

9814002

27

EFEITOS DE PRESSÃO UNIAXIAL

EM LASERS DE GaAs

IRAJÁ NEWTON BANDEIRA

Tese de mestrado apresentada ao
Instituto de Física "Gleb Wataghin"
da Universidade Estadual
de Campinas.

Orientadores: Profs. José Ellis
Ripper Jr e Maria B. Cabul

Maio, 1974

UNICAMP

Agradecimentos,

aos profs. José Ellis Ripper F^o e Navin B. Patel pela orientação e apoio dados na realização desta tese;

a Ana Elisa pela dactilografia e pelo seu carinho;

a FAPESP pelo suporte financeiro.

ÍNDICE

	pag
CAPÍTULO I -----	2
1) INTRODUÇÃO -----	2
2) TEORIA -----	6
2.a) Hamiltoniana de tensão -----	6
2.b) Pressão uniaxial na direção (100) -----	11
2.c) Pressão uniaxial na direção (111) -----	13
2.d) Frequência de emissão espontânea -----	15
2.e) Frequência de emissão estimulada -----	19
2.f) Existência de níveis excitadores -----	21
2.g) Ineficiência da concentração de portadores -----	28
2.h) Variação de corrente limiar com pressão uniaxial -----	31
CAPÍTULO II -----	36
1) MONTAGEM DA EXPERIÊNCIA -----	36
2) RESULTADOS OBTIDOS -----	42
CAPÍTULO III -----	56
1) CONCLUSÃO -----	56
APÊNDICE I -----	63
APÊNDICE II -----	65
APÊNDICE III -----	69
APÊNDICE IV -----	71
REFERÊNCIAS -----	72

- RESUMO -

O presente trabalho é um estudo da variação da frequência de emissão espontânea e estimulada e da variação da corrente limiar, em lasers de Arseneto de Gálio a 77° K, quando da aplicação de pressão uniaxial perpendicular à junção.

Teoricamente nos baseamos num modelo em que a existência de uma faixa de níveis aceitadores pouco profundos em relação à banda de valência, e a concentração de portadores injetados na banda de condução afetem os resultados obtidos pela teoria que considera transições do tipo banda-nível aceitador.

Foram calculadas as separações das bandas de energia degeneradas em $\vec{k}=0$ da banda de valência e como esta separação influi na variação do índice de refração e no ganho dos lasers de GaAs.

Comparamos-se, então, os resultados de nossas medidas com os previstos pela teoria.

1) INTRODUÇÃO

A aplicação de pressão uniaxial em semicondutores produz uma redução da simetria do material o que induz mudanças significativas nas bandas eletrônicas de energia.

Em 1954, Smith (1), estudando fenômenos de piezoresistência em Ge e Si, encontrou que uma das componentes do tensor de piezoresistência tanto nos materiais tipo-n como tipo-p era muito grande. Este efeito foi ligado com uma degenerescência de energia tanto para quando existem vários mínimos em pontos equivalentes do espaço- \vec{k} como para degenerescência de bandas de energia num ponto onde um extremo é localizado.

Sob aplicação de deformação numa direção definida, a degenerescência é parcial ou totalmente eliminada, o que leva ao aparecimento de efeitos fortemente pronunciados. Como a pressão uniaxial produz uma mudança nos parâmetros de rede e na simetria de um semicondutor, os quais por sua vez produzem importantes modificações nos estados eletrônicos e vibracionais, pode-se obter muitas informações das propriedades intrínsecas do cristal não deformado bem como os potenciais de deformação. Assim, foram estudadas as simetrias da banda eletrônica (pontos extremos e críticos), excitons, massa efetiva, dependência de pressão das "constantes de mola" de fônons, etc.

O efeito da pressão uniaxial no $\vec{k}=0$ de uma banda de valência degenerada, a qual ocorre em muitos semicondutores cúbicos, é o de remover a degenerescência. As superfícies de energia constante perto de $\vec{k}=0$, que eram torcidas no cristal não deformado se tornam elipsóides de revolução em torno do eixo de pressão. Os fonons óticos em $\vec{q}=0$ triplamente degenerados em materiais do tipo diamante e zinc-blend são separados com a pressão. Já na banda de condução as formas das superfícies de energia não são geralmente modificadas enquanto que a energia de certos pontos extremos ou críticos dependerão da magnitude da pressão e da direção de sua aplicação com respeito ao vetor \vec{k} do ponto extremo ou crítico.

No Arseneto de Gálio a pressão uniaxial abaixa a simetria do cristal de cúbica para tetragonal.

Sem pressão ou interação spin-ótica a borda da banda de valência em $\vec{k}=0$ de um material tipo zinc-blend é um multiplete 6-vezes degenerado. A interação spin-órbita levanta esta degenerescência num multiplete 4-vezes degenerado $p_{3/2}$ e num multiplete 2-vezes degenerado $p_{1/2}$. A aplicação de pressão uniaxial separa o multiplete $p_{3/2}$ e, como a pressão uniaxial possui uma componente de pressão hidrostática, esta componente hidrostática desloca o "centro de gravidade" do multiplete $p_{3/2}$ bem como também desloca a banda $p_{1/2}$, relativamente à banda de condução.

Em lasers de GaAs de homoestrutura e heteroestrutura-dupla (DH) verificou-se ⁽²⁾ os efeitos da aplicação de pressão uniaxial, perpendicular à junção na direção (111), na corrente limiar.

Foi observado em lasers de heteroestrutura dupla ($\text{GaAs-Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$) à temperaturas ambiente um aumento linear da corrente limiar até um certo valor crítico de pressão P_0 , a partir do qual a corrente limiar diminuía linearmente com um maior aumento de pressão. Também, nesta pressão P_0 foi observada uma troca de polarização da luz estimulada: a luz do laser que é (em DH lasers) polarizada paralelamente à junção (modo TE) passou a ser polarizada perpendicularmente à junção (modo TM). O modelo sugerido para explicar estes efeitos (3) considera a existência de um nível aceitador pouco profundo acima da banda de valência o qual, quando da separação do multipletto $p_{3/2}$ pela aplicação de pressão uniaxial, ou segue a banda de buracos pesados, ou segue a componente hidrostática da pressão, dependendo do valor da pressão aplicada.

Desta maneira, o comportamento da frequência de emissão espontânea e estimulada é influenciável pela aplicação de pressão uniaxial. Essas frequências devem depender da energia do nível aceitador envolvido na transição e conseqüentemente da dopagem.

O controle da variação da frequência de lasers de semicondutores é muito importante em aplicações técnicas tais como sintonização de frequências, modulação e estabilização. Isto pode ser obtido através da variação da pressão uniaxial aplicada nos mesmos.

Medidas de variação da frequência de emissão espontânea para pressão uniaxial (4-5) bem como da variação da frequência de emissão espontânea e estimulada para pressão hidrostática (6) foram realizadas, mostrando uma cor

ta divergência em seus resultados.

Desta maneira, a aplicação de pressão uniaxial em lasers de GaAs causam modificações na corrente limiar, polarização e frequência de emissão espontânea e estimulada.

2) TEORIA

2.a) Hamiltoniana de tensão

Na ausência de pressão e de interação spin-órbita, a banda de valência em $\vec{k}=0$ de um material do tipo zinc-blend é um multipletto 6-vezes degenerado com simetria orbital Γ_{15} . A interação spin-órbita levanta esta degenerescência para uma de um multipletto $p_{3/2}$ 4-vezes degenerado com simetria orbital Γ_8 ($|3/2; \pm 3/2, \pm 1/2\rangle$) e um multipletto $p_{1/2}$ de simetria orbital Γ_7 ($|1/2; \pm 1/2\rangle$).

No caso do GaAs, a pressão uniaxial aplicada na direção (111) abaixa a simetria de cúbica para tetragonal o que leva agora a separação do multipletto $p_{3/2}$ 4-vezes degenerado em dois multiplettos 2-vezes degenerados (fig.1):

$$\begin{aligned} |V_1\rangle & \text{ banda de buracos pesados} - |V_1\rangle \rightarrow 3/2; \pm 1/2 \rangle \\ |V_2\rangle & \text{ banda de buracos leves} - |V_2\rangle \rightarrow 3/2; \pm 3/2 \rangle \end{aligned}$$

Além disso, a componente de pressão hidrostática da pressão uniaxial aplicada desloca o "centro de gravidade" do multipletto $p_{3/2}$ bem como desloca a banda $p_{1/2}$ relativamente à banda de condução (simetria orbital Γ_1).

A teoria de deformação de cristais foi estudada por Pikus e Bir (7) e também por Kleiner e Roth (8) considerando transições do tipo banda-banda.

Pikus e Bir derivaram a separação de energia entre as bandas de valência para cristais de Ge e Si sob deformação.

Partindo do cristal não deformado, em

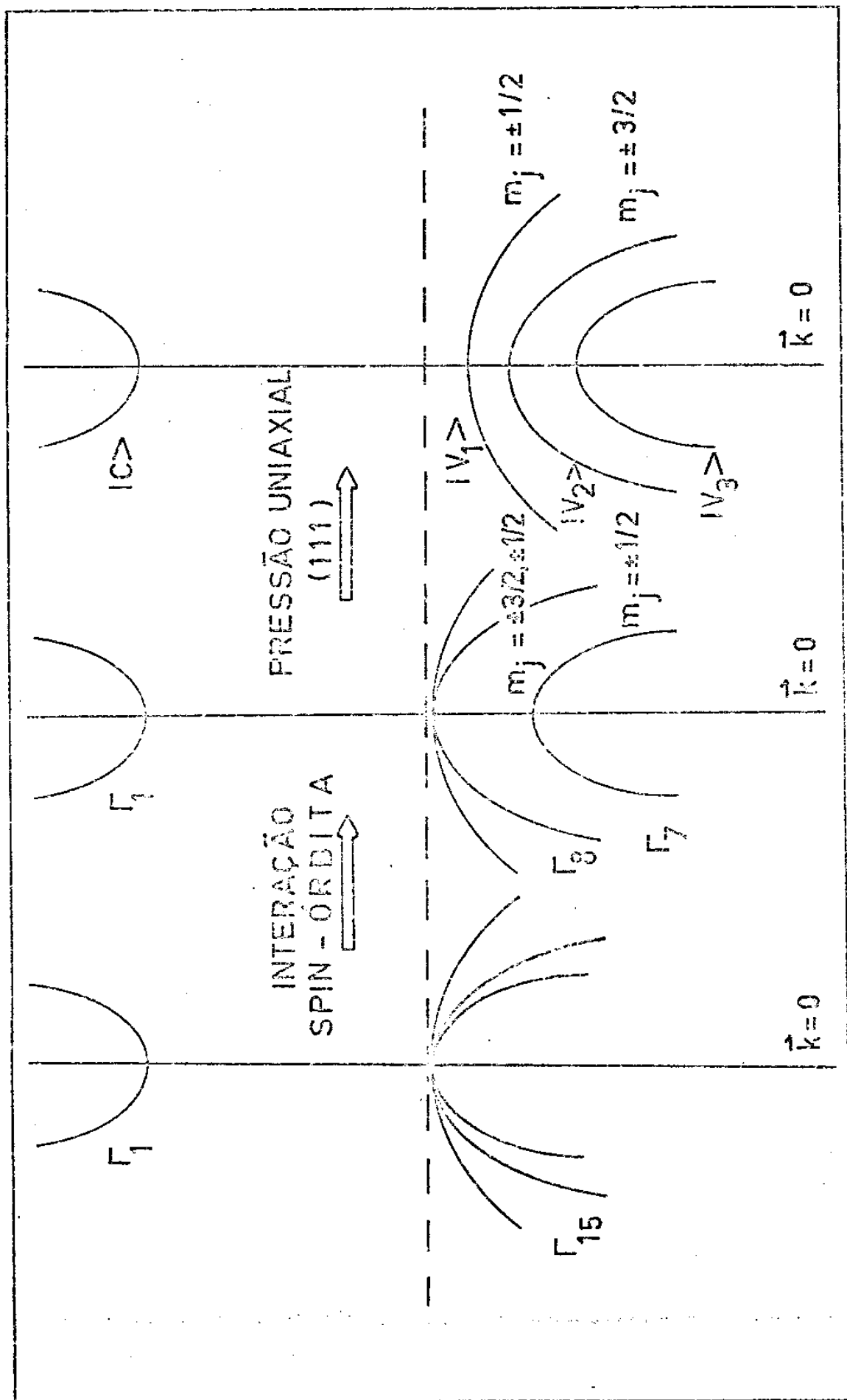


fig. 1

$\vec{k}=0$, modifica-se sua função de onda $\psi_0(\vec{x})$, que é periódica para cada cela elementar, para uma nova função de onda $\psi_{\vec{k}}$, em virtude de que as células elementares do cristal, sob deformação, também se deformam, mantendo porém a nova função de onda periódica com um período igual ao período das novas células elementares.

Descrevendo a deformação por um tensor $\tilde{\epsilon} = \{\epsilon_{ij}\}$, considera-se termos contendo esta deformação como uma perturbação, e fazendo uma transformação de coordenadas inversa que combina a célula elementar deformada com a cela elementar não deformada, obtém-se a equação para $\psi_{\vec{k}}$ do cristal deformado:

$$(H_0 + H) \psi_{\vec{k}} = E \psi_{\vec{k}}$$

onde H_0 é a hamiltoniana do cristal não deformado e $H = H_e + H_k + H_{so}$ é a hamiltoniana de deformação, onde H_e é a hamiltoniana de tensão, H_k é a hamiltoniana para a perturbação $\vec{k} \cdot \vec{p}$ e H_{so} é a hamiltoniana para a interação spin-órbita.

Kleiner e Roth construíram a hamiltoniana de tensão, H_e , a qual foi utilizada por Mensel e Feher (9) em experiências de ressonâncias ciclotrônica em Si e por Pollak e Cardona (10) para estudos de piezo-eletrorefletância em Ge, GaAs e Si.

A hamiltoniana de tensão de Kleiner e Roth foi construída em termos do operador de momentum angular \hat{L} ($L = 3/2$) para descrever a separação dos estados $p_{3/2}$ em $\vec{k}=0$.

$$H_e = - a^{(i)} (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - 3b^{(i)} [(L_x^2 - 1/3 \vec{L}^2) \epsilon_{xx} + \text{p.c.}] - \\ - (6d^{(i)}/\sqrt{3}) [\{L_x L_y\} \epsilon_{xy} + \text{p.c.}] \quad (1)$$

onde o superscrito i é o índice da banda, $\epsilon_{\alpha\beta}$ são as componentes do tensor de tensão, \vec{L} é o operador de momentum angular, p.c. denomina permutações cíclicas com respeito aos índices x, y, z e $\{L_x L_y\}$ indica produtos simetrizados: $\{L_x L_y\} = 1/2 (L_x L_y + L_y L_x)$. O parâmetro $a^{(i)}$ é o potencial de deformação da pressão hidrostática para uma dada banda, $b^{(i)}$ é o potencial de deformação uniaxial apropriado para tensões de simetrias tetragonais e $d^{(i)}$ é potencial de deformação uniaxial apropriado para tensões de simetrias romboédricas.

Define-se ainda uma hamiltoniana para a perturbação $\vec{k} \cdot \vec{p}$, H_k , o qual determina a forma das bandas na vizinhança de $\vec{k}=0$. Generaliza-se mais o problema incluindo a interação spin-órbita, H_{so} , e $H = H_e + H_k + H_{so}$ deve ser diagonalizado para se obter as energias.

Na realidade porem, H_{so} contribue muito pouco para o nosso problema em virtude de suas contribuições serem da ordem de ϵ^2 e $k^2 \epsilon$ as quais só são importantes para a forma do espectro perto da borda da banda quando $E(k) \ll \Delta$, onde Δ é a separação devida à interação spin-órbita entre os multipletos $p_{3/2}$ e $p_{1/2}$ ($\Delta = 0,34$ eV para o GaAs).

A hamiltoniana, H_k , só é considerada

como uma perturbação para quando da aplicação de grandes pressões (9) o que também não é o nosso caso onde as pressões aplicadas são pequenas. Fica-se então apenas com a hamiltoniana de tensão, H_e , para ser diagonalizado.

Quando se aplica uma pressão perpendicular à junção em nossos lasers de GaAs, estamos aplicando a pressão na direção (111). Vamos porem, aqui, calcular as separações de energia devido à aplicação de pressão uniaxial tanto para direção (111) como (100).

2.b) Pressão Uniaxial na direção (100)

As componentes de tensão para a pressão aplicada na direção (100) são (11)

$$\epsilon_{zz} = S_{11} P$$

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = S_{12} P$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = 0$$

onde S_{11} e S_{12} são as constantes de compliança elástica.

A hamiltoniana H_e dada pela (1) fica

$$H_e = - a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 3b (S_{11} - S_{12}) P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) \quad (2)$$

Chamamos

$\delta_H = a (S_{11} + 2 S_{12}) = (\partial E_g / \partial P)$ de potencial de deformação hidrostática e

$\delta_U^{(100)} = 2 b (S_{11} - S_{12})$ de potencial de deformação uniaxial.

Substituindo-os na (2) obtemos (ver apêndice I)

$$H_e = - \delta_H P - 3/2 \delta_U P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) \quad (3)$$

Na (3), $\delta_H P$ é o deslocamento do gap E_g , devido a componente hidrostática da tensão e $\delta_U P$ é a separação linear do multiplete $P_{3/2}$.

As funções de onda não perturbadas dos estados das bandas de valência e condução são dadas, para a direção (100) por (12)

pg. 142

$$\begin{aligned}
|3/2; 3/2\rangle &= |2^{-1/2} (X + iY)\uparrow\rangle \\
|3/2; 1/2\rangle &= |6^{-1/2} [2Z\uparrow + (X + iY)\downarrow]\rangle \\
|1/2; 1/2\rangle &= |3^{-1/2} [Z\uparrow - (X + iY)\downarrow]\rangle \\
|s\rangle &
\end{aligned} \quad (4)$$

onde $\uparrow \downarrow$ significam respectivamente "spin-up" e "spin-down" com respeito ao eixo de tensão; X, Y, Z são as funções de onda da banda de valência que se transformam como funções atômicas [p] sob operações do grupo do tetraedro e S é a função de onda da banda de condução que se transforma como uma função atômica [s] sob as mesmas operações.

Na (4) só se considerou estados de m_j positivo pois a tensão não remove a degenerescência de Kramers para cada estado.

Pode-se então escrever, a partir das equações (3) e (4) a matriz hamiltoniana para as bandas de valência (ver apêndice II).

$$\begin{vmatrix}
-\delta_H P - 1/2 \delta_U P & 0 & 0 \\
0 & -\delta_H P + 1/2 \delta_U P & \sqrt{2}/2 \delta_U P \\
0 & \sqrt{2}/2 \delta_U P & -\delta_H P
\end{vmatrix} \quad (5)$$

Diagonalizando a matriz hamiltoniana dada em (5) encontra-se a variação de energia das bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$, com a pressão aplicada (ver apêndice III).

$$\begin{aligned}
\Delta_1 &= (-\delta_H + 1/2 \delta_U^{(100)}) \\
\Delta_2 &= (-\delta_H - 1/2 \delta_U^{(100)})
\end{aligned} \quad (6)$$

2.c) Pressão Uniaxial na direção (111)

No caso da pressão ser aplicada na direção (111), que é o nosso caso real, as componentes da tensão (11)

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = (S_{11} + 2 S_{12}) (1/3 P)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = (1/2 S_{44}) (1/3 P)$$

onde S_{44} é uma constante de compliância elástica.

