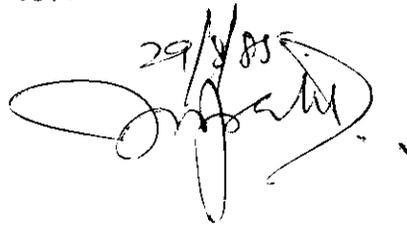


Este exemplar corresponde a redação final da Tese defendida pelo aluno Celso Pereira Tomé Rosa e aprovado pela comissão julgadora.

29/8/85


"EFEITOS DA PRESSÃO UNIAXIAL NOS LASERS

DE SEMICONDUTORES DE $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

E DE POÇO QUÂNTICO DE $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ "

CELSO PEREIRA TOMÉ ROSA

Orientador PROF. NAVIN B. PATEL

Co-Orientadora PROFA. THERESINHA DE J. SERRA MATTOS

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Física.

Agosto, 1985

Agradecimentos

Ao Prof. Navin B. Patel, pela sua paciência e dedicada orientação.

Ao Prof. Francisco C. Prince, pelo seu interesse e dedicação durante o tempo que me orientou.

A Profa. Theresinha de J.S. Mattos, pelas discussões e sugestões durante o desenvolvimento do trabalho.

A UNICAMP e a TELEBRÁS pelas oportunidades que me foram dadas.

A FAPESP e ao CNPq pelo apoio financeiro.

Aos meus amigos, João Hermes, Gibson, Thebano, Alba, Carlos, Alcides, que me auxiliaram de várias maneiras neste trabalho.

Aos técnicos e funcionários e professores do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos.

Ao José Luiz, pelo trabalho de datilografia.

A Sueli, Charles e Guilherme pela confecção dos desenhos.

Ao Francisco Marcos pela leitura cuidadosa dos manuscritos.

Enfim a todos aqueles que de alguma maneira tornaram possível este trabalho.

E finalmente, a Deus por tudo e por todos.

*A minha esposa Estela, pelo seu amor,
apoio e compreensão.*

*Aos meus pais, Tomé e Elza, e ao meu
irmão Alex, pelo carinho e incentivo
em todas as horas.*

RESUMO:

Neste trabalho, estudamos o comportamento dos lasers semicondutores de InGaAsP-DH e GaAlAs-QW, quando submetidos a aplicação de pressão uniaxial.

Na primeira parte, fazemos uma correlação entre os dados experimentais, obtidos para a variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial dos lasers de InGaAsP, e a teoria desenvolvida por Patel e outros para os lasers de GaAs. Previa-se, teóricamente, um aumento da corrente limiar com a pressão, o que foi observado para 80% dos lasers testados; para os 20% restantes observamos uma redução da corrente limiar. Acreditamos que tal redução possa ser explicada supondo-se a presença do mecanismo de recombinação não radiativo (efeito Auger) nestes lasers. Acreditamos também, que a não homogeneidade observada nos resultados é devida a um desajustamento nos parâmetros de rede das camadas.

Na segunda parte, fazemos um estudo sobre o guiamento da luz em laser de poço quântico de GaAlAs, analisando-se o guia de ondas nas direções transversal e paralela a camada ativa. Observamos experimentalmente um atraso na emissão estimulada. Este atraso é função da corrente de injeção e pode ser explicado supondo-se a existência de um guia de ondas induzido pelo efeito da temperatura. Uma comparação entre os resultados experimentais e teóricos para o laser de SCH-QW de GaAlAs de espessura da camada ativa de 200Å⁰ apresenta boa concordância.

Além do estudo da evolução do ganho com o tempo, observamos experimentalmente que a aplicação de pressão uniaxial causa um aumento no atraso da emissão estimulada. Este aumento no atraso é devido a uma redução do ganho modal. Uma relação empírica que mostra a evolução do ganho modal com a pressão uniaxial é proposta.

I N D I C E

Parte I - Laser Semicondutor de InGaAsP-DH

. Capítulo I

I-1 - Introdução 1

. Capítulo II

II-1 - Laser Semicondutor 4

. Capítulo III

III-1 - Definição de Corrente Limiar 11

III-2 - Coeficiente de Ganho 12

III-3 - Mecanismo de Perda 13

III-4 - Condição Limiar 15

III-5 - Mecanismo de Recombinação Auger 17

. Capítulo IV

IV-1 - Teoria 22

IV-2 - Hamiltoniana da Pressão 25

IV-3 - Autovalores da Hamiltoniana na Direção $(0,0,1)$. 31

IV-4 - Comportamento da Corrente Limiar com a Pressão
Uniaxial na Direção $(0,0,1)$ 35

