em conta a contribuição dada pela emissão espontânea:

$$W_{21}(\text{total}) = B_{21} \rho(\nu) + A_{21} \quad (B-2)$$

onde:

$$A_{21} = \text{razão de transição espontânea, dada por } A_{21} = \frac{1}{t_{\text{esp}}},$$

$t_{\text{esp}}$  é o tempo de vida de um eletron na b.c. antes de decair espontaneamente para a b.v.

Supõe-se que o sistema esteja em equilíbrio térmico, e nesse caso o Princípio do Balanço Detalhado<sup>[B-1]</sup> diz que para um intervalo de frequência entre  $\nu$  e  $\nu \pm d\nu$ , o número de transições  $1 \rightarrow 2$  é igual ao número de transições  $2 \rightarrow 1$ , o que significa que:

$$N_2 \omega_{21} = N_1 \omega_{12}$$

(B-3)

Mantem-se constante a população de elétrons e buracos através de injeção de corrente de excitação. A densidade de radiação eletromagnética, para esse caso pode ser escrita da mesma forma que o seria para a radiação do corpo negro:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1}$$

A relação (B-3) torna-se:

$$N_2 | B_{21} \rho(\nu) + A_{21} | = N_1 B_{12} \rho(\nu) \quad (B-4)$$

No equilíbrio térmico tem-se:

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{h\nu}{KT}} \quad (\text{fator de Boltzmann})$$

substituindo em (B-4):

$$\frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/KT} - 1} = \frac{A_{21}}{B_{12} e^{h\nu/KT} - B_{21}} \quad (B-5)$$

Essa relação só é válida se ocorre ao mesmo tempo:

$$B_{12} = B_{21} \quad e \quad \frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

Assim, a razão de transição induzida fica:

$$W_i(\nu) = \frac{A_{21} c^3}{8\pi h\nu^3} \cdot \rho(\nu) = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3 t_{esp}} \cdot \rho(\nu) \quad (B-6)$$

Neste caso, a densidade de energia  $\bar{\epsilon}$  é função da frequência, podendo ocorrer transições para qualquer valor de frequência, o que fornece uma distribuição espectral bastante larga (vide figura B-1).

Para um campo de radiação cujas transições induzidas são distribuídas num intervalo de frequência muito estreito  $|\nu, \nu \pm d\nu|$  isto é, um campo quase monocromático, a razão de transição é proporcional à função forma de linha  $g(\nu)$ , a qual mostra a distribuição espectral para aquele intervalo  $\Delta\nu = 2d\nu$  de frequência, e sendo que, nesse intervalo pode-se supor a densidade de energia  $\rho(\nu)$  constante (figura B-1):