A hamiltoniana de tensão, dada pela (1) agora fica (ver apêndice IV).

$$H_e = - a (S_{11} + 2 S_{12}) P - (6d/\sqrt{3}) \left[\{L_x L_y\} + \{L_y L_z\} + \{L_z L_x\} \right] \times \\ \times (1/2 S_{44}) (1/3 P) \quad (7)$$

Para diagonalizar H_e vamos aproveitar os resultados obtidos para a direção (100). Se fizermos uma transformação tal que a direção (111) fique sendo o eixo Z, obteremos para as funções de onda

$$\begin{aligned} |3/2, 3/2\rangle &= |(1/2)^{1/2} (\bar{X} + i\bar{Y}) \uparrow \rangle \\ |3/2, 1/2\rangle &= |(1/6)^{1/2} [2\bar{Z} \uparrow + (\bar{X} + i\bar{Y}) \downarrow] \rangle \quad (8) \\ |1/2, 1/2\rangle &= |(1/3)^{1/2} [\bar{Z} \uparrow - (\bar{X} - i\bar{Y}) \downarrow] \rangle \end{aligned}$$

onde

$$\begin{aligned} \bar{X} &= (1/2)^{1/2} (x - y) \\ \bar{Y} &= (1/6)^{1/2} (x + y - 2z) \\ \bar{Z} &= (1/3)^{1/2} (x + y + z) \end{aligned}$$

Com esta rotação a matriz hamiltoniana para a pressão na direção (111) tem a mesma forma que a matriz para a direção (100) apenas com

$$\delta_u^{(111)} = (d/\sqrt{3}) S_{44} \text{ no lugar de } \delta_u^{(100)}$$

A variação de energia, com a pressão, das bandas $|v_1\rangle$ e $|v_2\rangle$ em $\tilde{k}=0$, fica

$$E_1 = \Delta_1 P = (-\delta_H + 1/2 \delta_u^{(111)}) P \quad (9)$$

$$E_2 = \Delta_2 P = (-\delta_H - 1/2 \delta_u^{(111)}) P$$

2.d) Frequência de emissão espontânea

Pode-se interpretar a (9) da seguinte maneira: quando aplicamos pressão uniaxial na direção (111) a componente hidrostática de tensão produz um deslocamento do "centro de gravidade" do multiplete $p_{3/2}$ de uma quantidade de energia $E_0 - E_{0'}$ (fig.2), onde E_0 é a energia das bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$ degeneradas à pressão zero e $E_{0'}$ é a energia do "centro da gravidade" das bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$ quando uma pressão é aplicada (componente de pressão hidrostática)

$$E_0 - E_{0'} = -\delta_H P$$

A componente uniaxial da tensão levanta a degenerescência do multiplete $p_{3/2}$ em $\vec{k}=0$. A banda de buracos pesados $|V_1\rangle$ desloca-se para energias mais altas em relação ao "centro de gravidade", enquanto que a banda de buracos leves $|V_2\rangle$ desloca-se para energias mais baixas em relação ao "centro de gravidade".

$$E_1 - E_{0'} = 1/2 \delta_U P$$

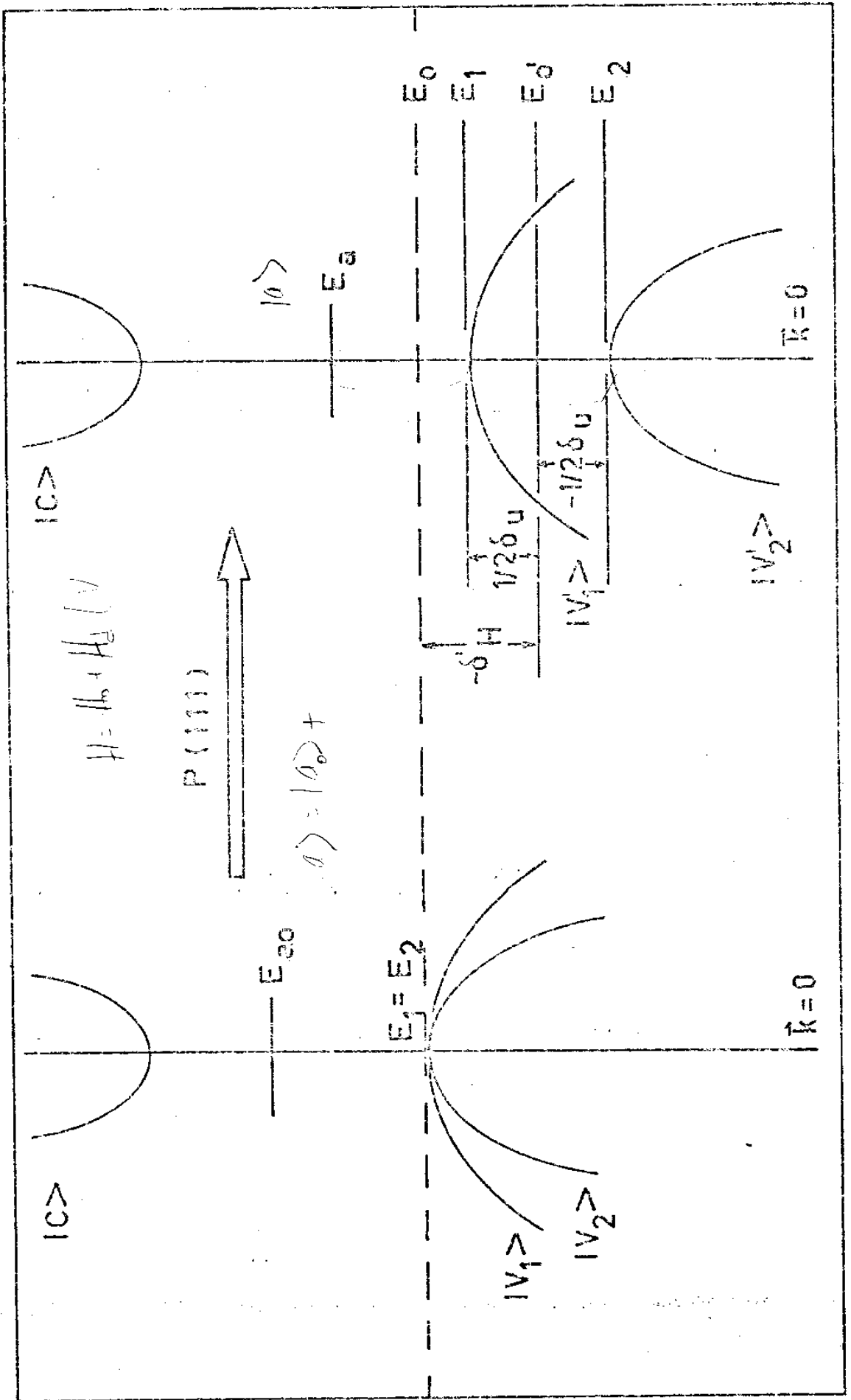
$$E_2 - E_{0'} = -1/2 \delta_U P$$

Podemos, então, calcular as variações de energia com pressão uniaxial conhecendo os valores das potenciais de deformação δ_H e δ_U

δ_H foi determinado por Pollak e Cardona (10) para a direção (111) no GaAs como sendo

$$\delta_H = (12,0 \pm 0,5) \times 10^{-6} \text{ eV/atm}$$

Pollak também determina o potencial de



DESIGN OF PHOTO DIODES. I. > III > EFFECT OF PERTURBATION fig. 2

deformação d

$$d = (6,8 \pm 0,4) \text{ eV}$$

e como o valor da constante de compliança elástica S_{44} é bem conhecido (13)

$$S_{44} = 16,8 \times 10^{-6} (\text{atm})^{-1} = 1,68 \times 10^{-6}$$

podemos calcular $\delta_U^{(111)}$

$$\delta_U^{(111)} = 5,9 \times 10^{-6} \text{ eV/atm}$$

Como estamos usando pressão uniaxial, a componente de pressão hidrostática, δ_H , deve, no nosso problema, contribuir com apenas 1/3 de seu valor (4), ou seja

$$\delta_H' = \delta_H / 3 = 4,0 \times 10^{-6} \text{ eV/atm}$$

e, substituindo estes valores na (2), obtemos as variações de energia com a pressão uniaxial

$$\Delta_1 = 1,1 \times 10^{-6} \text{ eV/atm}$$

$$\Delta_2 = 7,0 \times 10^{-6} \text{ eV/atm}$$

(ver tabela I).

A frequência de emissão espontânea, para um modelo que considera transições do tipo banda-banda, isto é, transições da banda de condução para banda de valência, deverá variar de acordo com a variação das bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$ com a pressão, variação esta que é de Δ_1 e Δ_2 respectivamente.

TABELA I

MATERIAL	δ_H (eV/atm)	$S_{11}-S_{12}$ (atm) ⁻¹	S_{44} (atm) ⁻¹	b (eV)	d (eV)	$\delta_{(100)}$ (eV/atm)	$\delta_{(111)}$ (eV/atm)	E_g (eV)
Ga As 770 K	$12,0 \times 10^{-6}$	$1,5 \times 10^{-6}$	$15,8 \times 10^{-6}$	2,0	6,0	$6,0 \times 10^{-6}$	$5,9 \times 10^{-6}$	1,506

MATERIAL	$\delta_H^1 = 1/3 \delta_H$ (eV/atm)	$\Delta_1 = -\delta_H^1 + 1/2 \delta_{(111)}$ (eV/atm)	$\Delta_2 = -\delta_{(111)} - 1/2 \delta_{(100)}$ (eV/atm)	$E_1 = E_g + \Delta_1 P$ (eV)	$E_2 = E_g + \Delta_2 P$ (eV)
Ga As 770 K	$4,0 \times 10^{-6}$	$1,1 \times 10^{-6}$	$7,0 \times 10^{-6}$	$1,506 + 1,1 \times 10^{-6} P$	$1,506 + 7,0 \times 10^{-6} P$

2.e) Frequência da emissão estimulada

Para o cálculo da variação da frequência da emissão estimulada com a pressão uniaxial, devemos considerar a variação do índice de refração com a pressão aplicada, pois a condição de interferência construtiva (ressonância) necessária ao "lasing" é função do índice de refração.

A condição para interferência construtiva é

$$\frac{2L\eta\nu}{c} = m$$

onde η é o índice de refração a uma dada frequência ν , $2L$ é o comprimento da trajetória da luz no cristal, m é um número inteiro e c é a velocidade da luz.

Derivando a (10) em relação à pressão obtemos

$$1/\nu \left(\partial\nu/\partial P \right) = - \left(\frac{\partial\eta/\partial P}{\eta + \nu \left(\partial\eta/\partial\nu \right)} + \frac{\frac{1}{L} \left(\partial L/\partial P \right)}{\eta + \nu \left(\partial\eta/\partial\nu \right)} \right) \quad (11)$$

Para determinarmos a variação da frequência de emissão estimulada através da (11) precisamos determinar a compressibilidade linear do GaAs com pressão uniaxial e também a variação de seu índice de refração com esta mesma pressão.

A compressibilidade linear do GaAs pode ser estimada como sendo (19)

$$\frac{1}{L} \left(\partial L/\partial P \right) = - 3,65 \times 10^{-7} \text{ (atm)}^{-1}$$

A variação do índice de refração com a pressão $\partial\eta/\partial P$, da mesma forma que a variação do índice de refração com a frequência, $\partial\eta/\partial\nu$, foi determinada através de uma equação empírica ⁽¹⁴⁾ que dá o índice de refração em função da frequência e da energia do gap, E_g , a qual no nosso caso varia de uma forma já conhecida com a pressão uniaxial

$$\eta^2 = 21,953 + \frac{73,011}{-2,030 + E_i^2 - (h\nu)^2} \quad (12)$$

onde E_i vale

$$E_1 = E_g + \Delta E_1 = 1,506 + (1,1 \times 10^{-6})P$$

$$E_2 = E_g + \Delta E_2 = 1,506 + (7,0 \times 10^{-6})P$$

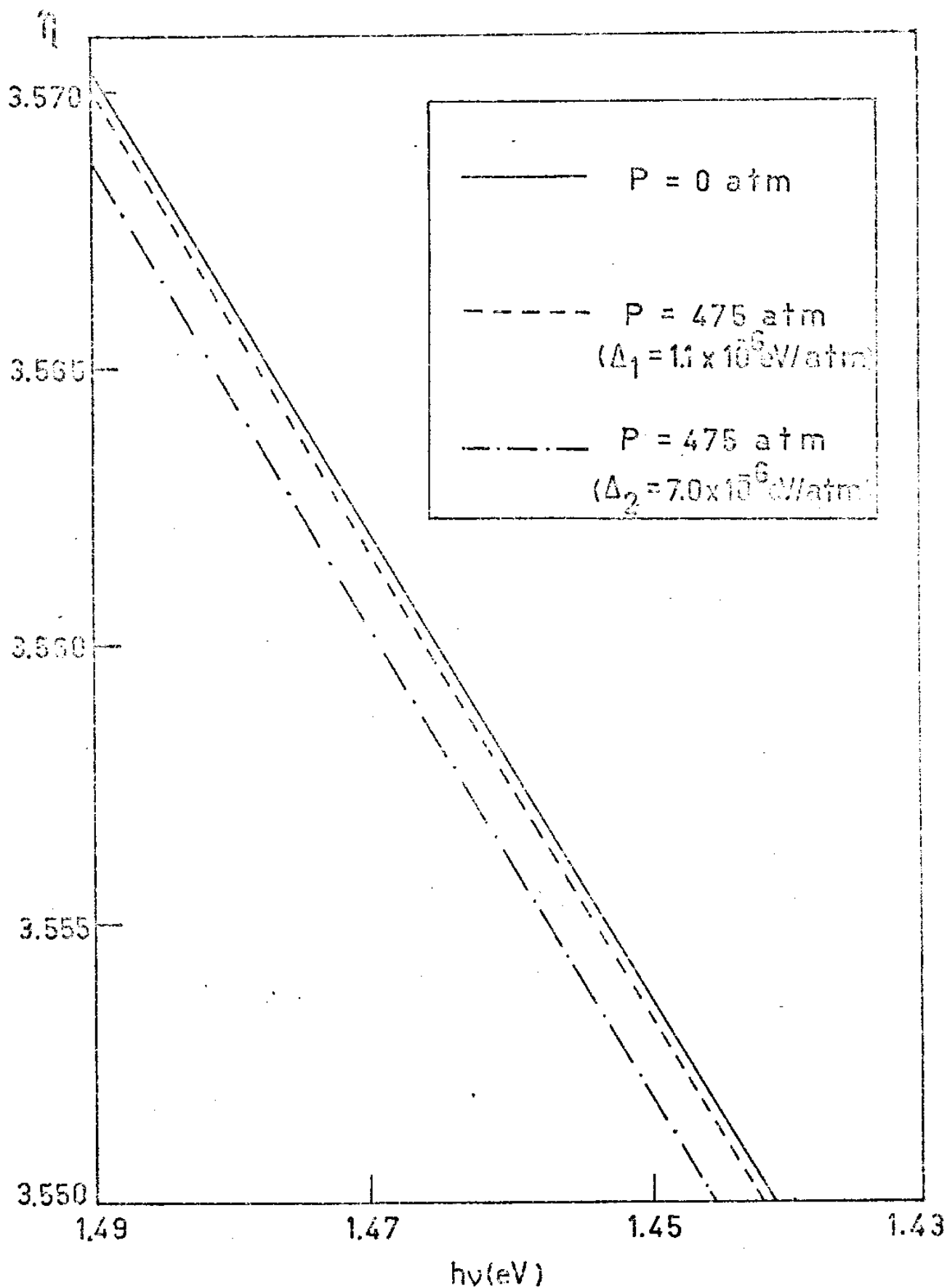
onde tomamos o valor de 1,506 eV para energia do gap a 77° K e para ΔE_1 e ΔE_2 os valores dados na tabela I.

Para encontrar $\partial\eta/\partial P$ e $\partial\eta/\partial\nu$ a partir da (12), utilizou-se um programa computacional que para cada valor de pressão variava a frequência num intervalo pré-estabelecido. A seguir este valor de pressão era mudado e percorria-se novamente o mesmo intervalo de frequências.

Obtivemos assim curvas de índice de refração versus energia para diferentes pressões, tanto para $E_1 = E_g + \Delta E_1$ como para $E_2 = E_g + \Delta E_2$. A partir dessas curvas, (fig.3), pudemos determinar

$$\partial\eta/\partial\nu = 0,49 \text{ (eV)}^{-1}$$

$$\left. \frac{\partial\eta}{\partial P} \right|_{E_1} = -0,40 \times 10^{-6} \text{ (atm)}^{-1} \quad \text{e} \quad \left. \frac{\partial\eta}{\partial P} \right|_{E_2} = -3,50 \times 10^{-6} \text{ (atm)}^{-1}$$



ÍNDICE DE REFRAÇÃO EM FUNÇÃO DA ENERGIA
PARA VÁRIAS PRESSÕES

fig. 3

É de se esperar que o índice de refração seja afetado tanto pela banda de buracos pesados como pela banda de buracos leves e que o valor de $\partial\eta/\partial P$ seja uma média dessas variações, isto é,

$$\partial\eta/\partial P = 1/2 \left[\partial\eta/\partial P \Big|_{E_1} + \partial\eta/\partial P \Big|_{E_2} \right] = -1,95 \times 10^{-6} (\text{atm})^{-1}$$

Comparando os valores de $\partial\eta/\partial P$ e $\partial L/\partial P$ vemos que o maior responsável pela variação de frequência com a pressão é o índice de refração.

Fazendo $\eta = 3,57$, $h\nu = 1,46624$ eV (energia correspondente ao comprimento de onda de 8450 Å) e utilizando as variações de frequência e índice de refração obtidas da (12) pode-se calcular a (11) (ver tabela II).

$$d\nu/dP = 1,16 \times 10^{-6} \text{ eV / atm}$$

Este seria então o valor do coeficiente de variação da frequência de emissão estimulada se considerarmos transições do tipo banda-banda, com o índice de refração variando apenas devido a variação da energia do gap com a pressão uniaxial.

OBS:- As unidades de frequência neste trabalho são, por simplicidade, apresentadas em eV, em vez de eV/h.