. Capítulo V

V-1 - Montagem Experimental 40

. Capítulo VI	
VI-1 - Resultados Experimentais	49
. Capítulo VII	
VII-1 - Análise e Comentários.	55
Parte II - Laser Semicondutor de GaAlAs-QW	
. Capítulo VIII	
VIII-1 - Introdução.	61
. Capítulo IX	
IX-1 - Conceitos Básicos de Poços Quânticos.	63
IX-2 - Ganho na Estrutura dos Lasers de Poço Quântico.	73
IX-3 - Confinamento Modal de Lasers de Poço Quântico.	79
IX-4 - Corrente Limiar no Laser de Poço Quântico.	81
. Capítulo X	
X-1 - Guiamento de Luz no Laser.	84
X-2 - Perfil do Índice de Refração Complexo.	87
X-3 - Perturbação Causada Pelos Portadores.	88
X-4 - Efeito da Temperatura.	90
X-5 - Distribuição de Portadores ao Longo da Junção.	95
X-6 - Portadores Versus Temperatura.	100
. Capítulo XI	
XI-1 - Atrasos em Lasers.	103

XI-2 - Cálculo do Ganho	104	
XI-3 - Análise do Modo Fundamental	110	
XI-4 - Índice de Refração Efetivo.	111	
XI-5 - Ganho Modal.	115	
XI-6 - Efeito da Pressão Uniaxial no Ganho Modal em Lasers de Poço Quântico de GaAlAs.	117	
. Capítulo XII		
XII-1 - Resultados Experimentais.	120	
XII-2 - Comparação dos Resultados Experimentais com Resultados Teóricos.	133	
XII-3 - Níveis de Energia.	136	
. Capítulo XIII		
XII-1 - Conclusão.	143	
. Apêndice I.		144
. Apêndice II.		151
. Referências.		153

PARTE I

Laser Semicondutor de InGaAsP-DH

CAPÍTULO I:

Introdução:

Os lasers de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ são de grande importância para a comunicação óptica, pois, além de operarem à temperatura ambiente, oferecem boas condições de operação em fibras-ópticas, devido ao fato de emitirem a radiação eletromagnética na faixa de comprimento de onda de 1,2 a $1,6\mu\text{m}$. Nesta região as perdas nas fibras-ópticas são mínimas e a dispersão é praticamente nula (30). Isto faz com que considerável atenção tenha sido dedicada ao estudo destes lasers, e uma grande quantidade de informação tenha sido divulgada sobre vários temas que envolvem estes dispositivos. Um destes temas, é o mecanismo de recombinação que é responsável por uma série de fatores, entre os quais está a corrente limiar, ou densidade de corrente limiar.

Uma maneira de se estudar como os mecanismos de recombinação influenciam o comportamento do laser é aplicar pressão uniaxial e observar seu efeito sobre a densidade de corrente limiar.

Como veremos no decorrer desta apresentação, a aplicação de pressão uniaxial em semicondutores numa direção definida, produz uma redução da simetria do material o que induz mudanças significativas nas bandas eletrônicas de energia. Uma dessas mudanças, é a eliminação parcial ou total da degenerescência, o que induz o aparecimento de efeitos fortemente pronunciados, como a mudança nos parâmetros

de rede e na simetria de um semicondutor os quais, por sua vez, produzem importantes modificações nos estados eletrônicos e vibracionais. Assim pode-se obter informações sobre as propriedades intrínsecas do cristal não deformado, bem como sobre os potenciais de deformação.

A aplicação de pressão uniaxial nos lasers semicondutores de InGaAsP e GaAs e GaAlAs, produz uma redução da simetria do cristal, de cúbica para tetragonal, e uma quebra parcial na degenerescência, o que induz mudanças na corrente limiar destes lasers. Estas variações na corrente limiar foram medidas experimentalmente para pressão uniaxial perpendicular ao plano da camada ativa na direção (0,0,1).

No capítulo II, fazemos uma breve discussão sobre algumas propriedades básicas do laser.

No capítulo III, definimos o coeficiente de ganho, perdas e corrente limiar, bem como a influência do mecanismo de recombinação não radiativo, tipo efeito Auger, na densidade de corrente limiar, e finalmente, passamos a discussão do efeito da pressão uniaxial na corrente limiar dos lasers de InGaAsP.

O modelo matemático, que calcula o efeito da pressão uniaxial nos lasers semicondutores, proposto por Patel e colaboradores (10), (11), é desenvolvido no capítulo IV. Neste capítulo, se obtém o deslocamento da banda de valência em relação a banda de condução, bem como a variação do ganho líquido com a pressão.

A montagem, e métodos utilizados na obtenção dos resultados experimentais, estão descritos no capítulo V.

No capítulo VI, é feita a exposição dos resultados experimentais da variação da corrente limiar com a pressão uniaxial.