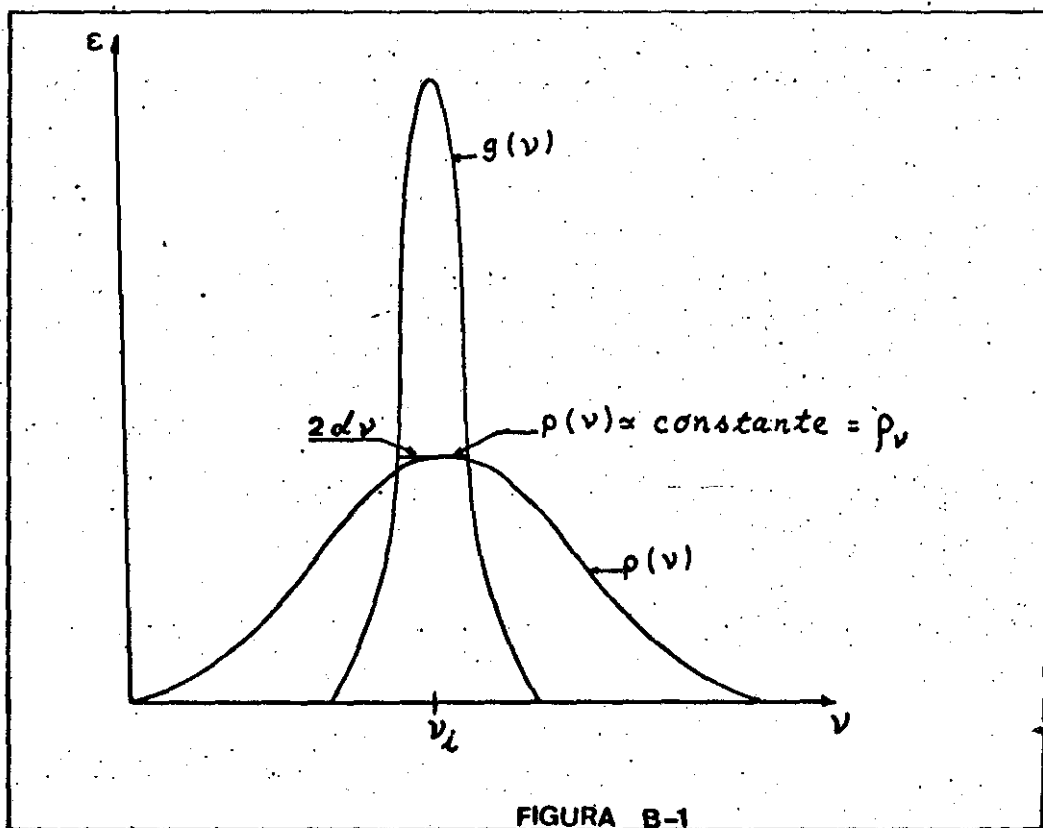


FIGURA B-1

A função  $\rho(\nu)$  se escreve:

$$\rho(\nu) = \begin{cases} \rho_\nu = c^{\text{te}} & \text{se } \nu \in \left( \nu_i \pm \frac{\Delta\nu_i}{2} \right) \\ \rho(\nu) & \text{se } \nu \notin \left( \nu_i \pm \frac{\Delta\nu_i}{2} \right) \end{cases}$$

Então, sendo a razão de transição proporcional à função forma de linha, tem-se:

$$W_i(\nu) = \frac{c^3 \rho_\nu}{8\pi h\nu^3 t_{\text{esp}}} \cdot g(\nu) \quad (\text{B-7})$$

Se a intensidade do campo  $\bar{e}$  :  $I_\nu = c \rho_\nu$ , então:

$$W_i(\nu) = \frac{\lambda^2 I_\nu}{8\pi h\nu t_{\text{esp}}} \cdot g(\nu) \quad (\text{B-8})$$

Quando a radiação de intensidade  $I_\nu$  interage com o material, induzindo transições radiativas com frequência igual à da radiação incidente, a potência total por unidade de volume  $\bar{e}$  é igual à variação da intensidade por unidade de comprimento:

$$\frac{P}{V} = \frac{d I_\nu}{dz} = (N_2 - N_1) W_i(\nu) h\nu = (N_2 - N_1) \cdot \frac{c^2 g(\nu)}{8\pi \nu^2 t_{\text{esp}}} \cdot I_\nu \quad (\text{B-9})$$

A relação (B-9) é uma equação diferencial do primeiro grau, cuja solução é da forma:

$$I_\nu(z) = I_\nu(0) \cdot e^{\gamma(\nu) z}$$

onde  $\gamma(\nu)$  é dado por:

$$\gamma(\nu) = (N_2 - N_1) \frac{c^2}{8\pi \nu^2 \tau_{esp}} \cdot g(\nu) \quad (B-10)$$

O coeficiente  $\gamma(\nu)$  é análogo ao coeficiente de absorção, e é tal que:

- quando  $N_2 > N_1 \Rightarrow \gamma(\nu) > 0$  : amplificação da radiação.
- quando  $N_2 < N_1 \Rightarrow \gamma(\nu) < 0$  : atenuação da radiação.