TABELA II

MATERIAL	n	$\frac{\partial n}{\partial v}$ (eV) ⁻¹	$n+v(\frac{\partial n}{\partial v})$	$\frac{n}{L}(\frac{\partial L}{\partial P})$ (atm) ⁻¹	$(\frac{\partial n}{\partial P})_{E_1}$ (atm) ⁻¹	$(\frac{\partial n}{\partial P})_{E_2}$ (atm) ⁻¹	$\frac{\partial n}{\partial P} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial n}{\partial P} \right]_{E_1} + \left[\frac{\partial n}{\partial P} \right]_{E_2}$ (atm) ⁻¹
Ga As 770 K	3,56	0,49	4,23	-1,35x10 ⁻⁶	-0,40x10 ⁻⁶	-3,50x10 ⁻⁶	-1,95x10 ⁻⁶

MATERIAL	$\bar{n} = \frac{\frac{\partial n}{\partial P}}{n+v(\frac{\partial n}{\partial v})}$ (atm) ⁻¹	$\bar{L} = \frac{\frac{n}{L}(\frac{\partial L}{\partial P})}{n+v(\frac{\partial n}{\partial v})}$ (atm) ⁻¹	$\frac{1}{\bar{v}} \frac{dv}{dP} = \bar{n} + \bar{L}$ (atm) ⁻¹	$\frac{dv}{dP}$ (eV/atm)
Ga As 770 K	-0,47x10 ⁻⁶	-0,32x10 ⁻⁶	0,79x10 ⁻⁶	1,16x10 ⁻⁶

2.f) Existência de níveis excitadores

Em lasers de semicondutores de GaAs a transição não é, entretanto, do tipo banda-banda.

As transições envolvem níveis excitadores e doadores que se encontrem perto das bandas de valência ou condução.

Na fig. 2 considera-se a existência de um nível excitador pouco profundo, E_{a0} , em relação à banda de valência, à pressão zero (3).

Se as transições envolvidas são do tipo banda-excitador e a energia do nível excitador varia com a pressão, haverá a existência de uma dependência da frequência de emissão com a pressão aplicada.

Quando de aplicação de uma dada pressão p axial, o nível excitador na pressão zero, E_{a0} , terá sua energia modificada para E_a .

Considera-se que a pressão uniaxial separa as bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$ do nível excitador E_a de $E_a - E_1$ e $E_a - E_2$, respectivamente e, a influência das bandas sobre o nível excitador é

$$\begin{aligned} \alpha &= (E_a - E_1)^{-1} \\ \beta &= (E_a - E_2)^{-1} \end{aligned} \quad \begin{array}{l} \text{Coef. de penetração em } E_a \\ (13) \end{array}$$

*Teoria de P. Lubin
Billemont-Dry*

a função de onda do nível excitador a uma dada pressão pode então ser obtida

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \left[\alpha |V_1\rangle + \beta |V_2\rangle \right] + |a_0\rangle \quad (14)$$

e sua energia fica

$$\langle a | P | a \rangle =$$

$$E_a = E_{ao} - \frac{\delta_H P}{\gamma} + \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} [\alpha \delta_U P - \beta \delta_U P] \quad (15)$$

p atua no sentido da corrente
U atua no sentido da pressão $\delta_U P$

Se substituirmos na (13) o valor de E_a dado pela (15) e os de E_1 e E_2 dados pela (9) obtemos as soluções para α e β

$$\alpha = \frac{1}{E_{ao} + \left[\frac{\alpha - \beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} - 1 \right] \delta_U P} \quad (16)$$

$$\beta = \frac{1}{E_{ao} + \left[\frac{\alpha - \beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} + 1 \right] \delta_U P}$$

Quando a pressão aplicada for pequena, isto é, $\delta_U P \ll E_{ao}$, vemos pela (16) que $\alpha \approx \beta$ e a (15) fica

$$E_a = E_{ao} - \delta_H P \quad (17)$$

o que indica que a energia do nível aceitador segue a componente hidrostática de tensão.

Para grandes pressões, isto é, $\delta_U P \gg E_{ao}$, vemos pela (16) que $\alpha > \beta$ e então a (14) indica que a energia do nível aceitador deve seguir a banda de buracos pesados $|V_1\rangle$.

Assim, para pequenas pressões, o comportamento da frequência do laser tem uma dependência linear com a pressão aplicada, através da dependência que a energia do nível aceitador tem com esta (fig. 4a).

No nosso caso, trabalhamos com pequenas pressões, $\delta_U P \ll E_{g0}$, e o nível aceitador segue a média das bandas de buracos leves e pesados (componente hidrostática da pressão) e por isto, a variação da frequência de emissão com a pressão para as transições do tipo banda-aceitador é bem determinada.

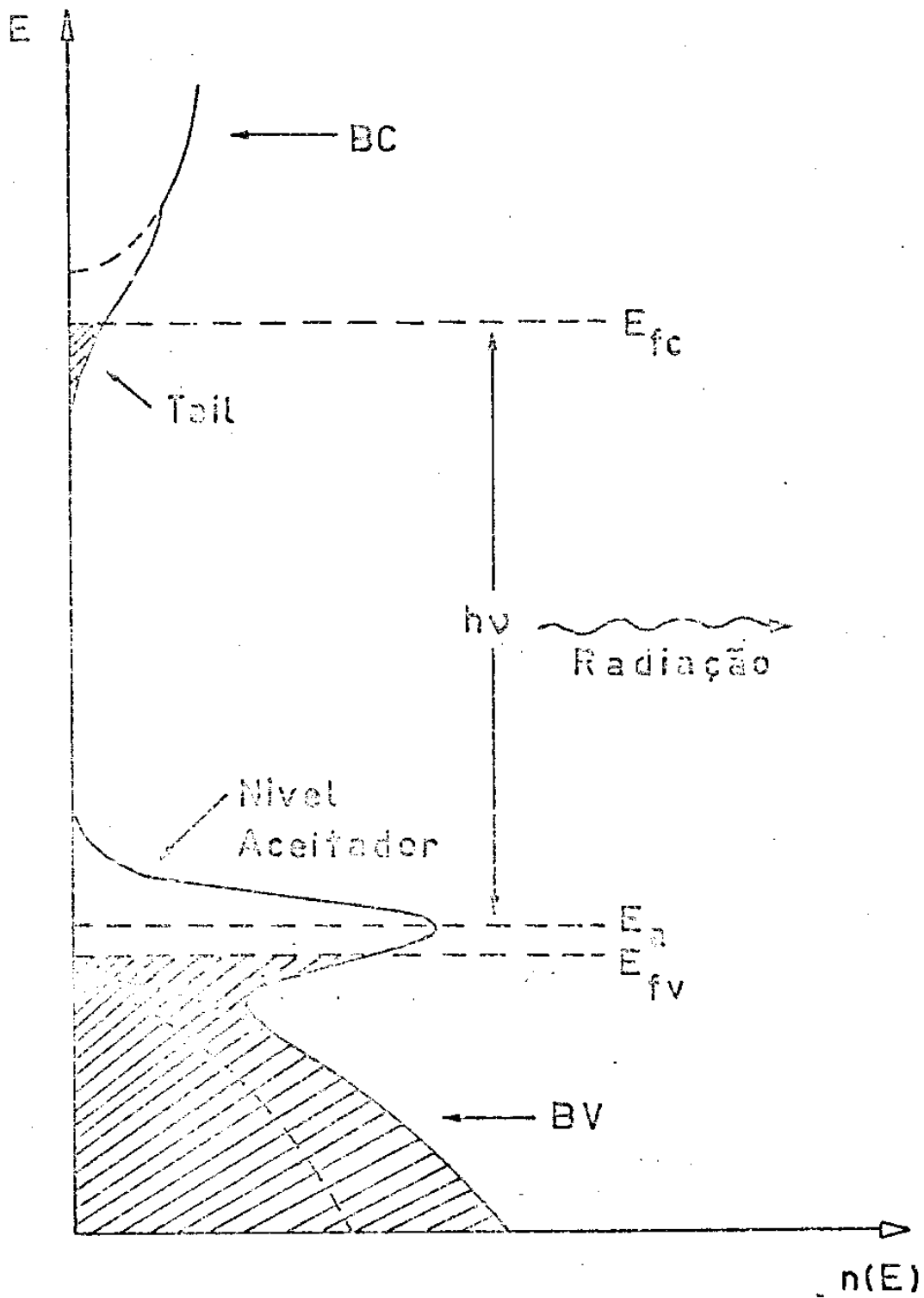
Na realidade, porém, não existe um único nível aceitador e sim vários níveis aceitadores distribuídos em energia acima da banda de valência (fig.5).

Como estes níveis são formados por uma alta densidade de aceitadores que causam perturbações entre si ($\approx 10^{19}$ cm⁻³ no lado p), a faixa de níveis aceitadores é muito larga (a largura da faixa é diretamente proporcional ao número de aceitadores) e mistura-se à banda de valência.

Devemos considerar também, a existência de um "tail" abaixo da banda de condução e, portanto, deve-se fazer uma convolução entre o "tail" e a faixa de níveis aceitadores misturada à banda de valência.

Assim, para calcularmos as transições, considerando que a função de onda da faixa de níveis aceitadores varia com a pressão, devemos fazer uma integração sobre todos os estados envolvidos, tanto do "tail" da banda de condução como da faixa de níveis aceitadores da banda de valência.

Isto envolveria cálculos bastantes extensos e, apesar de sua influência acentuada nos resultados, a aproximação de transições do tipo banda-nível aceitador é suficiente para dar uma idéia bastante aproximada dos valores numéricos envolvidos.



DENSIDADE DE ESTADOS VERSUS ENERGIA

fig. 5

2.g) Influência da recombinação de portadores

Outro fator que devemos levar em conta é o da variação da concentração de portadores, injetados na bande de condução, com a pressão uniaxial.

Sabe-se que (ver 2.h) a corrente limiar, I_{th} , ou densidade com a pressão (lasers com luz polarizada no modo TM à $F=0$) ou principalmente aumenta para logo após diminuir com a pressão (lasers com luz polarizada no modo TE à $F=0$ e que passa para polarizada no modo TM à $F=F_0$).

Como a concentração de portadores no limiar, N_{th} , é diretamente proporcional a I_{th}

$$N_{th} = \frac{\tau}{e\delta} J_{th}$$

onde

τ é o tempo de recombinação dos portadores

δ é o comprimento efetivo de difusão dos elétrons na região p

e é a carga do elétron

J_{th} é a densidade de corrente limiar,

a concentração de portadores deve também diminuir com a pressão uniaxial aplicada, quando o laser opera no modo TM, ou aumentar para logo após diminuir, quando o laser muda do modo TE para o modo TM.

Isto, deve influenciar na variação da frequência de emissão estimulada com a pressão, uma vez que o índice de refração do material também varia com a concentração de portadores

$$\eta = \eta_0 + \frac{1}{2} \frac{\Delta\epsilon}{\eta_0}$$

onde η_0 é a parte do índice de refração que não depende da concentração de portadores injetados na banda de condução (depois de da variação de energia de gap) e $1/2 (\Delta\epsilon/\eta_0)$ é a contribuição de concentração de portadores ao índice de refração, onde $\Delta\epsilon$ é a constante dielétrica do material.

A variação da constante dielétrica, $\Delta\epsilon$, com a concentração de portadores é dada por (20)

$$\Delta\epsilon = -A N_{th}$$

onde A varia de $1,2$ a $6,5 \times 10^{-20}$ cm³.

Levando em conta, agora, tanto a contribuição da energia de gap como a da concentração de portadores, no índice de refração, com a pressão uniaxial, temos

$$\frac{\partial \eta}{\partial P} = \frac{\partial \eta_0}{\partial E_g} \frac{dE_g}{dP} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta\epsilon}{2\eta_0^2} \right] - \frac{1}{2\eta_0} \frac{\partial \Delta\epsilon}{\partial N_{th}} \frac{\partial N_{th}}{\partial P}$$

onde $(\partial \eta / \partial E_g)_{E_g} = (\partial \eta_0 / \partial E_g) (dE_g / dP)$ é a variação do índice de refração com a energia de gap, já calculado anteriormente ($1,95 \times 10^{-6}$ atm⁻¹). O fator $1/2 (\Delta\epsilon/\eta_0^2) = 5 \times 10^{-5}$ pode ser desprezado frente ao ao fator 1.

Ficamos, então, para variação do índice de refração com a concentração de portadores

$$\frac{\partial \eta}{\partial P} \Big|_{N_{th}} = \frac{1}{2\eta_0} \frac{\partial \Delta\epsilon}{\partial N_{th}} \frac{\partial N_{th}}{\partial P}$$

onde

$\frac{\partial \Delta\epsilon}{\partial N_{th}} = -A$ é a variação da constante dielétrica com a concentração de portadores.

$\frac{\partial I_{th}}{\partial P} = \frac{\gamma}{\sigma \delta} \frac{\partial \gamma_{11}}{\partial P}$ é a variação da concentração de portadores com a pressão uniaxial.

Através de nossa experiência podemos determinar a variação da densidade de corrente limiar com a pressão, $\partial I_{th}/\partial P$:

a variação média para a corrente limiar com pressão é de

$\partial I_{th}/\partial P = - 0,10 \text{ mA/atm}$ e que nos dá uma densidade de corrente limiar de $\partial I_{th}/\partial P = - 3,0 \text{ A/cm}^2 \text{ atm}$, onde consideramos a área da faixa dos diodos como sendo de aproximadamente $0,500 \text{ cm}^2$.

Usando $\bar{\sigma} = 10^{-2}$ e (valor característico para a emissão espontânea), $\delta = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$, $\epsilon = 1,6 \times 10^{-19} \text{ s}$, $\eta = 0,87$ e A variando de valor de $1,2 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$ e de valor de $0,5 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$, obtemos para o valor mínimo e máximo de variação do índice de refração com a concentração de portadores,

$$\left. \frac{\partial n}{\partial P} \right|_{I_{th}} = (1,4 \text{ a } 9,1) \times 10^{-7} \text{ atm}^{-1}$$

Este valor é desprezível em relação ao obtido pela variação da energia do gap com a pressão.

Deve-se notar ainda que o comportamento da frequência de emissão estimulada, devido a influência da energia do gap no índice de refração é o de aumentar com a pressão, enquanto que o comportamento da frequência devido a influência da concentração de portadores é o de diminuir com a pressão uniaxial.

2.b) Variação da corrente limiar com pressão uniaxial

Transições da banda de condução $|C\rangle$ para o nível da banda de valência $|V_2\rangle$ é permitido apenas para luz polarizada perpendicularmente ao eixo de pressão (3) ou seja, polarizada paralelamente à junção (modo TE) enquanto que transições de $|C\rangle$ para o nível da banda de valência $|V_1\rangle$ é permitido tanto para luz polarizada perpendicularmente como paralelamente ao eixo de pressão, sendo que, entretanto, a componente paralela (modo TM) é quatro vezes mais forte.

Desta maneira, a variação da função de onda do nível excitador com a pressão uniaxial afeta o ganho dos modos de laser e conseqüentemente sua corrente limiar,

th.

O ganho líquido $G_j(I)$ para cada uma das duas possíveis polarizações j (modo TE que é paralelo à junção e modo TM que é perpendicular à junção) é uma função do elemento da matriz de momento $\langle C | \hat{P}_i | a \rangle$ onde $|C\rangle$ é a função de onda da banda de valência, $|a\rangle$ é a função de onda do nível excitador dada pela (14), \hat{P} é o operador de momento linear entre a banda de valência e o nível excitador e i é a direção do campo elétrico de uma dada polarização.

Em nosso caso, a pressão é aplicada perpendicularmente à junção e portanto, o modo TM tem o campo elétrico paralelo à direção de pressão.

Desta maneira, o ganho líquido $G_j(I)$ é dado por

$$G_{TE}(I) = g_{TE}(I) - L_{TE} = \frac{1}{L} g(I) \left| \langle C | \hat{P}_i | a \rangle \right|^2 - L_{TE} \quad (15)$$

10

$$G_{TM}(I) = g_{TM}(I) - L_{TM} = g(I) \left| \langle c | P_{II} | a \rangle \right|^2 - L_{TM} \quad (18)$$

onde

$g_{TE}(I)$ e $g_{TM}(I)$ é o ganho para os modos TE e TM respectivamente, $g(I)$ é uma função de corrente, L_{TE} e L_{TM} são as perdas dos modos TE e TM respectivamente e $\left| \langle c | P_i | a \rangle \right|^2$ é proporcional à intensidade das transições óticas.

Calculando os elementos de matriz da (18) para transições entre $|c\rangle$ e $|a\rangle$ encontramos

$$\begin{aligned} 1 \quad & \left| \langle c | P_{II} | v_1 \rangle \right|^2 = K \\ 2 \quad & \left| \langle c | P_I | v_1 \rangle \right|^2 = 1/4 K \\ 3 \quad & \left| \langle c | P_{II} | v_2 \rangle \right|^2 = 0 \\ 4 \quad & \left| \langle c | P_I | v_2 \rangle \right|^2 = 3/4 K \end{aligned} \quad (19)$$

onde K é uma constante.

Pode-se encontrar uma outra expressão para a (18), no limite $\delta_{uP} \ll E_{ao}$ pela substituição de $|a\rangle$, dada pela (14), e usando, então, os valores da matriz de transição dada pela (19)

$$\begin{aligned} G_{TE}(I) &= \frac{g(I) K}{\sqrt{2}} - \frac{g(I) \delta_{uP}}{2 \sqrt{2} E_{ao}} - L_{TE} \\ G_{TM}(I) &= \frac{g(I) K}{\sqrt{2}} + \frac{2g(I) \delta_{uP}}{2 \sqrt{2} E_{ao}} - L_{TM} \end{aligned} \quad (20)$$

chamando

$$\begin{aligned} Y_1 &= \frac{g(I) K}{\sqrt{2}} \\ Y_2 &= \frac{g(I) \delta_{uP}}{2 \sqrt{2} E_{ao}} \end{aligned} \quad (21)$$

podemos escrever a (20) como

$$\begin{aligned} G_{TE} &= \gamma_1 - \gamma_2 P - L_{TE} \\ G_{TM} &= \gamma_1 + 2 \gamma_2 P - L_{TM} \end{aligned} \quad (22)$$

Das equações (22) verifica-se que o ganho para o modo TM aumenta linearmente com a pressão enquanto que o ganho para o modo TE diminui linearmente com a pressão (fig.4b).

O laser opera no modo e polarização com a maior diferença entre ganhos e perdas daquelas suportados pela cavidade.

Em lasers de heteroestrutura dupla o modo TE possui uma maior refletividade nos espelhos e consequentemente menores perdas do que o modo TM, isto é,

$$L_{TE} < L_{TM} \quad (23)$$

À pressão zero, vemos pela (22) e (23) que o laser começa a operar no modo de ganho líquido mais alto, isto é, o modo TE.

Conforme a pressão vai aumentando, porém, $G_{TE}(I)$ vai diminuindo enquanto $G_{TM}(I)$ vai aumentando. Numa determinada pressão crítica, P_0 , vamos ter $G_{TE}(I) = G_{TM}(I)$, isto é, o ganho líquido para ambas as polarizações será igual (fig. 4c).

Iguelando as duas expressões da (22) obtemos P_0 como sendo

$$P_0 = (L_{TM} - L_{TE}) / 3 \gamma_2 \quad (24)$$

É possível fazer uma aproximação que nos dá a corrente limiar, I_{th} , em função do ganho (15)

$$I_{th} = (\beta)^{-1} G_{th} \quad (25)$$

onde G_{th} é o ganho limiar por unidade de comprimento e β é um parâmetro proporcional à frequência.

Como o laser opera no modo e polarização de ganho líquido mais alto, para pressões menores que P_0 o laser opera no modo TE e o ganho decresce com maiores pressões e, conseqüentemente, a corrente limiar, I_{th} , deve aumentar com a pressão.