Para um diodo semiconductor de comprimento  $l$ , a população invertida está situada num volume  $V = l \cdot d \cdot w$ , onde  $d$  é a espessura da região ativa, e  $w$  a largura na direção  $y$ , como mostra a figura (B-2)

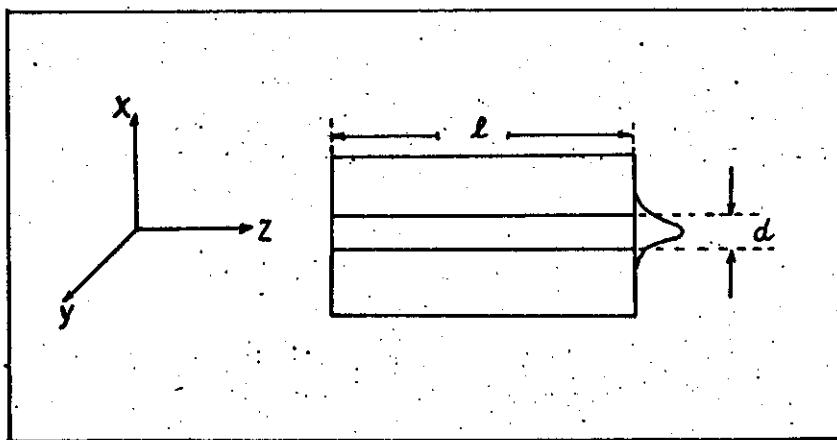


FIGURA B-2

A expressão (B-10), torna-se para esse caso:

$$\gamma(\nu) = \frac{c^2 \cdot (n_2 - n_1)}{8\pi \nu^2 \tau_{rec} l d w} \cdot g(\nu) \quad (B-12)$$

$(n_2 - n_1)$  : número total de eletrons invertidos

$\tau_{rec}$  :  $\bar{t}$  o tempo de vida de eletron na b.c. antes de se recombinar espontaneamente com um buraco na b.v.

I-Calibração da Objetiva (40 x) de Microscópio

Para a calibração da objetiva utilizada no decorrer dos experimentos, foi utilizada a montagem esquematizada na figura C-1 - abaixo:

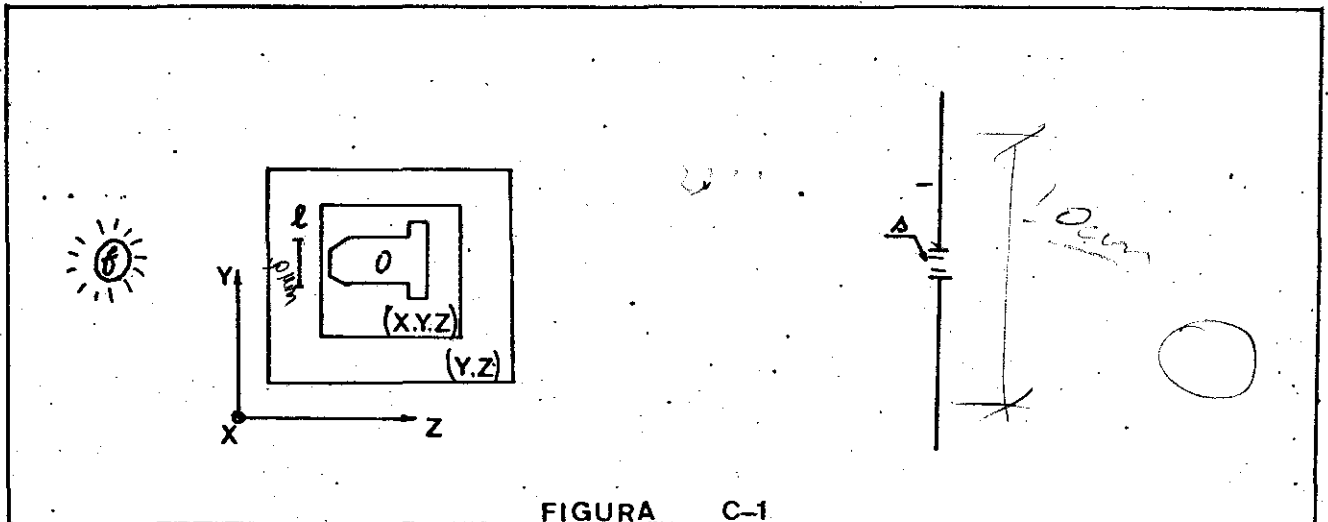


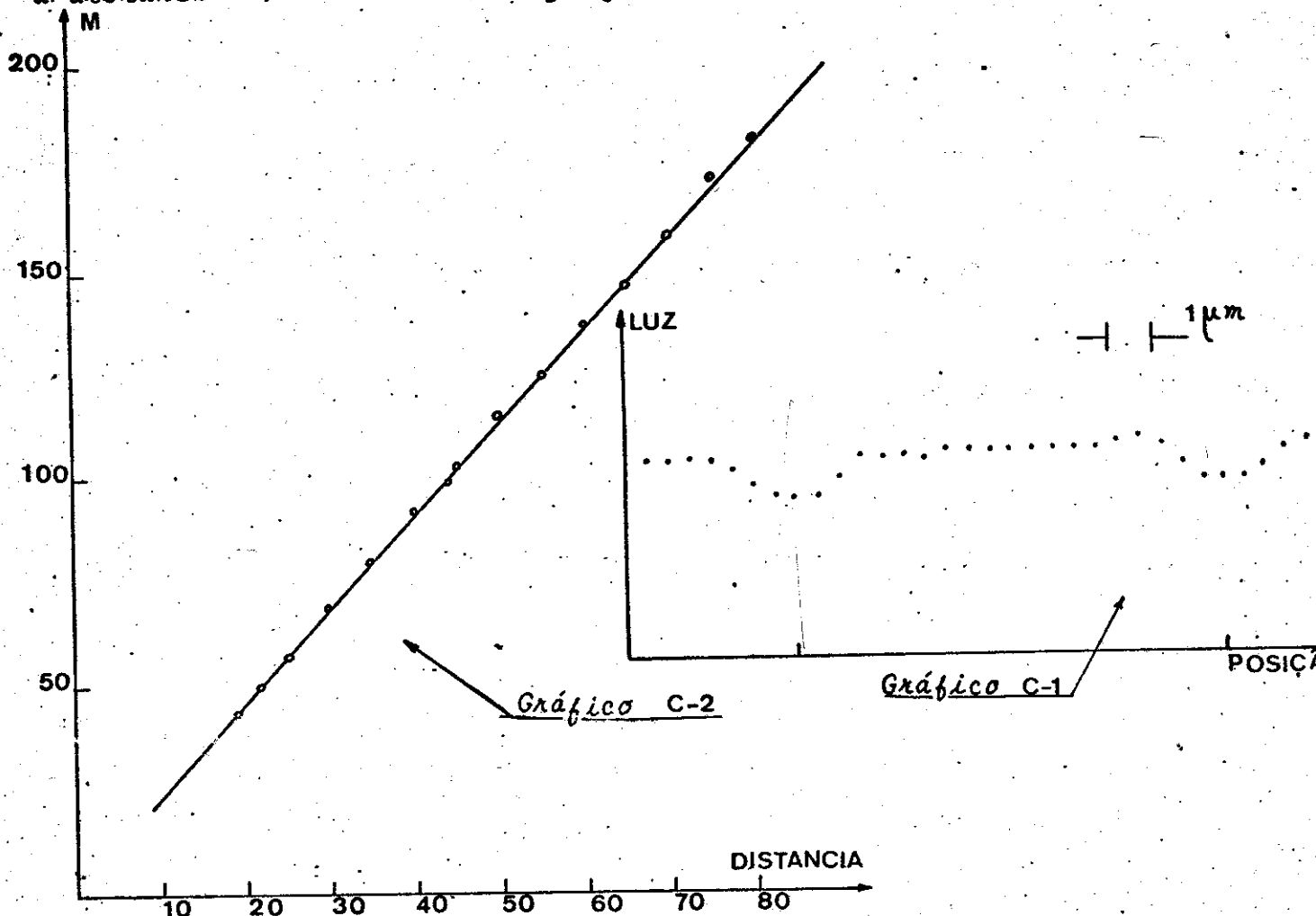
FIGURA C-1

O objeto (l) é uma lâmina graduada (0,01 mm), iluminada por uma fonte (f) (lâmpada de Tungstênio). A objetiva (0) que se quer calibrar é colocada frente ao objeto, e a imagem aumentada é projetada sobre o anteparo, que é a fenda (s) do espectrômetro. O conjunto (lâmina + objetiva) está sobre um suporte que permite um deslocamento na direção y transversal à fenda (s), por meio de um parafuso micrométrico com divisões de até 10  $\mu$ m. Para uma distância  $i = 44$  cm, foi feita na direção y uma varredura da imagem projetada no plano da fenda; o gráfico C-1 representa essa imagem detetada pela fotomultiplicadora  $F_1$ , segundo esquema da figura C-1. A separação (10 cm) entre dois mínimos corresponde a dois traços consecutivos (10  $\mu$ m) da lâmina, e 1 mm de varredura pelo parafuso. Isso corresponde ao aumento de 100x.