Em P_0 o laser troca a polarização de TE para TM e para pressões maiores que P_0 , o laser opera no modo TM com o ganho aumentado para maiores pressões e, portanto, I_{th} deve diminuir com a pressão (fig. 4d).

Em alguns lasers pode acontecer de $L_{TE} > L_{TM}$ e o laser deve então operar no modo TM com pressão zero e como G_{TM} aumenta com a pressão, I_{th} deve diminuir com o aumento de pressão (fig. 4e).

Em todos os lasers ocorre uma saturação a altas pressões, a qual é verificada por um aumento irreversível na corrente limiar produzida por danificações na estrutura do diodo.

A declividade da curva de I_{th} versus P , varia consideravelmente de diodo para diodo o que deve ser esperado pelo fato de γ_2 ser uma função do valor do nível excitador E_{20} .

Da (22), vê-se que a razão entre as declividades das curvas de I_{th} versus P dos modos TM e TE deve ser de -2:1 .

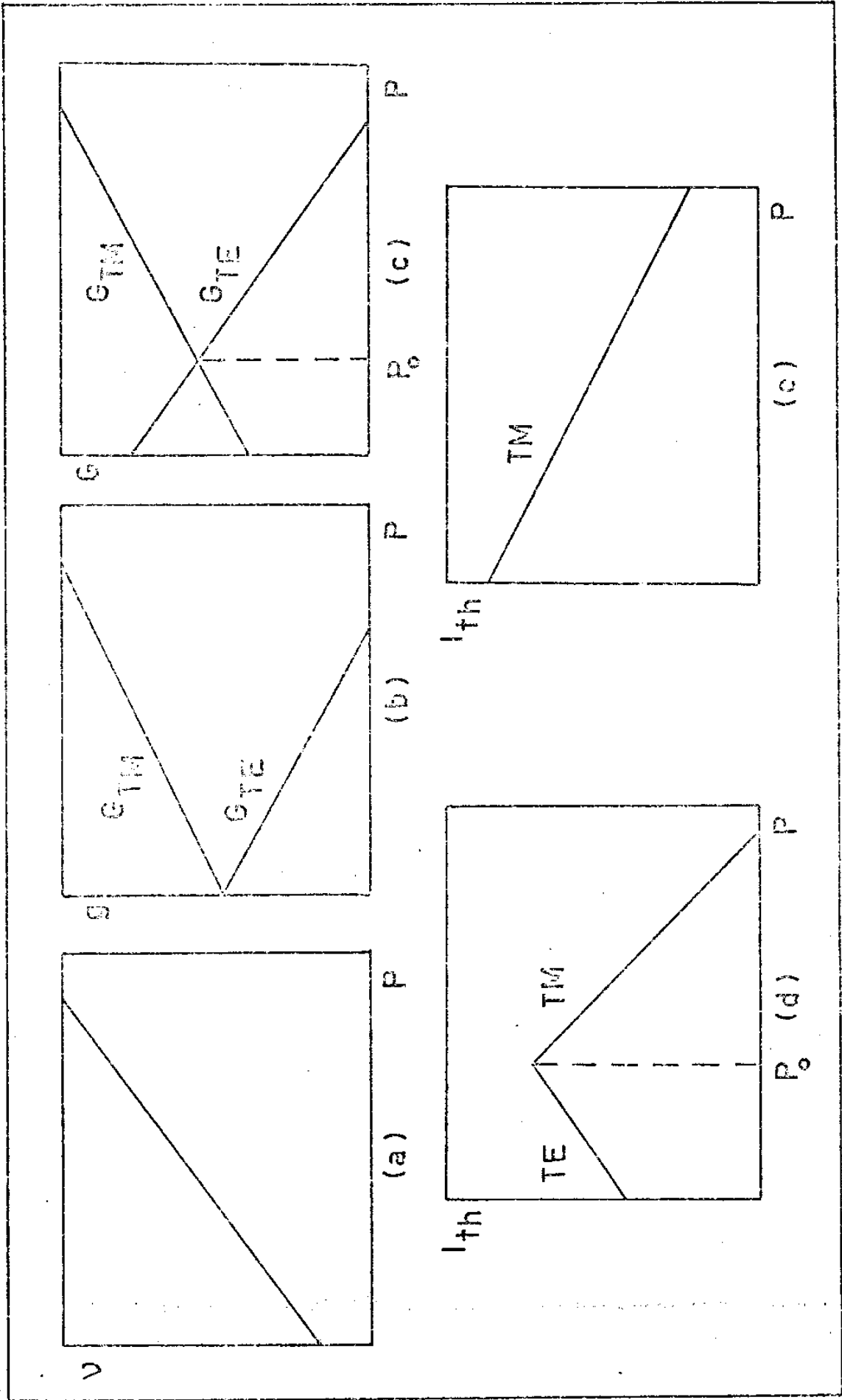


fig. 4

CONVERTIMENTO DE POTENCIA EM UM MODELO DE TRANSMISSAO

1) MONTAGEM DA EXPERIENCIA

Nossas medidas em lasers de GaAs foram feitas a 77° K e portanto houve a necessidade da construção de um equipamento para a aplicação de pressão uniaxial dentro do nitrogênio líquido (Fig.6).

O laser é colocado entre dois diamantes polidos e metalizados para haver um bom contato térmico e elétrico.

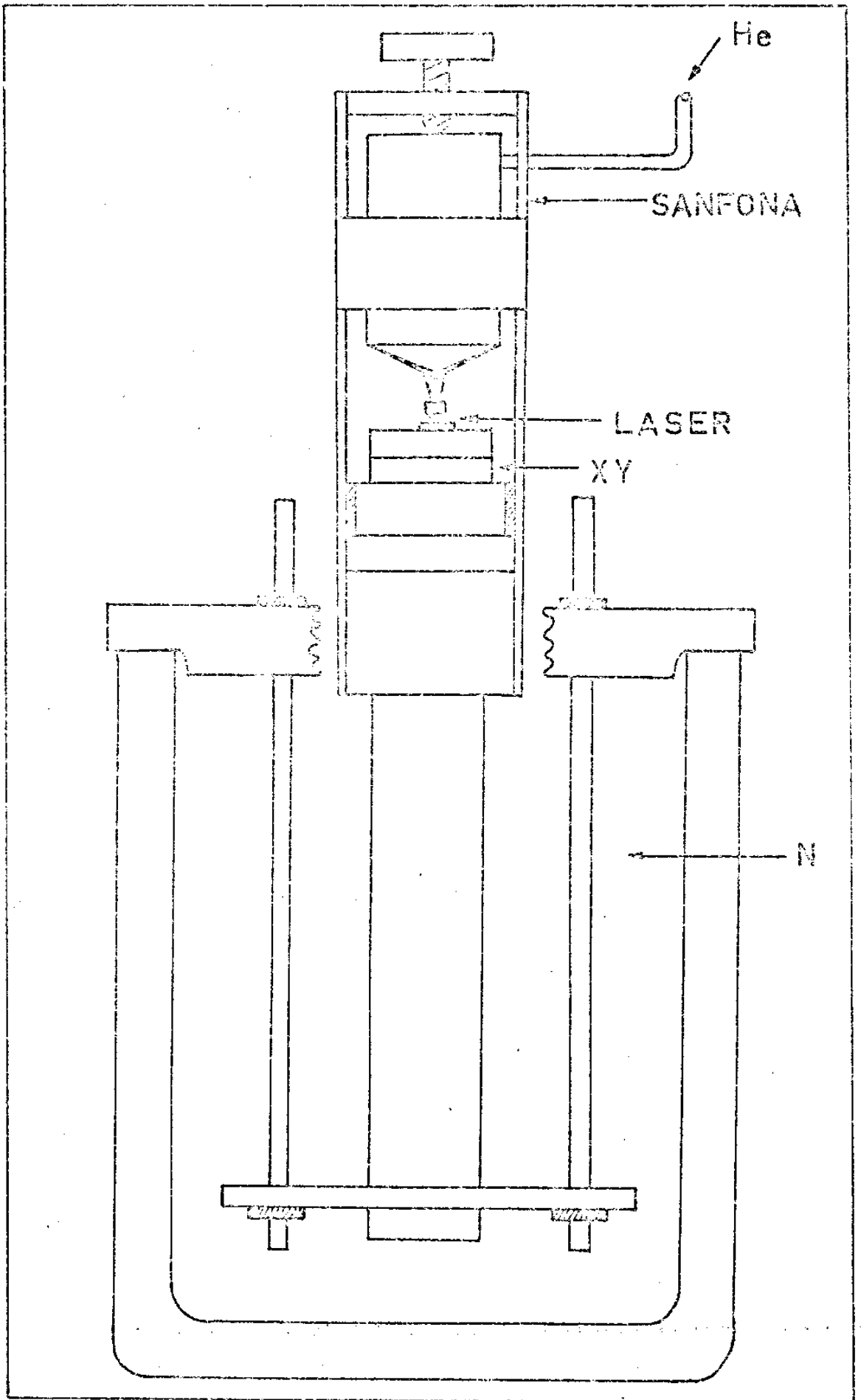
As faces lisas e paralelas dos diamantes asseguram que a pressão uniaxial aplicado seja distribuída uniformemente em toda a superfície do laser.

O diamante sob o laser é colado sobre um XY de metal, enquanto que o diamante sobre o laser é comprimido sobre o conjunto por um pino conectado a uma sanfona.

A pressão é aplicada pela introdução de hélio gasoso comprimido na sanfona. A pressão do hélio é conhecida através de um manômetro de coluna de mercúrio.

A variação de pressão sobre o laser é controlada pela variação da pressão do hélio introduzido dentro da sanfona.

Como a área interna da sanfona é conhecida ($2,42 \text{ cm}^2$) e as dimensões de cada laser são medidas através de um microscópio antes da aplicação da pressão, podemos calcular a pressão sobre o laser para uma dada pressão na sanfona.



SISTEMA PER MISURAZIONE DIFFERENZIALE DI FREQUENZE A 1700

fig. 6

Os lasers utilizados nesta experiência possuem dimensões aproximadas de $330\mu\text{m}$ de comprimento por $250\mu\text{m}$ de largura para lasers DH e $630\mu\text{m}$ de largura para lasers de homocestrutura. A largura da faixa, utilizada para limitar a emissão à apenas um filamento, é de $12\mu\text{m}$. A espessura dos lasers é de aproximadamente $100\mu\text{m}$, enquanto que a espessura da região ativa dos lasers DH variam de 0.3 a $2.5\mu\text{m}$.

As áreas aproximadas dos lasers são de $2,3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ para lasers de homocestrutura e $1,0 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ para lasers DH.

Todo este conjunto é, então, mantido no interior de um "dewar" contendo nitrogênio líquido para assegurar uma temperatura na vizinhança de 77° K .

O laser, no interior do conjunto utiliza do para a aplicação de pressão uniaxial, é excitado por um gerador de pulsos Hewlett Packard modelo 214 A.

Pulsos de corrente de largura de 100 a 150 ns e uma razão de repetição de $1,0$ a $5,0 \text{ kHz}$ são aplicados ao laser. A razão destes valores baixos para a largura do pulso e razão de repetição é de minimizar efeitos de aquecimento.

A luz emitida pelo laser é recolhida por uma lente montada sobre um microposicionador XYZ, analisada em polarizadores especiais para a região infravermelho ($\lambda = 8.450 \text{ \AA}$), alinhado na fenda de um espectrômetro Spex 1402 e detectada por uma fotomultiplicadora 128-RCA-C31025C, também especial para a região infravermelha.

Para obter-se uma boa resolução para a emissão estimulada, utilizou-se fendas de $20\mu\text{m}$ de largura e

para alguns lasers foi-se até fendas de $6\mu\text{m}$, o que nos dava uma resolução de 1 \AA e $0,3 \text{ \AA}$, respectivamente.

Os sinais da fotomultiplicadora são então enviados a um osciloscópio de amostragem Philips-PM 3400 onde fixa-se a posição mais conveniente do pulso de luz (normalmente no início do pulso).

A seguir o sinal é colocado em um amplificador tipo "box-car" PAR model 160 para a obtenção de uma corrente contínua, proporcional ao pulso da luz, que pode então ser registrada por um traçador Varian-F100 (fig.7).

Conhecendo a velocidade de "scanning" do espectrômetro ($5 \text{ \AA}/\text{min}$) podemos determinar a posição do pico de emissão estimulada do laser (medida em comprimento de onda, λ) na sua corrente limiar.

A corrente limiar do laser, I_{th} , é obtida através da leitura da amplitude do pulso enviado ao laser, em um osciloscópio.

Para uma dada pressão é medida a corrente limiar do laser e a frequência de seu modo de oscilação. A seguir, a pressão é variada para um valor mais alto e novamente medida a corrente limiar e frequência para esta nova pressão. Depois de obtida uma série de valores para as correntes e frequências à diferentes pressões (cuja variação aproximada é de 0 a 700 atm) volta-se à pressão zero e mede-se a corrente limiar para verificar, através de alguma diferença considerável de seu valor inicial, se houve dano, permanente no diodo, o que introduziria erros na medida.

Nas medidas de emissão espontânea usavamos uma fenda de $0,5 \text{ mm}$ de largura e a corrente aplicada no diodo

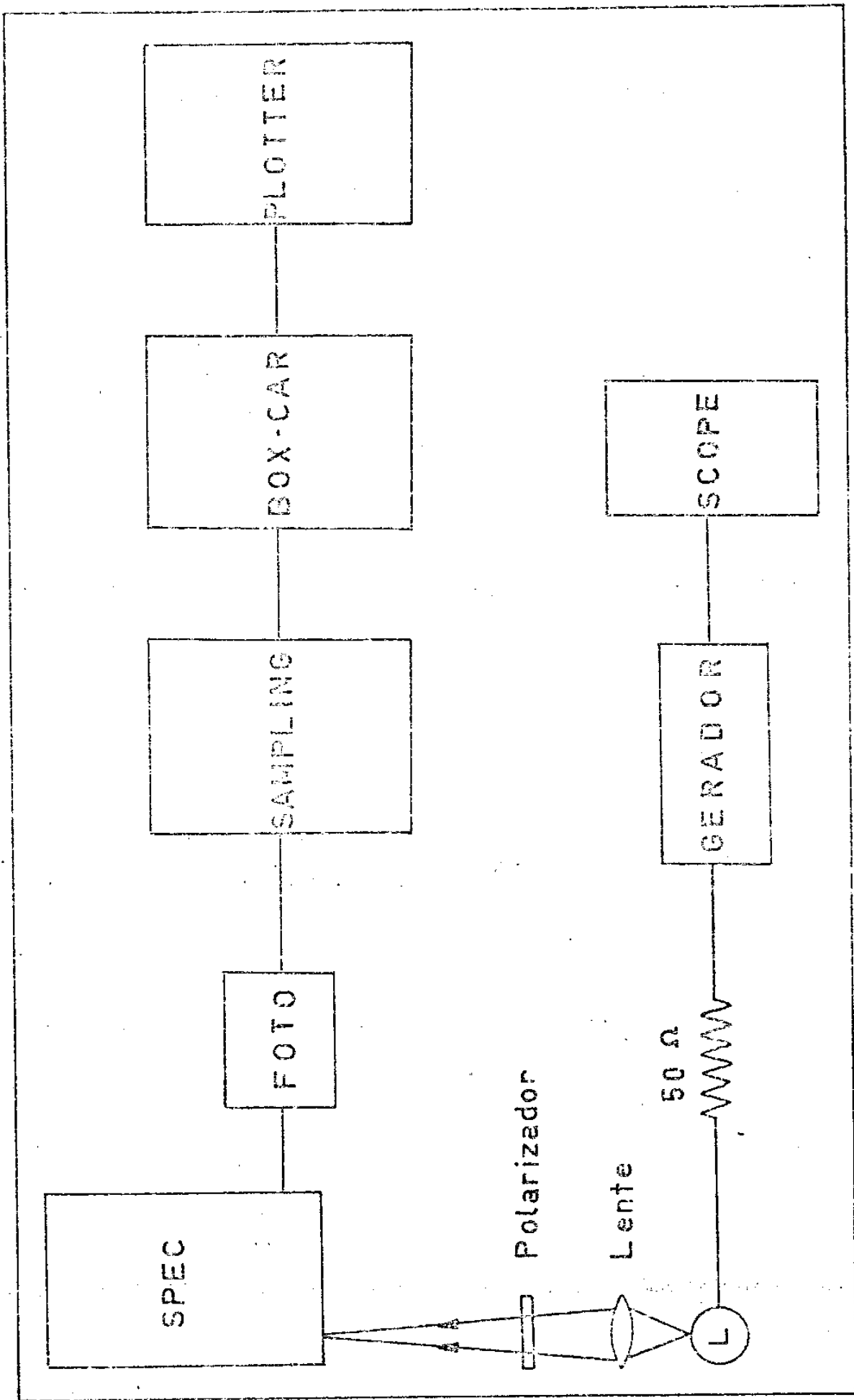


fig. 7

UNIVERSITY OF TORONTO

era de aproximadamente 65% da corrente limiar.

Na emissão espontânea foram feitas medidas de variação do pico de emissão espontânea para luz polarizada no modo TE e TM e sem polarizador. O processo utilizado foi o mesmo que para a emissão estimulada, isto é, medimos o pico de emissão para uma dada pressão para a luz polarizada na direção TE, TM e não polarizada e a seguir mudávamos a pressão, repetindo o processo.

No fim de uma série de medidas para diferentes valores de pressão, voltávamos à pressão zero para verificar se não tinha havido saturação no diodo.

2) RESULTADOS OBTIDOS

Nas páginas seguintes apresentamos alguns resultados experimentais obtidos.

A fig.8 é um espectro típico de emissão estimulada e a fig.9 um de emissão espontânea.

As fig. 10, 11, 12 e 13 mostram a variação de frequência* de emissão estimulada com a aplicação de pressão uniaxial, para vários diodos à 77°K, sendo que a fig.13 é a de um diodo DH. As fig. 14, 15 e 16 mostram o comportamento da corrente limiar, I_{th} , com a pressão uniaxial para os mesmos diodos. As fig. 17, 18 e 19 mostram a variação de frequência* de emissão espontânea com a pressão uniaxial, para luz não polarizada, polarizada no modo TE e polarizada no modo TF, respectivamente, para três diodos diferentes.

Na tabela III listamos alguns coeficientes, dV/dP encontrados, tanto para a emissão estimulada como para a emissão espontânea.

* : nos gráficos apresentamos comprimento de onda, λ , em vez de frequência, ν .

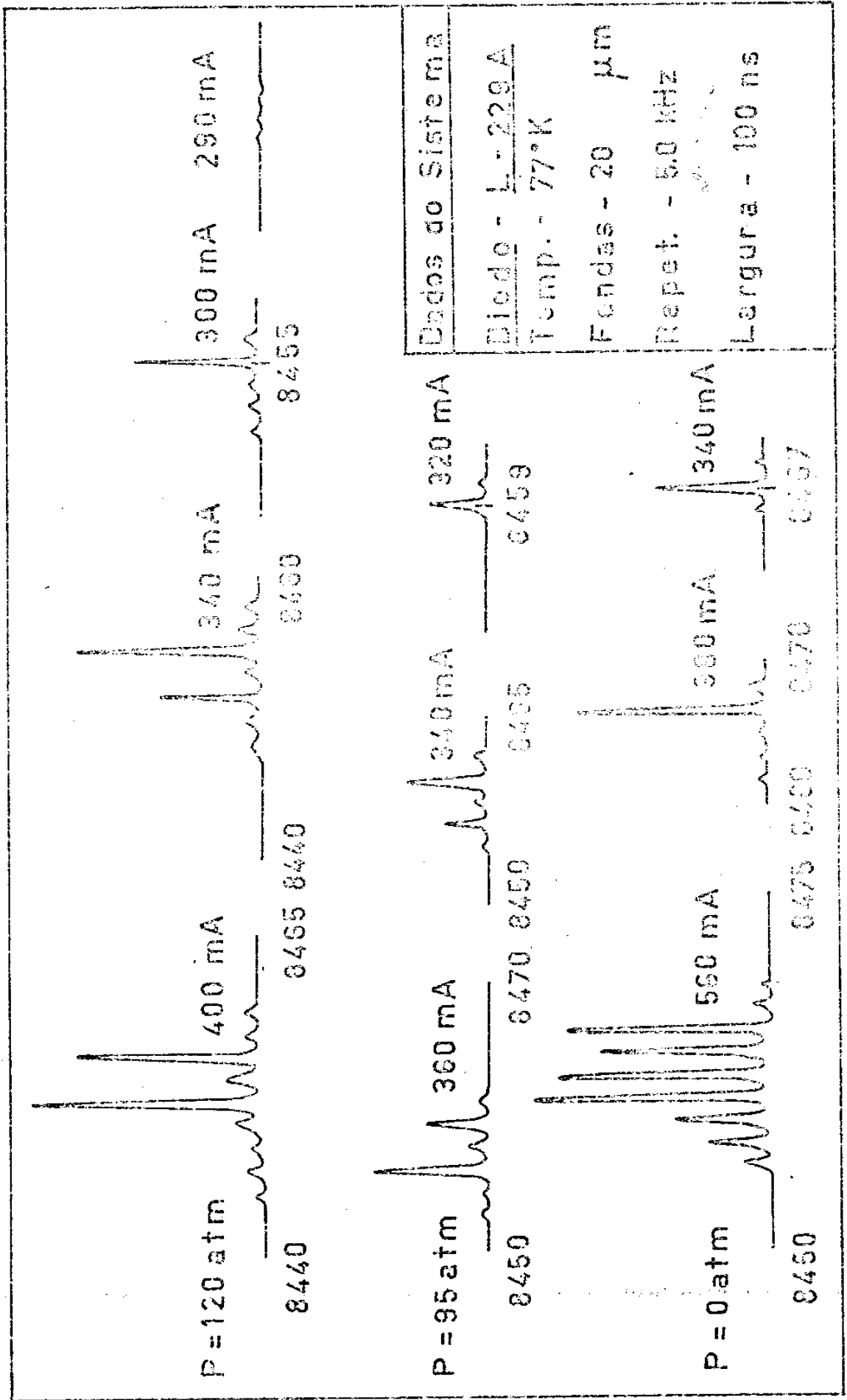


fig. 9

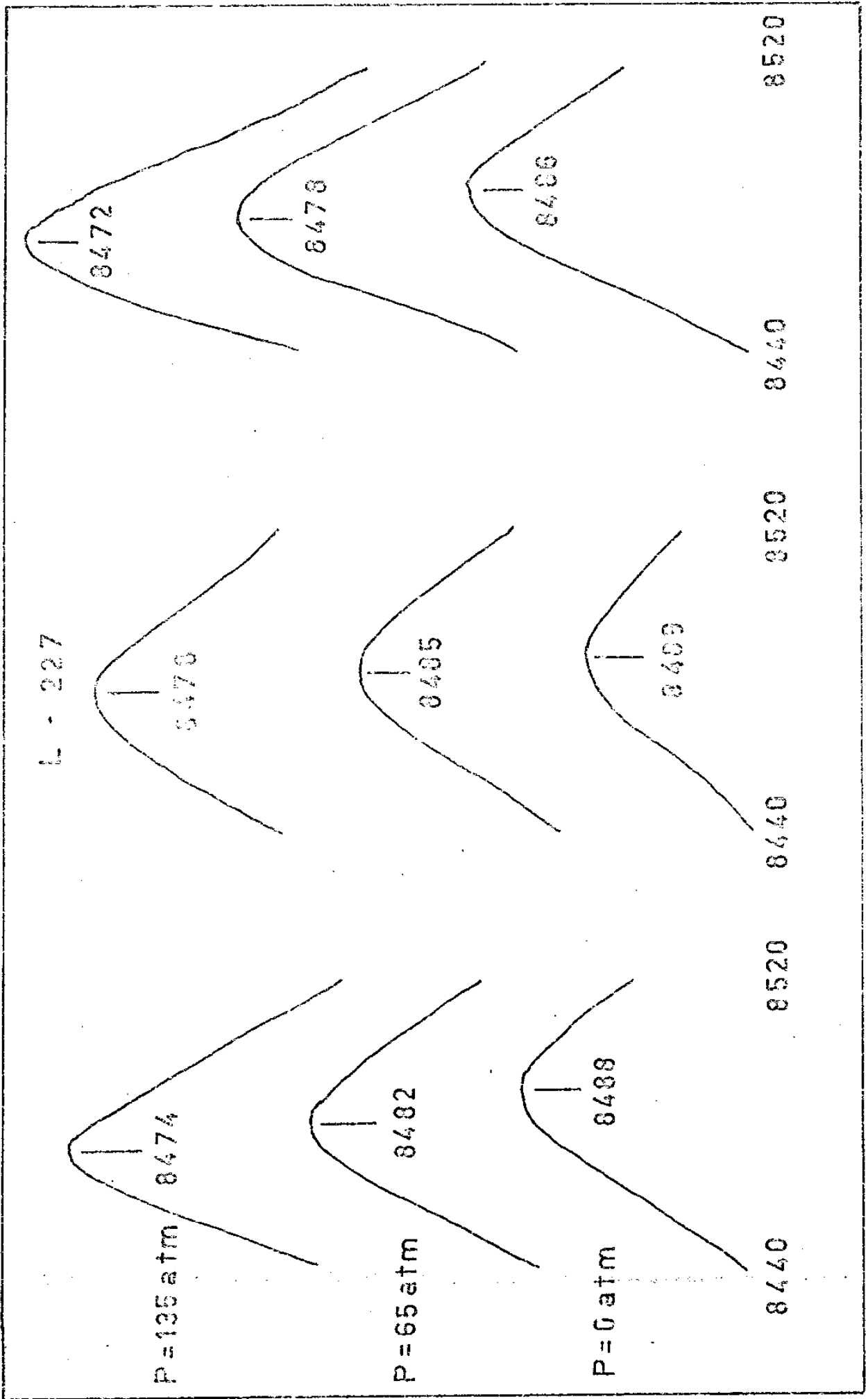
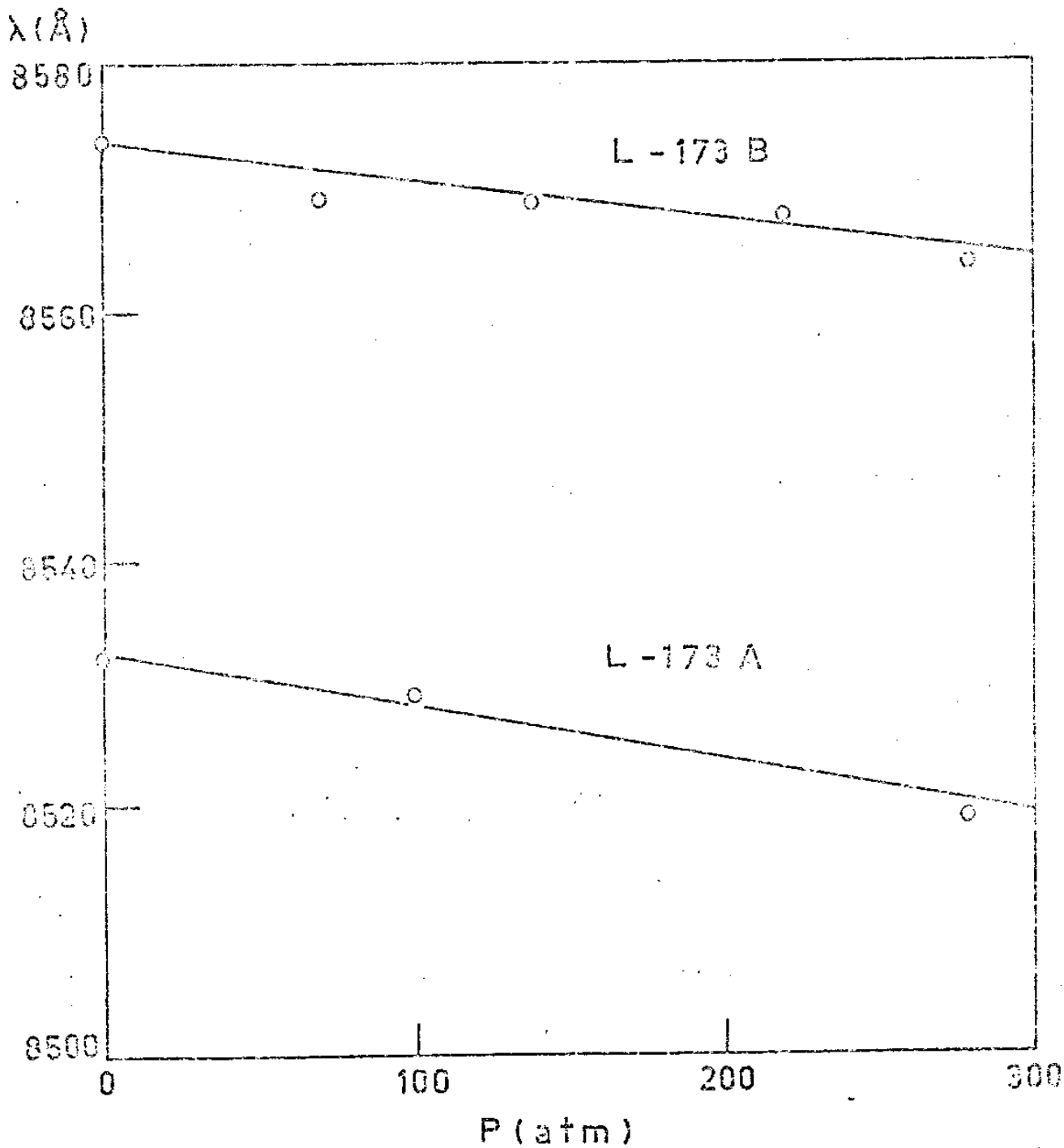
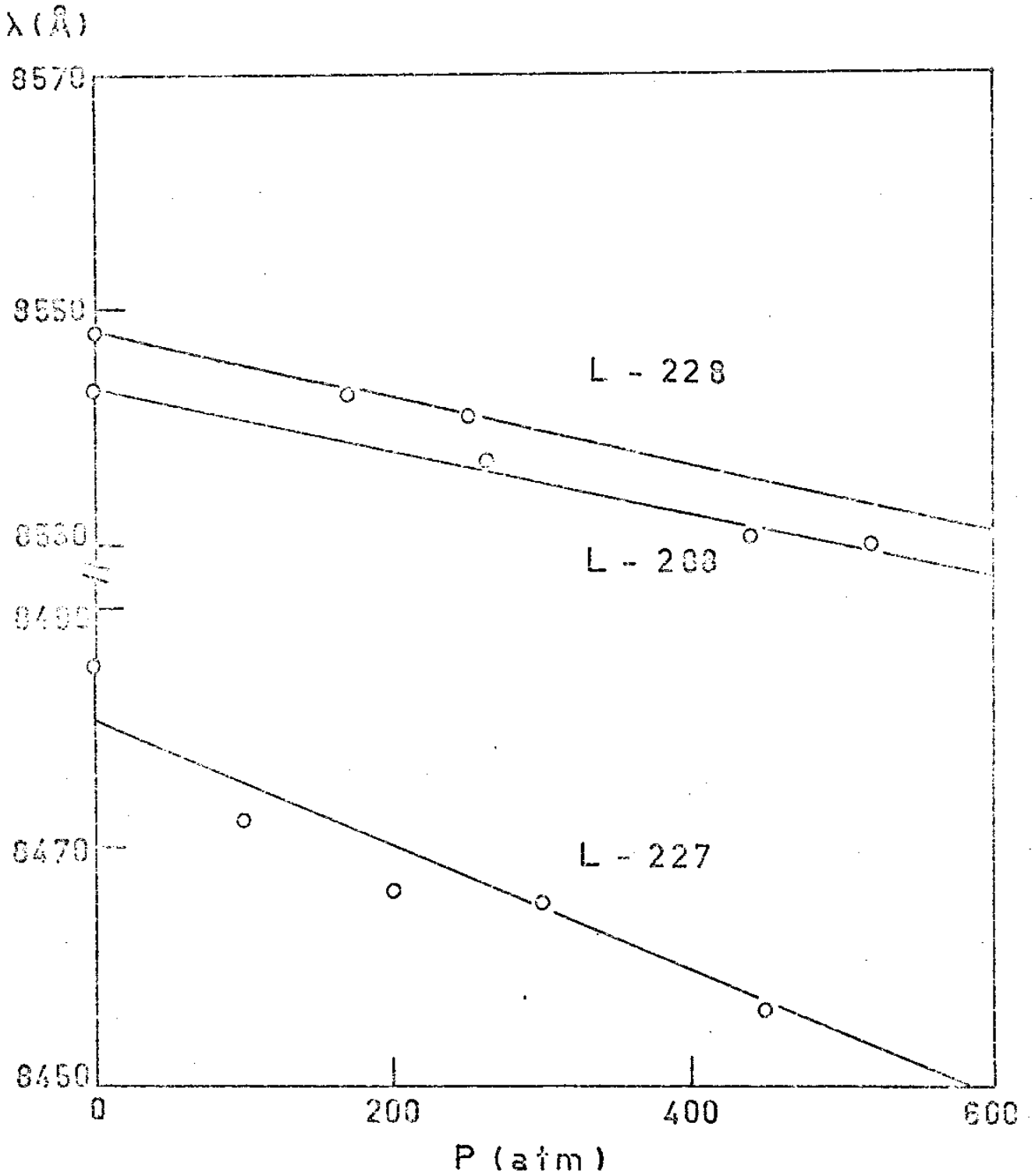