A relação obtida por esse processo, entre o aumento M e



a distância  $\lambda$ , é mostrada no gráfico C-2:



II - Limite de Resolução das Medidas:

O poder separador ou limite de resolução de uma objetiva é determinado pela distância  $S$  mínima separável entre dois pontos pela objetiva. A resolução está limitada principalmente por efeitos de difração, ligados aos fatores:

1. comprimento de onda da luz utilizada,
2. abertura angular do cone de luz total,
3. Índice de refração do meio em que está o objeto.

A figura C-2 é um esquema do objeto radiante, mostrando os dois pontos A e B que se deseja separar:

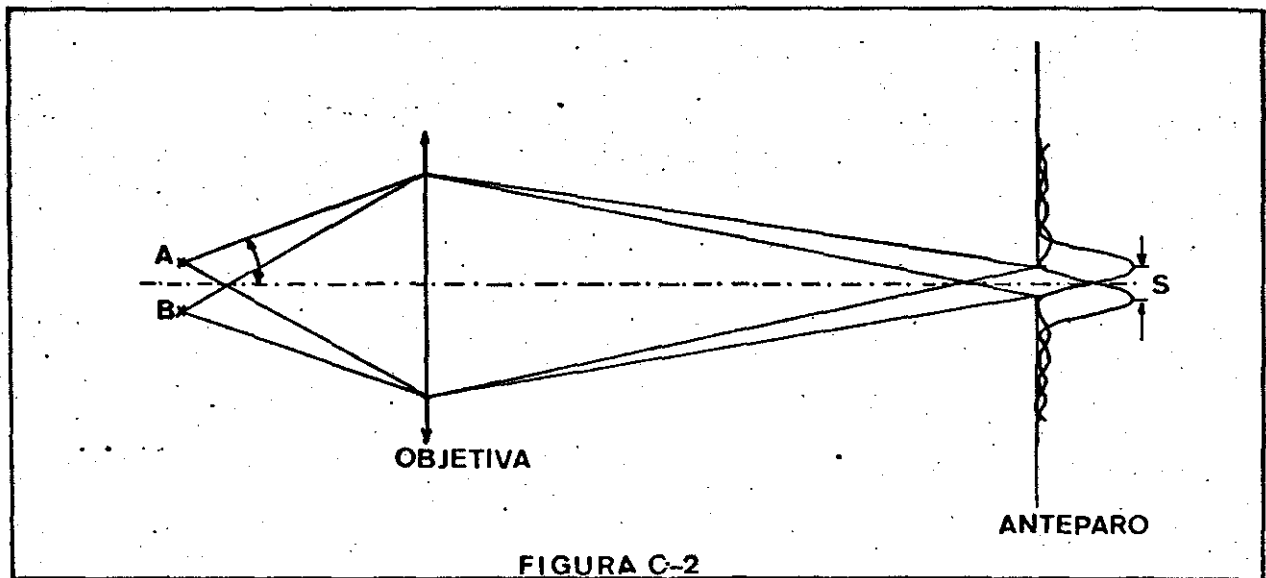


FIGURA C-2

Para o caso da objetiva pode-se considerar uma abertura circular, e os padrões de difração seguem uma distribuição de intensidade tal que a região central, mais interna, é semelhante ao disco de Airy<sup>10-11</sup>, o que fornece:

$$S = 1.22 \frac{\lambda}{2 \text{ A.N.}} = 0.61 \frac{\lambda}{\text{A.N.}}$$

O comprimento de onda médio para o laser usado é  $\lambda = 0.87 \mu\text{m}$  e a abertura numérica da objetiva (40 x) utilizada é  $\text{A.N.} = 0.65$ ; nesse caso, a resolução mínima que se obtém é:

$$S = \underline{0.82 \mu\text{m}}$$

A partir da abertura numérica da objetiva utilizada deduz-se que apenas a luz contida num cone cujo ângulo  $2\alpha = 81^\circ$  é captada pela objetiva.