fig. 9

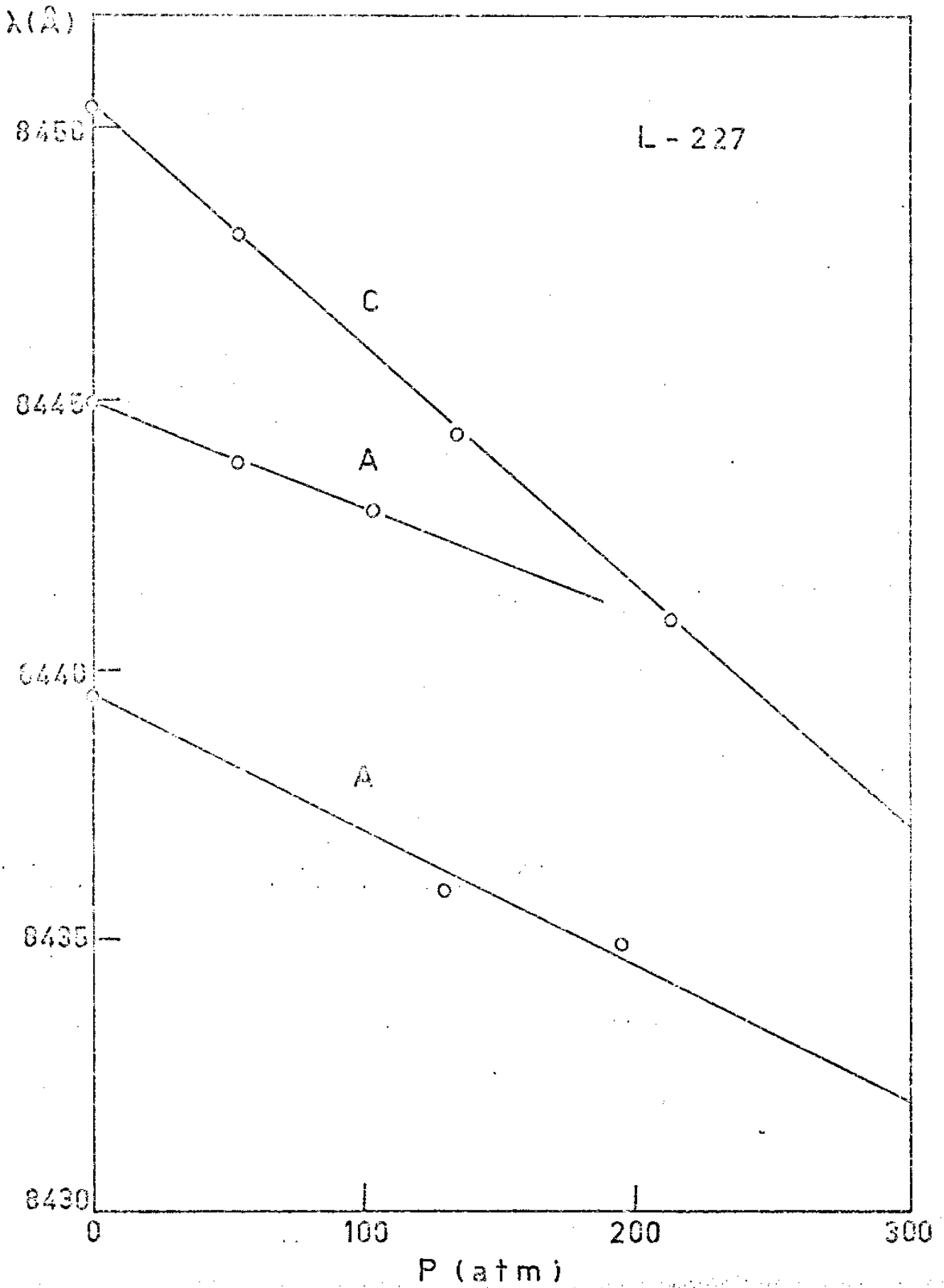


CURVA DE EMISSÃO ESTIMULADA fig. 10

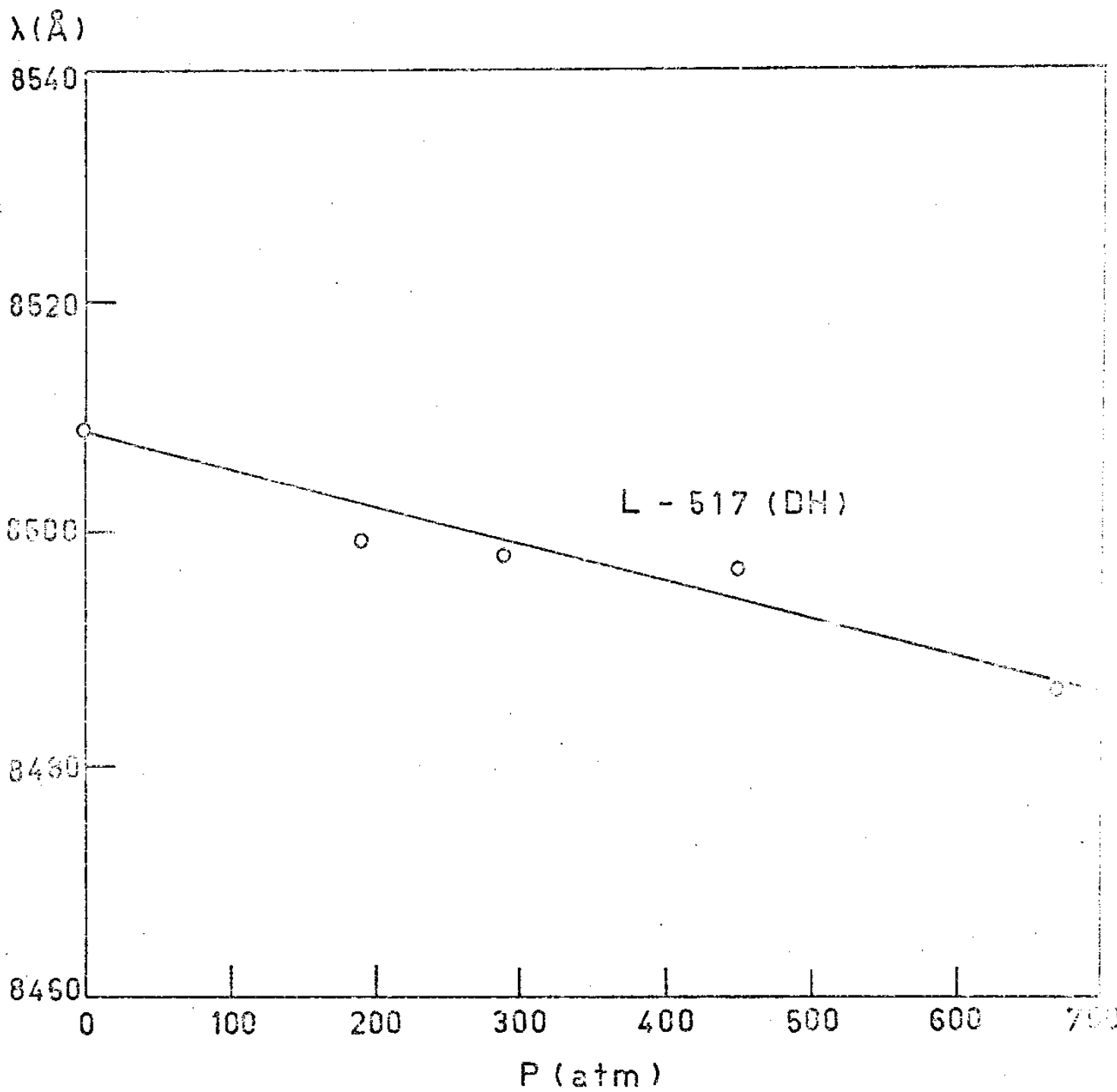


CURVA DE EMISSÃO ESTIMULADA

fig. 11

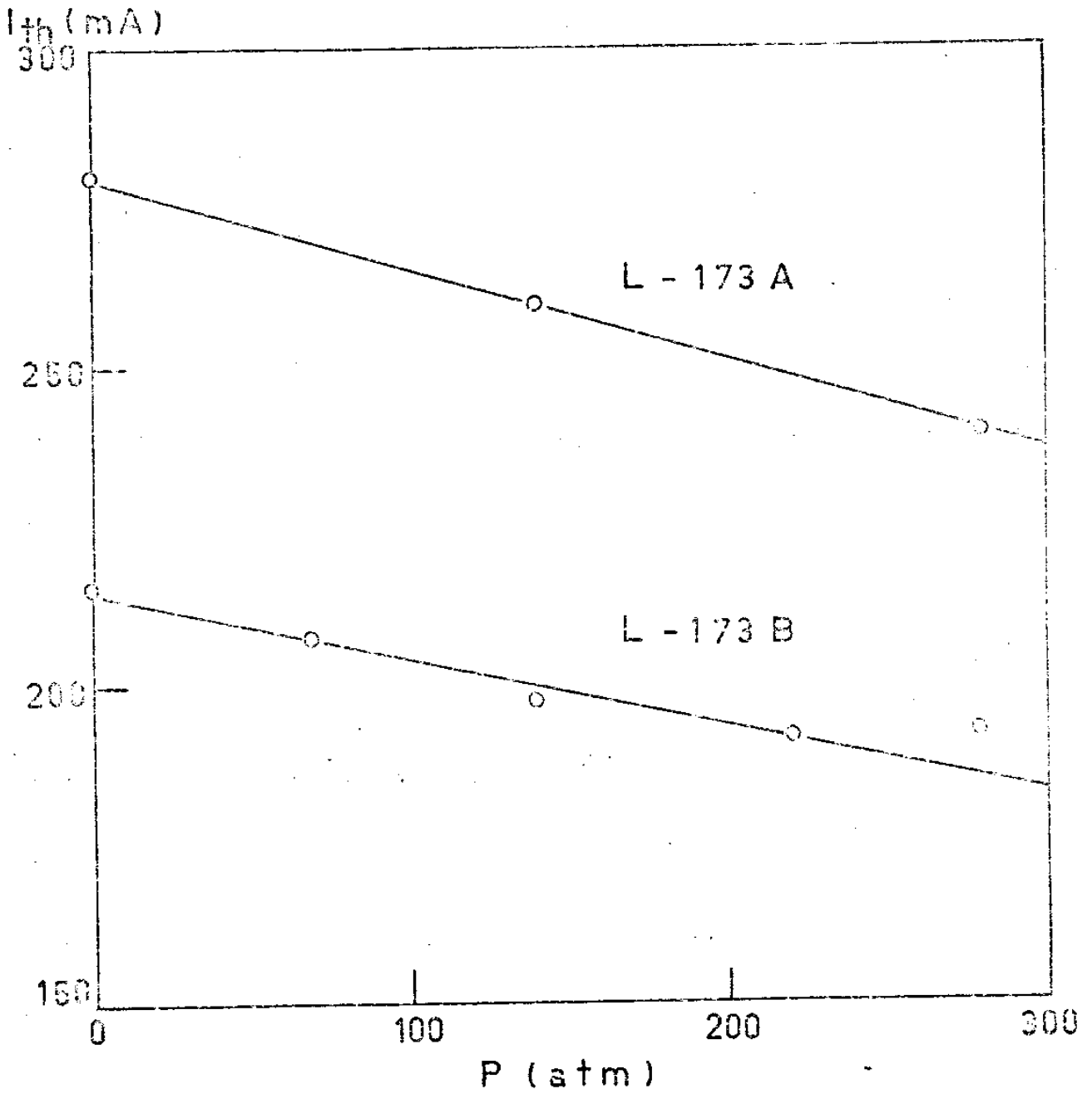


CURVA DE EMISSÃO ESTIMULADA fig. 12



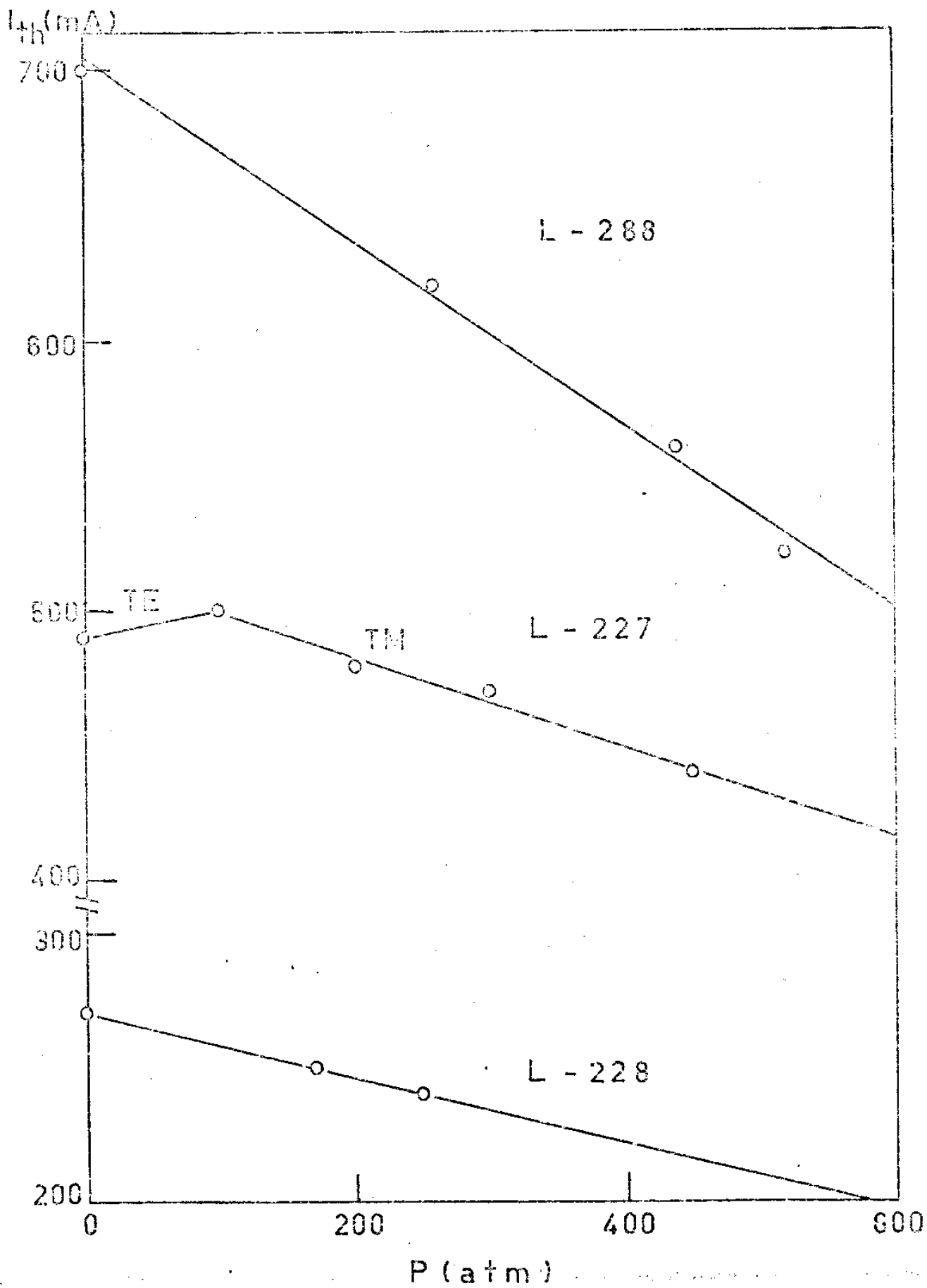
CURVA DE EMISSÃO ESTIMULADA

fig. 13



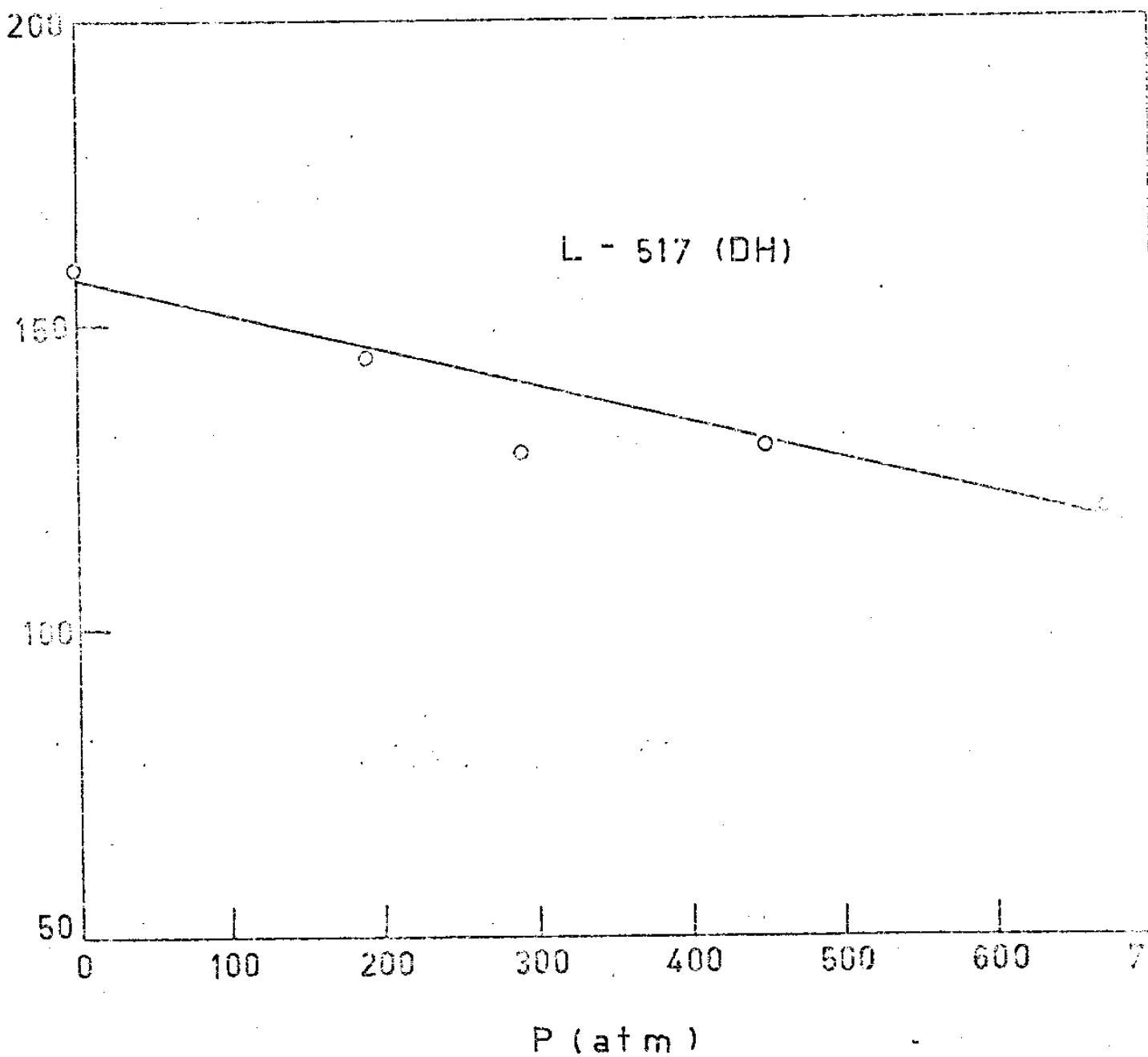
CORRENTE LIMIAR VERSUS PRESSÃO

fig. 14



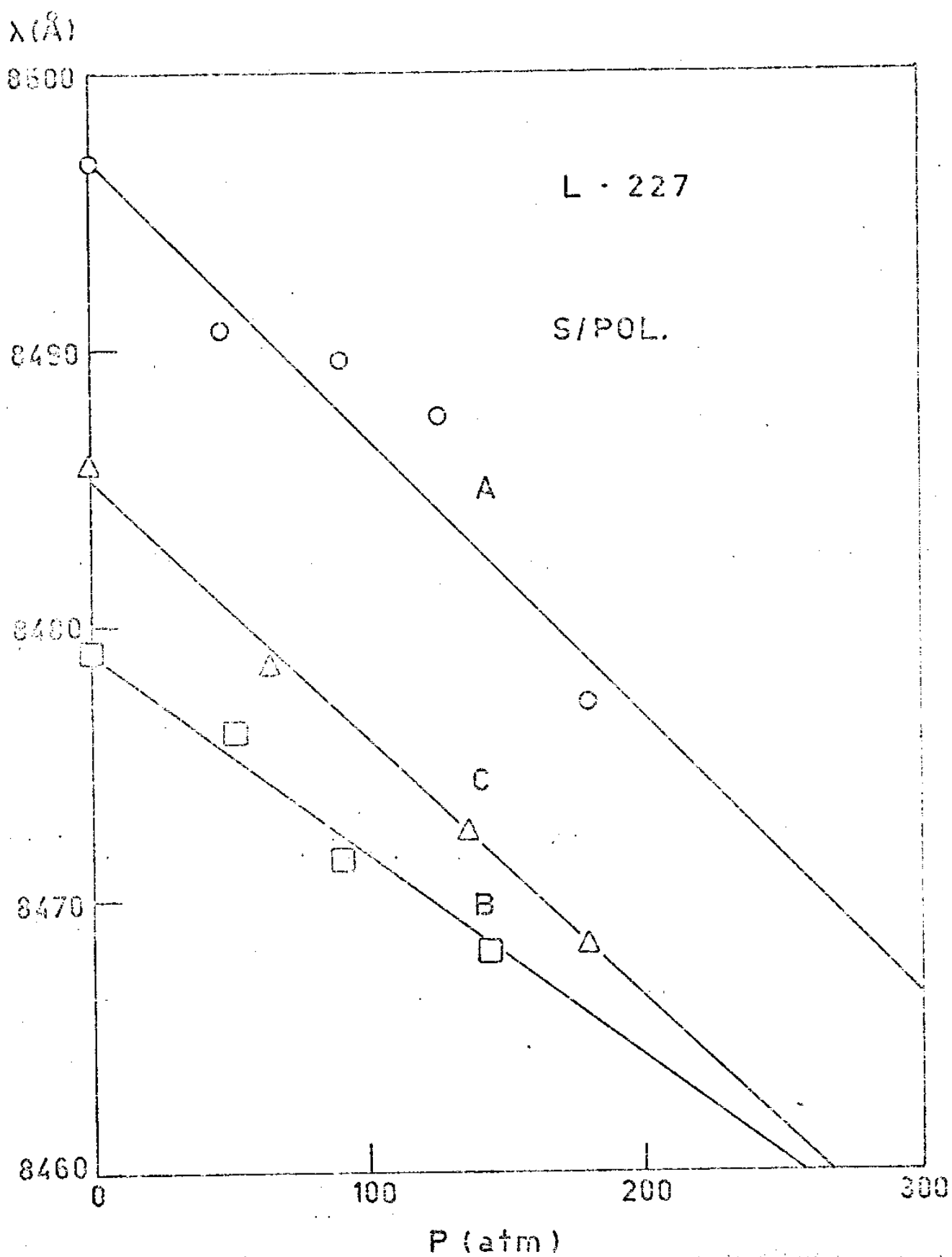
CORRENTE LINEAR VERSUS PRESSÃO fig. 15

I_{th} (mA)