### III - Técnica de Amplificação do Campo Próximo do Laser

Para se obter a amplificação desejada do campo próximo na superfície do laser é utilizada a seguinte montagem:

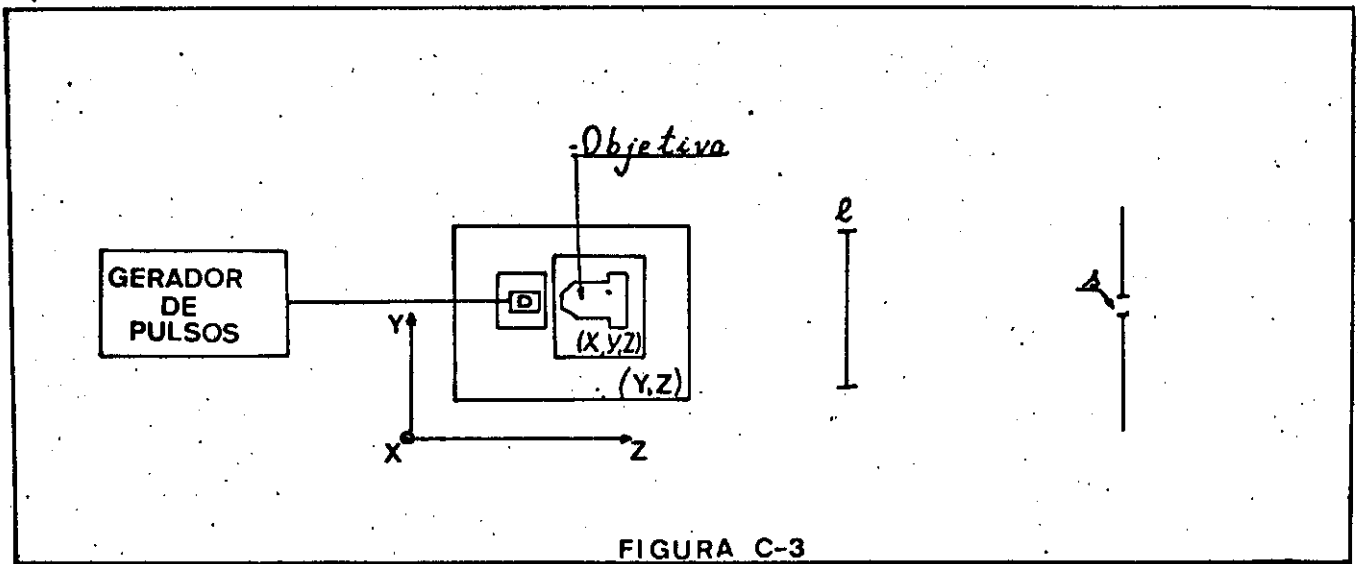


FIGURA C-3

A objetiva (40 x), fixa sobre um suporte que é permitido variar nas direções X, Y e Z por meio de parafusos micrométricos, é colocada frente ao laser. O campo próximo é focalizado com o auxílio desses três parafusos, e projetado sobre uma lâmina graduada (l), que atua como um anteparo, a uma distância  $i$  da objetiva. A essa distância obtém-se um aumento (M) do campo próximo, como explicado no Apêndice C-1. A graduação da lâmina serve nesse caso para uma medida direta do tamanho da seção transversal do filamento no plano do espelho.

O próximo passo é transportar o suporte que contém o laser e a objetiva a uma distância  $i$  da fenda do espectrômetro. Dessa forma a imagem do campo próximo amplificado, projetada sobre o plano da fenda, terá a mesma dimensão que sobre a lâmina graduada.

Capítulo I

- 1/- T.L. Paoli e B.W. Hakki - "CW degradation at 300°K of GaAs DH junction lasers. I: Emission Spectra" - J.App. Phys., 44, 4108 (1973).
- 2/- C.J. Hwang - "Recent progress in  $Ga_{1-x}Al_xAs$  - GaAs DH lasers" - artigo apresentado na Sétima Semiannual Meeting of the National Science Foundation Grantee - Users Group, San Diego, Nov. 1975 (não publicado).
- 3/- T.P. Lee e T.J.B. Serra - "Characteristics of R.F. injection - locking of self-pulsing in an Al Ga As DH junction laser". IEEE J. Quantum Electronics, QE-12, p 368, June (1976).