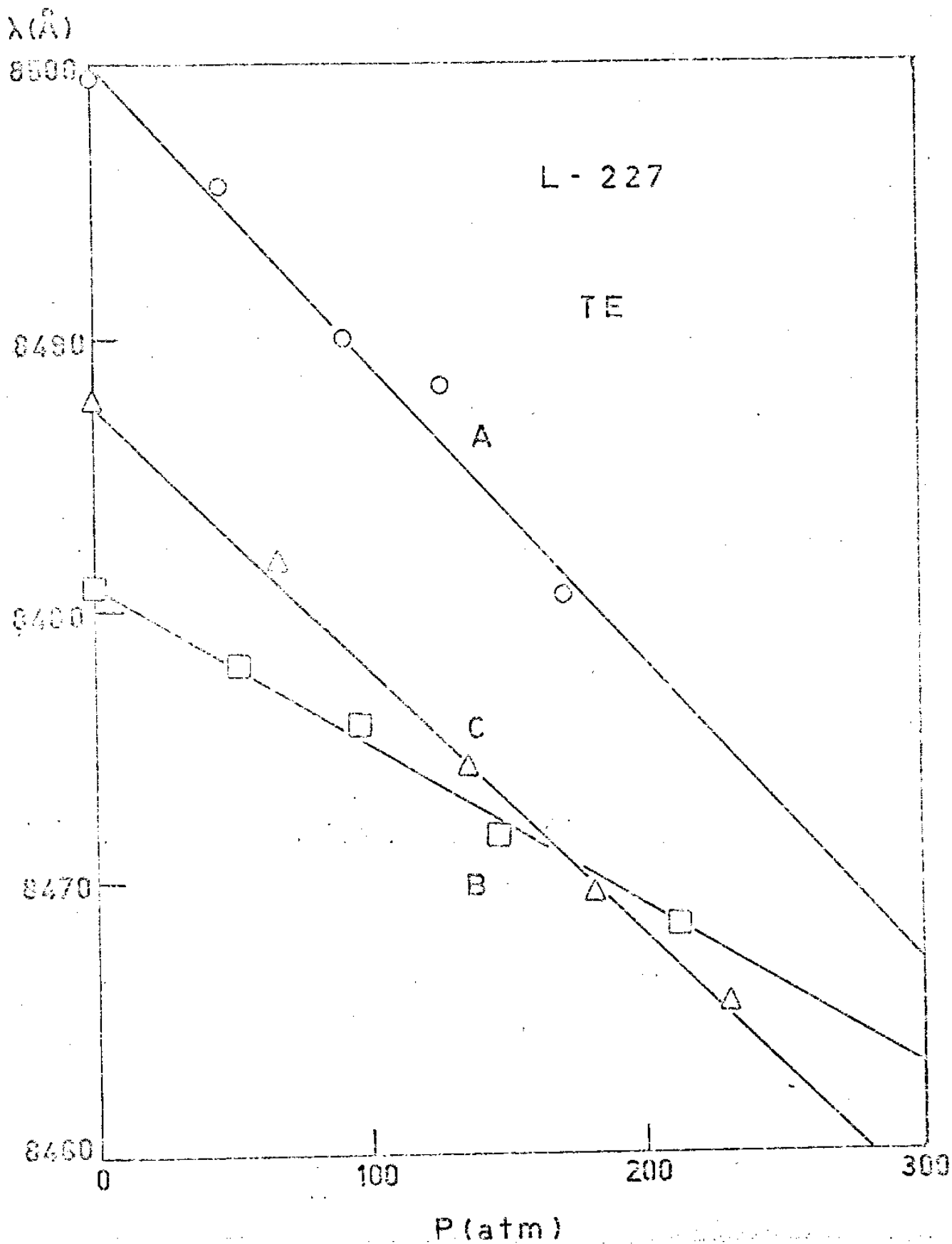


CORRENTE LIMAR VERSUS PRESSÃO

fig. 16



CURVA DE MISSÃO ESPONTANEA fig. 17



CURVA DE CRISIȘĂ DEBENTANĂ fig. 18

$\lambda(\text{\AA})$

8500

8490

8480

8470

8460

L-227

TM

A

C

B

0

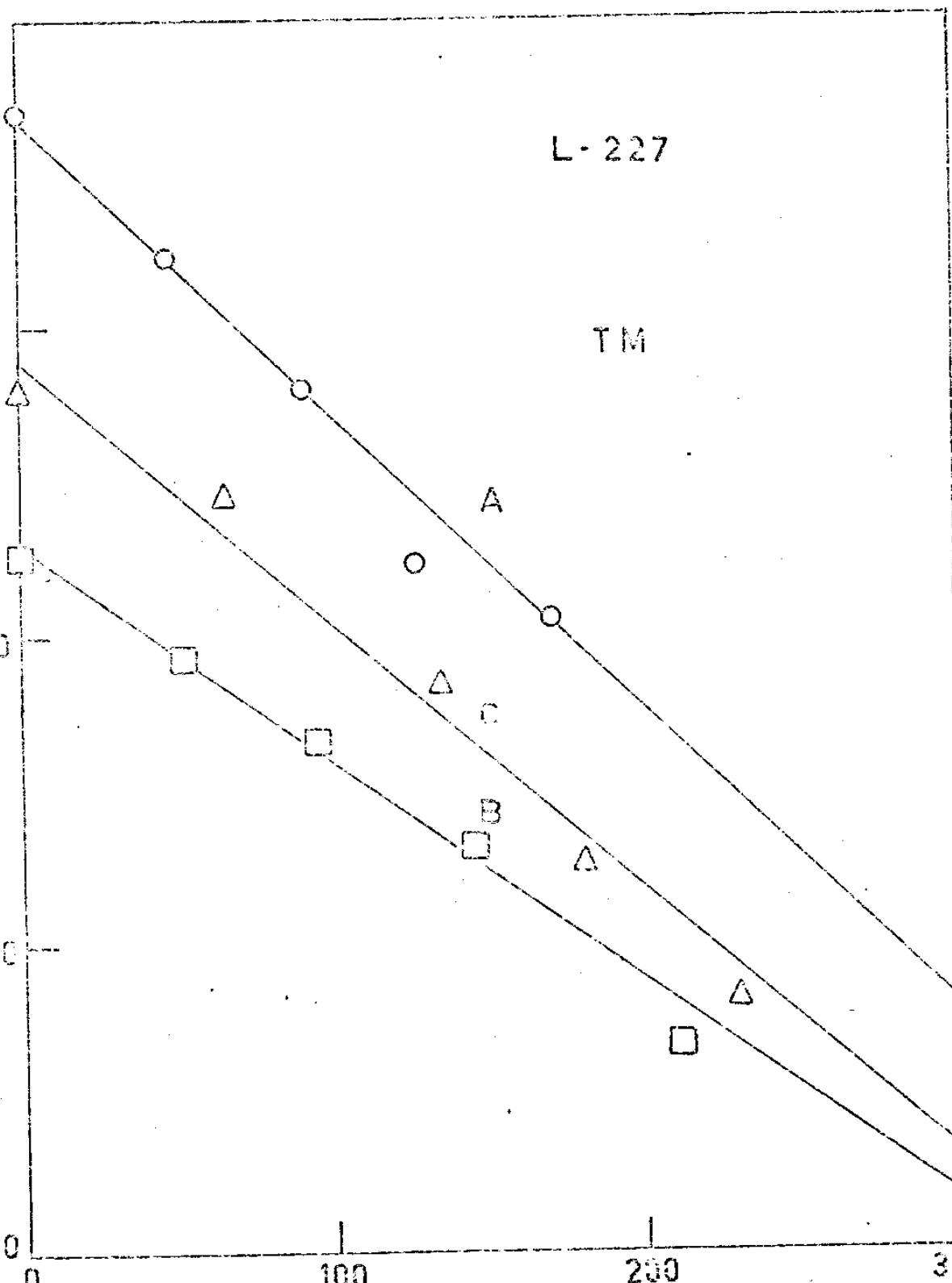
100

200

300

P (atm)

CURVA DE CRIPÇÃO ESPONTANEA fig. 19



EMISSÃO ESTIMULADA

DICOD	dV/dP (x 10 ⁻⁶ eV/atm)
L-173 (A)	6,1
L-173 (B)	6,1
L-223	3,5
L-258	3,9
L-227 (A)	4,0
L-227 (B)	3,4
L-227 (C)	7,9
L-517 CH	5,1

EMISSÃO ESPONTÂNEA

DICOD		dV/dP (x 10 ⁻⁶ eV/atm)
L-227 (A)	TE	21,9
L-227 (B)		16,3
L-227 (C)		17,2
L-227 (A)	TIG	16,8
L-227 (B)		11,0
L-227 (C)		15,2
L-227 (A)	SEM POL.	17,9
L-227 (B)		13,1
L-227 (C)		16,4

- CAPITULO III -

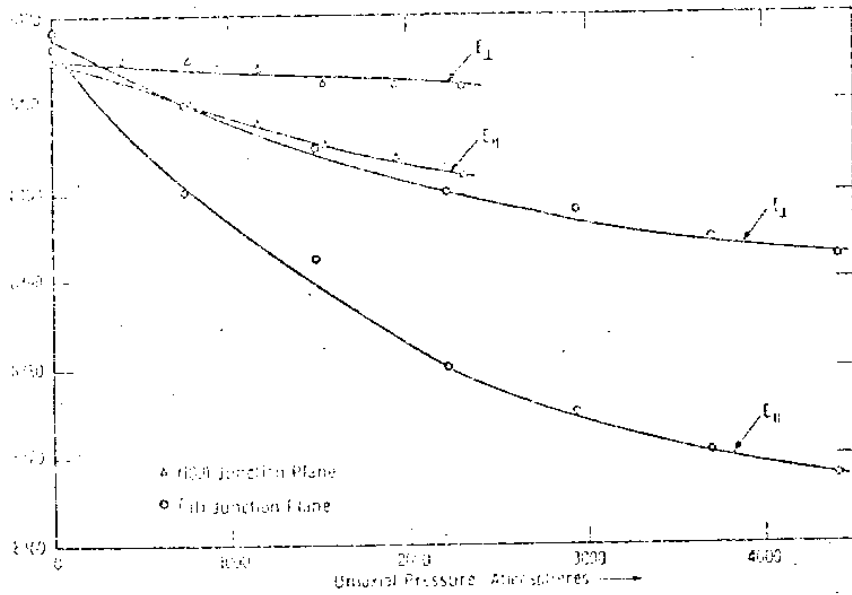
1) CONCLUSÃO

Foram feitas medidas de variação da frequência de emissão espontânea, com pressão uniaxial, por F.M.Ryan e R.C.Miller ⁽¹⁾, R.C.Miller, F.M.Ryan e P.R. Emtage ⁽¹⁶⁾ e por D.Meyerhofer e R.Braunstein ⁽⁵⁾.

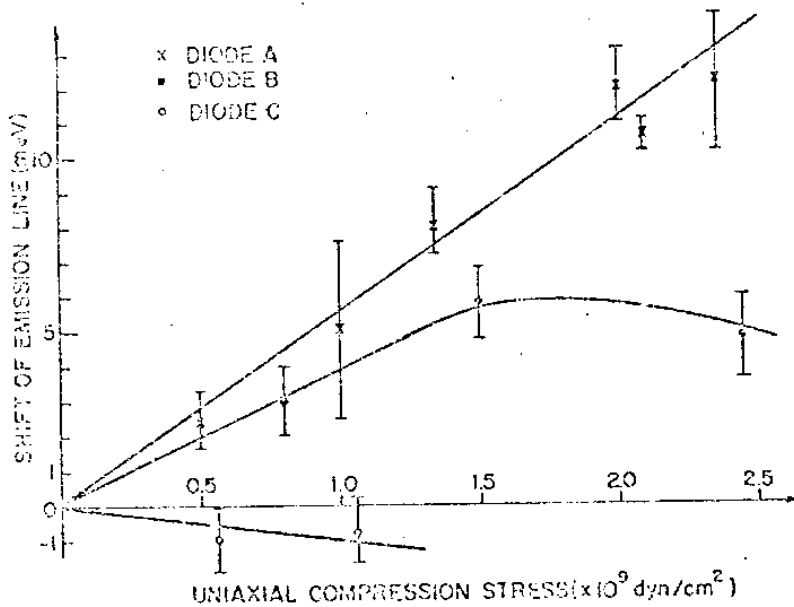
Para pressão hidrostática, existem medidas feitas tanto para emissão espontânea como para emissão estimulada por J.Feinleib, S.Groves, W.Paul e R.Zallen ⁽⁶⁾ e por T.A.Fulton, D.D.Fitchen e G.E.Fenner ⁽¹⁷⁾.

Na figura 20 apresentamos alguns destes resultados:

Meyerhofer e Braunstein encontraram diferentes comportamentos para emissão espontânea em diodos crescidos pelo mesmo processo porém com quantidades diferentes de dopagem, para pressão uniaxial aplicada na direção (100), a 77° K. Dos tres diodos medidos, um (A) apresentou aumento de frequência linear com a pressão; outro (B) mostrou um aumento linear com a pressão porém, na pressão de aproximadamente 1.500 atm apresentou saturação; o último (C) apresentou uma variação linear negativa com a pressão. Como os diodos (B) e (C) mostram comportamento diferente do previsto pela teoria, pode-se pensar que este desvio seja devido à experiência, pois os diodos usados não possuíam contatos de faixa, os quais limitam a operação à um filamento e talvez o modo de vibração medido não fosse sempre o mesmo. O coeficiente encontrado para o di

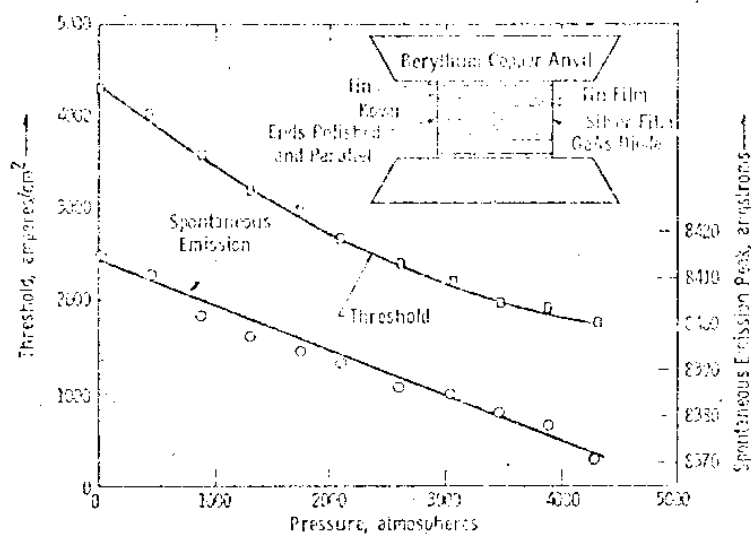


Dependência do comprimento de onda do pico de emissão espontânea das duas componentes de polarização com pressão uniaxial. - Ref. (16)

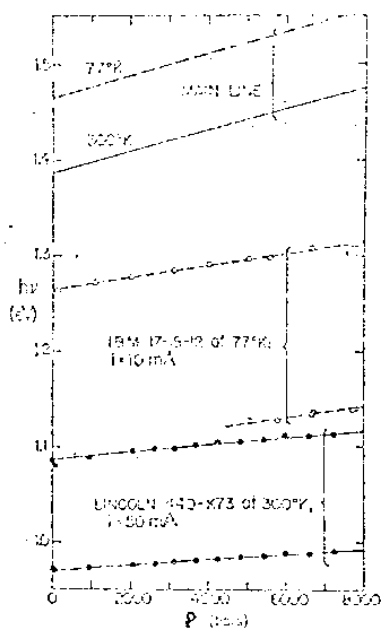


Deslocamento do pico de emissão espontânea para três diferentes diodos, com pressão uniaxial. - Ref. (5)

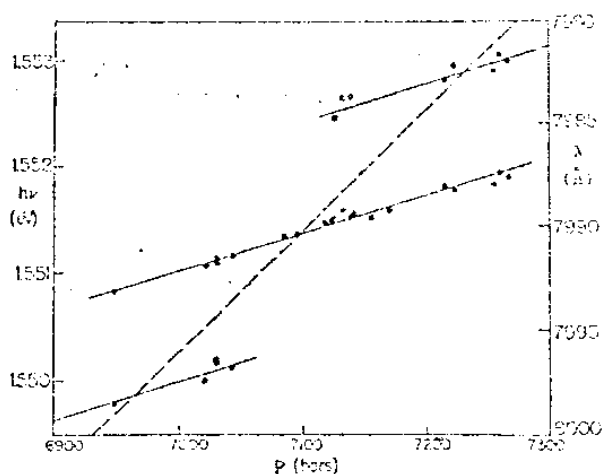
(Fig. 20)



Deslocamento do pico de emissão espontânea e corrente limiar com pressão axial. - Ref. (4)



Variacão com pressão hidrostática do pico de emissão estimulada para dois diodos. Ref. (6)



Variacão com pressão hidrostática do pico de emissão estimulada para três famílias de modos de um mesmo diodo. A linha pontilhada é a de emissão espontânea. Ref. (6)

(F i g . 20)

odo (A) foi de $5,5 \times 10^{-6}$ eV/atm.

Ryan e Miller encontraram, para o diodo medi-
do o valor de $2,3 \times 10^{-6}$ eV/atm para emissão espontânea, sem
polarizador, com a pressão aplicada na direção (111) e Miller,
Ryan e Entage, numa outra experiência, mediram os coeficien-
tes para o modo TE e TM, para a pressão aplicada na direção
(111), encontrando os valores de $1,7 \times 10^{-6}$ eV/atm e $4,3 \times$
 $\times 10^{-6}$ eV/atm, respectivamente.

Os valores por nós obtidos para emissão espon-
tânea foram de $14,3 \times 10^{-6}$ eV/atm para o modo TM, $16,5 \times 10^{-6}$
eV/atm para o modo TE e $15,8 \times 10^{-6}$ eV/atm na ausência de po-
larizador.

Para o coeficiente da variação da frequência
de emissão estimulada com pressão uniaxial, não encontramos
nenhum valor na literatura. Existem apenas medidas para pres-
sões hidrostáticas, feitas por Paul e colaboradores (6) que dão
o valor de $(4 \pm 1) \times 10^{-6}$ eV/atm e por G.E.Fenner (18) que en-
contra o valor de $2,9 \times 10^{-6}$ eV/atm.

O valor por nós obtido para emissão estimula-
da foi de $5,1 \times 10^{-6}$ eV/atm.

Na tabela IV comparamos os valores médios por
nós obtidos experimentalmente, para frequência de emissão es-
pontânea e estimulada, de lasers de GaAs, com alguns valores
encontrados na literatura.

Nossos resultados são bastante consistentes
entre si e qualquer erro sistemático por ventura existente
nas medidas de pressão, ou é de natureza aditiva o que nos da-
ria apenas um deslocamento das retas obtidas não modificando

- TABELA IV -

	ESPONTANEA (x 10 ⁻⁶ eV/atm)		ESTIMULADA (x 10 ⁻⁶ eV/atm)	
U M I O X I A L	1,8	Referência (1) Direção (111)	<u>5,1</u>	Este trabalho (valor médio) Direção (111)
	5,5	Referência (5) Direção (100)		
	4,3 (78)	Referência (16) Direção (111)	OBS: - Não se encontra outros valores na literatura.	
	1,7 (75)			
	<u>14,3</u> (77)	Este trabalho (valor médio) Direção (111)		
	<u>16,5</u> (77)			
	<u>15,2</u> (5/POL)			
H I D R O S T À T I C A	11,3	Referência (6)	4 ± 1	Referência (6)
	10,9	Referência (16)		
	12,1	Referência (17)	2,9	Referência (18)

os coeficientes, ou se estivermos errando por um fator multiplicativo de pressão (atrito, transmissão do gás, etc), o erro seria na direção da pressão real ser menor que a medida o que aumentaria os coeficientes medidos, distanciando-os ainda mais da teoria.