Capítulo II

- 4/- M.G. Bernard e G. Duraffourg, "Laser conditions in Semiconductors" - Phys. Status Solidi, 1, p 699 (1961).
- 5/- M.H. Pilkuhn, H. Ruprecht, S. Blum - Solid State Electronics, 7, 905 (1964).
- 6/- W. Susaki, T. Oku, T. Sogo, IEEE J. Quantum Electronics, QE-4, 122 (1968).
- 7/- C.J. Hwang - Phys. Review B, 2, 4126 (1970)
- 8/- F.R. Nash - "Mode guidance parallel to the junction plane of DH GaAs lasers" - J. App. Phys., 44, nº 10, October (1973).
- 9/- T.H. Zachos e J. E. Ripper - "Resonant Modes of GaAs Junction Lasers" - IEEE J. Quantum Electronics, QE-5, p 29, January (1969).
- 10/- A. Yariv, R.C.C. Leite - "Dielectric Waveguide mode of light propagation in p-n junction" - App. Phys. Lett., 2, nº 3, p 55 (1963).

- 11/- W.L. Bond, B.G. Cohen, R.C.C. Leite, A. Yariv - "Observation of the dielectric..." App. Phys. Lett, 2, nº 3, p.57 (1963).
- 12/- T.H. Zachos e J.E. Ripper - "Resonant Modes of GaAs Junction Lasers" - IEEE J. Quantum Electronics, QE-5, p 29, January (1969).
- 13/- D.D. Cook e F.R. Nash - "Gain induced guiding and astigmatic output beam of GaAs lasers" - J. App. Phys., 46, nº 4, April (1975).
- 14/- F.R. Nash - "Mode guidance parallel to the junction plane of DH GaAs lasers" - J. App. Phys., 44, nº 10, October (1973).

### Capítulo III

- não tem referência.

### Capítulo IV

- 15/- T.H. Zachos e J. E. Ripper - "Resonant Modes of GaAs Junction Lasers" - IEEE J. Quantum Electronics, QE-5, p 29, January (1969).
- 16/- F.R. Nash - "Mode guidance parallel to the junction plane of DH GaAs lasers" - J. App. Phys., 44, nº 10, October (1973).
- 17/- T.H. Zachos e J. E. Ripper - "Resonant Modes of GaAs Junction Lasers" - IEEE J. Quantum Electronics, QE-5, p 29, January (1969).
- 18/- J.E. Ripper e T.L. Paoli - "Optical coupling of adjacent stripe geometry junction lasers" - App. Phys. Lett, 17, nº 9, p 371, November (1970).

### Capítulo V

- 19/- J.E. Ripper, N.B. Patel, P. Brosson - "Behavior of spontaneous emission across threshold in GaAs junction lasers" - App. Phys. Lett, 21, nº 3, p 98, August (1972).

- 20/- J.E. Ripper e T.L. Paoli - "Optical coupling of adjacent stripe geometry junction lasers" - App. Phys. Lett, 17, nº 9, p 371, November (1970).
- 21/- T.L. Paoli, J.E. Ripper, T.H. Zachos - "Resonant modes of GaAs junction lasers II : Hight - Injection Level", IEEE Journal of Quantum Electronics, Qe-5, p 271 (1969).
- 22/- J.E. Ripper e T.L. Paoli - "Optical coupling of adjacent stripe geometry junction lasers" - App. Phys. Lett, 17, nº 9, p 371, November (1970).

#### Capítulo VI

- não tem referência.

#### Apêndice A

S.M. Sze - "Physics of Semiconductor Devices",  
John Wiley and Sons, Inc. (1969)

#### Apêndice B

- B-1/- F. Reif. - "Fundamentals of Statistical and Thermal Physics"  
Mc Graw - Hill Book Company (1965)
- A. Yariv - "Introduction to Optical Electronics".  
Holt, Rinehart and Winston, Inc. (1971)

#### Apêndice C

C-1/- G.R. Fowles - "Introduction to Modern Optics",  
Holt, Rinehart and Winston, (1968)