Os diodos por nós utilizados possuem todos contatos de faixa o que nos assegura a medida de um mesmo modo de vibração para diferentes pressões.

Na literatura consultada nos parece haver uma certa falta de consistência nos resultados tanto no valor dos coeficientes, os quais variam bastante de um autor para outro, como também, inclusive, no comportamento dos diodos o qual teoricamente, deve ser linear com a pressão. Meyerhofer e Brunstein encontraram comportamentos completamente diversos para tres diodos medidos o que contradiz frontalmente a teoria e talvez a causa disso esteja no experimento conforne já foi comentado anteriormente.

Em nossos resultados tivemos sempre consistência quanto ao comportamento dos lasers. O afastamento dos coeficientes obtidos experimentalmente, daqueles previstos pela teoria de transição de tipo banda-nível aceitador, é provavelmente causado pelo fato de que esta teoria leva em consideração a existência de apenas um nível aceitador com uma energia bem determinada E_{a0} . enquanto que na realidade existem vários níveis aceitadores distribuidos em energia.

No caso do coeficiente para a emissão estimulada, notamos que a influência no índice de refração da concentração de portadores injetados na banda de condução é

desprezível frente a variação do índice de refração devido à variação da energia do gap com a pressão uniaxial.

Acreditamos então, que se forem levadas em consideração, as transições para uma faixa de níveis aceitadores em vez de para apenas um nível aceitador, os valores teóricos ficariam bem mais próximos dos valores experimentais por nós obtidos.

APENDICE I

Temos,

$$H_e = -a (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - 3b \left[(L_x^2 - 1/3 \vec{L}^2) \epsilon_{xx} + \text{p.c.} \right] - \\ - (6d/\sqrt{3}) \left[(L_x L_y) \epsilon_{xy} + \text{p.c.} \right]$$

e para a direção (100)

$$\epsilon_{zz} = S_{11} P$$

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = S_{12} P$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{xz} = \epsilon_{yz} = 0$$

então

$$H_e = -a (S_{12} P + S_{12} P + S_{11} P) - 3b \left[(L_x^2 - 1/3 \vec{L}^2) \epsilon_{xx} + \right. \\ \left. + (L_y^2 - 1/3 \vec{L}^2) \epsilon_{yy} + (L_z^2 - 1/3 \vec{L}^2) \epsilon_{zz} \right] + 0 \\ = -a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 3b \left[(L_x^2 - 1/3 \vec{L}^2) S_{12} P + \right. \\ \left. + (L_y^2 - 1/3 \vec{L}^2) S_{12} P + (L_z^2 - 1/3 \vec{L}^2) S_{11} P \right] \\ = -a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 3b \left[(L_x^2 + L_y^2 - 2/3 \vec{L}^2) S_{12} + \right. \\ \left. + (L_z^2 - 1/3 \vec{L}^2) S_{11} \right] P$$

mas

$$L_x^2 + L_y^2 = \vec{L}^2 - L_z^2$$

portanto

$$L_x^2 + L_y^2 - 2/3 \hat{L}^2 = 1/3 \hat{L}^2 - L_z^2$$

$$H_e = -a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 3b \left[(1/3 \hat{L}^2 - L_z^2) S_{12} + (L_z^2 - 1/3 \hat{L}^2) S_{11} \right] P$$

$$H_e = -a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 3b (L_z^2 - 1/3 \hat{L}^2) P (S_{11} - S_{12})$$

ANEXO II

- Cálculo da matriz hamiltoniana

Temos

$$H_e = -\delta_H P - 3/2 \delta_U P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) \quad (II.1)$$

e

$$|3/2, 3/2\rangle = 1/\sqrt{2} |[(X + iY)\uparrow]\rangle$$

$$|3/2, 1/2\rangle = 1/\sqrt{6} |[2Z\uparrow + (S + iY)\uparrow]\rangle \quad (II.2)$$

$$|1/2, 1/2\rangle = 1/\sqrt{3} |[Z\uparrow - (X + iY)\uparrow]\rangle$$

e matriz é

$$\begin{array}{|l} \langle 3/2, 3/2 | H_e | 3/2, 3/2 \rangle \quad \langle 3/2, 1/2 | H_e | 3/2, 3/2 \rangle \quad \langle 1/2, 1/2 | H_e | 3/2, 3/2 \rangle \\ \langle 3/2, 3/2 | H_e | 3/2, 1/2 \rangle \quad \langle 3/2, 1/2 | H_e | 3/2, 1/2 \rangle \quad \langle 1/2, 1/2 | H_e | 3/2, 1/2 \rangle \\ \langle 3/2, 3/2 | H_e | 1/2, 1/2 \rangle \quad \langle 3/2, 1/2 | H_e | 1/2, 1/2 \rangle \quad \langle 1/2, 1/2 | H_e | 1/2, 1/2 \rangle \end{array}$$

Escrevendo as funções de onda de (II.2) em termos de $\psi_{l,n}$:

$$|3/2, 3/2\rangle = |\psi_{11\uparrow}\rangle$$

$$|3/2, 1/2\rangle = 1/\sqrt{3} [\sqrt{2} |\psi_{10\uparrow}\rangle + |\psi_{11\downarrow}\rangle]$$

$$|1/2, 1/2\rangle = 1/\sqrt{3} [|\psi_{10\uparrow}\rangle - \sqrt{2} |\psi_{11\downarrow}\rangle]$$

sabemos ainda que (com $\hbar=1$):

$$L_z^2 |\psi_{l,m}\rangle = m^2 |\psi_{l,m}\rangle$$

$$\tilde{L}^2 |\psi_{l,m}\rangle = l(l+1) |\psi_{l,m}\rangle$$

Vamos, então, calcular o termo $\langle 3/2, 3/2 | H_0 | 3/2, 3/2 \rangle$

$$\begin{aligned}
 & \langle 3/2, 3/2 | -\delta_H P - 3/2 \delta_U P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | 3/2, 3/2 \rangle = \\
 & = \langle \psi_{11} | -\delta_H P - 3/2 \delta_U P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | \psi_{11} \rangle = \\
 & = \langle \psi_{11} | -\delta_H P | \psi_{11} \rangle - \langle \psi_{11} | 3/2 \delta_U P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | \psi_{11} \rangle = \\
 & = -\delta_H P \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle - 3/2 \delta_U P \langle \psi_{11} | (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | \psi_{11} \rangle = \\
 & = -\delta_H P - 3/2 \delta_U P [\langle \psi_{11} | L_z^2 | \psi_{11} \rangle - 1/3 \langle \psi_{11} | \tilde{L}^2 | \psi_{11} \rangle] = \\
 & = -\delta_H P - 3/2 \delta_U P [\langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle - 1/3 \langle \psi_{11} | \tilde{L}^2 | \psi_{11} \rangle] = \\
 & = -\delta_H P - 3/2 \delta_U P (1 - 2/3) = -\delta_H P - 1/2 \delta_U P
 \end{aligned}$$

onde utilizamos:

$$L_z^2 | \psi_{11} \rangle = m | \psi_{11} \rangle = 1 | \psi_{11} \rangle \quad \text{para } m = 1$$

$$\tilde{L}^2 | \psi_{11} \rangle = \ell(\ell+1) | \psi_{11} \rangle = 2 | \psi_{11} \rangle \quad \text{para } \ell = 1$$

Cálculo de $\langle 3/2, 1/2 | H_0 | 3/2, 1/2 \rangle$

$$\begin{aligned}
 & \langle 1/\sqrt{3} (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | -\delta_H P - 3/2 \delta_U P (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | 1/\sqrt{3} (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) \rangle = \\
 & = 1/3 \left\{ \langle (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | -\delta_H P | (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) \rangle - \right. \\
 & \quad \left. - 3/2 \delta_U P \langle (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) \rangle \right\} = \\
 & = 1/3 \left\{ -\delta_H P [\langle \sqrt{2} \psi_{10} | \sqrt{2} \psi_{10} \rangle + \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle] - \right. \\
 & \quad \left. - 3/2 \delta_U P [\langle (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | L_z^2 | (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) \rangle - \right. \\
 & \quad \left. - 1/3 \langle (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | \tilde{L}^2 | (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) \rangle] \right\} = \\
 & = 1/3 \left\{ \delta_H P (2 + 1) - 3/2 \delta_U P [\langle (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | \psi_{11} \rangle - \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - 1/3 \langle (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | (2\sqrt{2} \psi_{10} + 2 \psi_{11}) \rangle] \} = \\
& = 1/3 \left\{ - 3 \delta_{H^P} - 3/2 \delta_{U^P} \left[\langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle - \right. \right. \\
& - 1/3 (4 \langle \psi_{10} | \psi_{10} \rangle + 2 \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle) \left. \right] \} = \\
& - \delta_{H^P} + 1/2 \delta_{U^P}
\end{aligned}$$

onde usamos:

$$\begin{aligned}
L_z^2 |(\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11})\rangle &= |(\sqrt{2} \cdot 0 \psi_{10} + \psi_{11})\rangle = |\psi_{11}\rangle \\
\tilde{L}^2 |(\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11})\rangle &= |(\sqrt{2} \cdot 2 \psi_{10} + 2 \psi_{11})\rangle = \\
&= |(2\sqrt{2} \psi_{10} + 2 \psi_{11})\rangle
\end{aligned}$$

Cálculo de $\langle 1/2, 1/2 | H_0 | 1/2, 1/2 \rangle$

$$\begin{aligned}
& \langle 1/\sqrt{3} (\psi_{10} - \sqrt{2} \psi_{11}) | -\delta_{H^P} - 3/2 \delta_{U^P} (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | \\
& 1/\sqrt{3} (\psi_{10} - \sqrt{2} \psi_{11}) \rangle = \\
& = 1/3 \left\{ - \delta_{H^P} (\langle \psi_{10} | \psi_{10} \rangle + 2 \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle) - \right. \\
& - 3/2 \delta_{U^P} \left[2 \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle - 1/3 (2 \langle \psi_{10} | \psi_{10} \rangle + \right. \\
& \left. \left. + 4 \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle) \right] \right\} = - \delta_{H^P}
\end{aligned}$$

onde usamos:

$$\begin{aligned}
L_z^2 |(\psi_{10} - \sqrt{2} \psi_{11})\rangle &= |(0 \cdot \psi_{10} - 1 \cdot \sqrt{2} \psi_{11})\rangle = -\sqrt{2} |\psi_{11}\rangle \\
\tilde{L}^2 |(\psi_{10} - \sqrt{2} \psi_{11})\rangle &= |(2 \cdot \psi_{10} - 2\sqrt{2} \psi_{11})\rangle
\end{aligned}$$

Cálculo de $\langle 3/2, 1/2 | H_0 | 1/2, 1/2 \rangle$

$$\begin{aligned}
& \langle 1/\sqrt{3} (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) | -\delta_{H^P} - 3/2 \delta_{U^P} (L_z^2 - 1/3 \tilde{L}^2) | \\
& 1/\sqrt{3} (\psi_{10} - \sqrt{2} \psi_{11}) \rangle =
\end{aligned}$$

$$= \frac{1}{3} \left\{ -\delta_{H^P} (\sqrt{2} - \sqrt{2}) - \frac{3}{2} \delta_{U^P} \left[-\sqrt{2} \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{3} \left(\langle \sqrt{2} \psi_{10} | 2 \psi_{10} \rangle - \langle \psi_{11} | 2 \sqrt{2} \psi_{11} \rangle \right) \right] \right\} = \sqrt{2}/3 \delta_{U^P}$$

Cálculo de $\langle 1/3, 1/2 | H_e | 3/2, 1/2 \rangle$

$$\langle 1/3 (\psi_{10} - \sqrt{2} \psi_{11}) | -\delta_{H^P} - \frac{3}{2} \delta_{U^P} (L_z^2 - 1/3 \hat{L}^2) | 1/\sqrt{3} (\sqrt{2} \psi_{10} + \psi_{11}) \rangle =$$

$$= \frac{1}{3} \left\{ -\delta_{H^P} (\sqrt{2} - \sqrt{2}) - \frac{3}{2} \delta_{U^P} \left[-\sqrt{2} \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{3} \left(2 \sqrt{2} \langle \psi_{10} | \psi_{10} \rangle - 2 \sqrt{2} \langle \psi_{11} | \psi_{11} \rangle \right) \right] \right\} = \sqrt{2}/3 \delta_{U^P}$$

Não são permitidas transições para m_j diferentes.

APENDICE III

Temos a matriz hamiltoniana

$$\begin{vmatrix}
 -\delta_H P - 1/2 \delta_U P & 0 & 0 \\
 0 & -\delta_H P + 1/2 \delta_U P & \sqrt{2}/2 \delta_U P \\
 0 & \sqrt{2}/2 \delta_U P & -\delta_H P
 \end{vmatrix}$$

e queremos diagonalizá-la:

$$\begin{vmatrix}
 a - \lambda & 0 & 0 \\
 0 & b - \lambda & c \\
 0 & c & d - \lambda
 \end{vmatrix}
 \quad \text{onde} \quad
 \begin{aligned}
 a &= -\delta_H P - 1/2 \delta_U P \\
 b &= -\delta_H P + 1/2 \delta_U P \\
 c &= \sqrt{2}/2 \delta_U P \\
 d &= -\delta_H P
 \end{aligned}$$

O determinante da matriz subtraída de λ da diagonal deve ser nulo:

$$(a - \lambda)(b - \lambda)(d - \lambda) - c^2(a - \lambda) = 0$$

$$(a - \lambda) \left[(b - \lambda)(d - \lambda) - c^2 \right] = 0$$

$$a = \lambda \rightarrow \lambda_1 = -\delta_H P - 1/2 \delta_U P$$

$$(b - \lambda)(d - \lambda) - c^2 = 0$$

$$bd - b\lambda - d\lambda + \lambda^2 - c^2 = 0 \rightarrow \lambda^2 - (b + d)\lambda + bd - c^2 = 0$$

$$\lambda = \frac{(b + d) \pm \sqrt{(b + d)^2 - 4(bd - c^2)}}{2} =$$

$$= \frac{(b + d) \pm \sqrt{b^2 + d^2 + 2bd - 4bd + 4c^2}}{2} =$$

$$= \frac{(b + d) \pm \sqrt{(b - d)^2 + 4c^2}}{2} =$$

Substituindo os valores de b, c, d, encontramos:

$$\lambda = \frac{2\delta_H P + 1/2 \delta_U P \pm \sqrt{1/4 \delta_U^2 P^2 + 2\delta_U^2 P^2}}{2} =$$

$$= -\delta_H P + 1/4 \delta_U P \pm 3/4 \delta_U P$$

e as raízes são:

$$\lambda_2 = -\delta_H P + \delta_U P$$

$$\lambda_3 = -\delta_H P - 1/2 \delta_U P$$

$\lambda_2 = -\delta_H P - 1/2 \delta_U P$
 $\lambda_3 = -\delta_H P + \delta_U P$
 $\lambda_1 = -\delta_H P - 1/2 \delta_U P$

APPENDICE IV

$$H_e = - a (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) - 3b \left[(L_x^2 - 1/3 \vec{L}^2) \epsilon_{xx} + p.c \right] -$$

$$- (6 d/\sqrt{3}) \left[\{L_x L_y\} \epsilon_{xy} + p.c \right]$$

onde

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = (S_{11} + 2 S_{12}) (1/3 P)$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zx} = (1/2 S_{44}) (1/3 P)$$

$$H_e = - a \left[3 (S_{11} + 2 S_{12}) 1/3 P \right] - 3b \left[(L_x^2 - 1/3 \vec{L}^2) + \right.$$

$$\left. + (L_y^2 - 1/3 \vec{L}^2) + (L_z^2 - 1/3 \vec{L}^2) \right] (S_{11} + 2 S_{12}) (1/3 P) -$$

$$- 6 d/\sqrt{3} \left[\{L_x L_y\} + \{L_y L_x\} + \{L_z L_x\} \right] (1/2 S_{44}) (1/3 P) -$$

$$= - a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 3b \left[L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 - \vec{L}^2 \right] (S_{11} + 2 S_{12}) (1/3 P) -$$

$$- 6 d/\sqrt{3} \left[\{L_x L_y\} + \{L_y L_x\} + \{L_z L_x\} \right] (1/2 S_{44}) (1/3 P)$$

mas

$$L_x^2 + L_y^2 + L_z^2 = \vec{L}^2$$

$$H_e = - a (S_{11} + 2 S_{12}) P - 6 d/\sqrt{3} \left[\{L_x L_y\} + \right.$$

$$\left. + \{L_y L_x\} + \{L_z L_x\} \right] (1/2 S_{44}) (1/3 P)$$

onde

$$\{L_x L_y\} = 1/2 (L_x L_y - L_y L_x), \text{ etc.}$$

REFERÊNCIAS

- (1) - C. S. Smith, Phys. Rev., 94, 142 (1954)
- (2) - J. E. Ripper, N. S. Patel and P. Brosson, Appl. Phys. Lett., 21, 124 (1972)
- (3) - N. S. Patel, J. E. Ripper and P. Brosson, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-9, Nº 2 (1973)
- (4) - F. M. Ryan and R. C. Miller, Appl. Phys. Lett., 3, Nº 9, 162 (1963)
- (5) - D. Meyerhofer and R. Braunstein, Appl. Phys. Lett., 3 Nº 10, 171 (1963)
- (6) - J. Feinleib, S. Groves, W. Paul and R. Zallen, Phys. Rev., 131, Nº 5, 2670 (1963)
- (7) - S. E. Pious and G. L. Bir, Soviet Phys.- Solid State, 1, 1532 (1959)
- (8) - U. H. Kleiner and L. B. Roth, Phys. Rev. Lett., 2, 334 (1959)
- (9) - J. C. Hensel and G. Feher, Phys. Rev., 129, Nº 3, 1041 (1963)
- (10) - F. H. Pollak and M. Cardone, Phys. Rev., 172, Nº 3, 172 (1966)
- (11) - C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 3ª ed. cap. IV
- (12) - C. Kittel, Quantum Theory of Solids, cap. XIV
- (13) - C. H. Gooch, Gallium Arsenide Lasers, John Wiley, 1969 cap. IV

- (14) - F. D. Nunes, Tese de mestrado apresentada no IFGJ (1974)
- (15) - S. P. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience, 1969, cap. XIII
- (16) - R. C. Miller, F. M. Ryan and P.R. Emtage, 7th International Conference on the Physics of Semiconductors, Paris, 1964
- (17) - T. A. Fulton, D. B. Fitchen and G. E. Fenner, Appl. Phys. Lett., 4, Nº 1, 9 (1964)
- (18) - G. E. Fenner, Journal of Appl. Phys., 34, Nº 10, 2955 (1963)
- (19) - T. Kobayashi and K. Sugiyama, Japanese Journal of Appl. Phys., vol. 12, Nº 9, 1388 (1973)
- (20) - A. K. Jonscher and K. H. Goyle, Proceedings of IPRS Symposium on GaAs, Reading (1966)