Finalmente no capítulo VII, é feita a análise e comentários dos resultados baseando-se no que foi exposto no trabalho.

CAPÍTULO II:

Laser Semicondutor - Considerações Gerais:

Os primeiros lasers semicondutores, lasers de homojunção, consistiam simplesmente, da difusão de Zinco em um substrato tipo n de GaAs (Arseneto de Gálio), formando uma junção p-n, através da qual conseguiam recombinação radiativa por meio de injeção de elétrons na região de recombinação, ou região ativa, como é mais frequentemente chamada. Os elétrons injetados na região ativa, rapidamente recombinam-se, emitindo fótons de energia próxima à faixa de energia proibida. A radiação estimulada é obtida quando o ganho ou amplificação de luz, ao atravessar o material, supera todas as perdas sofridas nessa travessia. Bernard e Duraffourg⁽¹⁾ mostraram que a condição necessária para que isso aconteça é que a diferença dos quase-níveis de Fermi na banda de condução e valência $F_c - F_v$, tenha valor maior ou igual ao valor da banda proibida do material. Na figura 1, mostramos um diagrama representativo da energia versus densidade de estados, para um semicondutor no estado excitado, com uma população de elétrons na banda de condução e uma população de buracos na banda de valência.

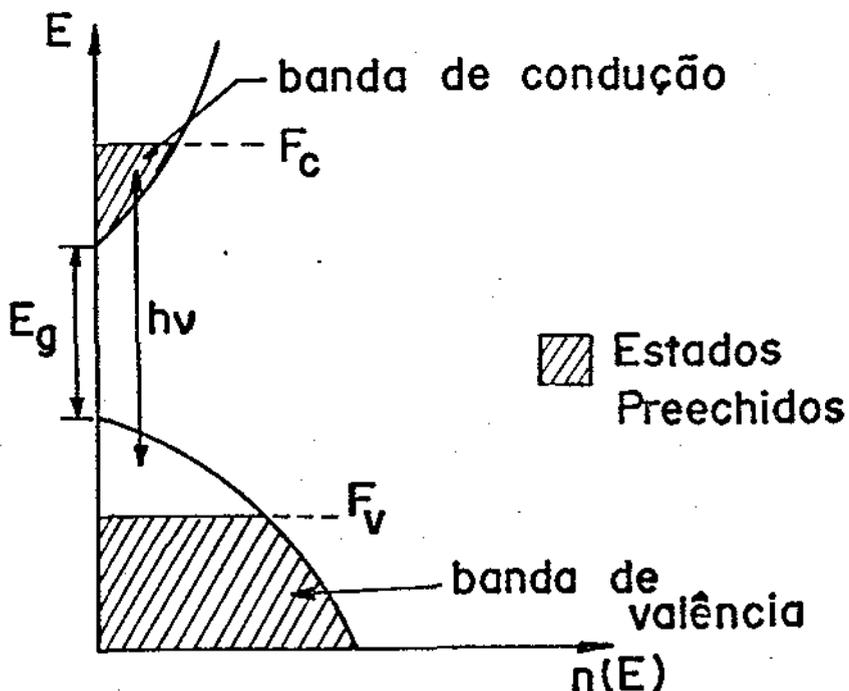


Figura 1 - Diagrama de energia versus densidade de estados para um semiconductor no estado excitado

$$F_c - F_v > h\nu$$

Condição de Bernad-Durofffourg, para que ocorra emissão estimulada.

Pelo fato de o semiconductor ter um alto índice de refração, as faces clivadas exibem considerável reflectividade e formam entre elas uma cavidade de Fabry - Perot. Este ressonador é excitado dentro do laser, até uma corrente limiar e, pelo fato de se ter uma alta emissão estimulada nos semicondutores, um pequeno ressonador é suficiente para gerar o "feed-back" necessário para a oscilação.

Nos lasers de homojunção, a densidade de corrente limiar é muito alta, e se o laser não for resfriado, estará na faixa de 35 a 100 KA/cm². Este alto valor provém, em parte, da natureza fundamental do semiconductor e das altas densidades de estados eletrônicos nas bandas de condução e de valência. Contudo, além desses, outros fatores são responsáveis pela alta densidade de corrente limiar. São eles:

a- O baixo confinamento dos elétrons injetados na região ativa.

b- O baixo confinamento óptico na região de ganho.

Na figura 2, esquematizamos a estrutura física de um laser de homojunção, polarizado no sentido direto; o diagrama de energia; o índice de refração e; a distribuição de intensidade luminosa, num diagrama muito ilustrativo.

Um avanço em relação às homojunções foram as hetero-estruturas, as quais são formadas pela junção de dois semicondutores diferentes com os mesmo parâmetros de rede, e diferentes energias de banda proibida e índice de refração.

Assim, com a finalidade de eliminar ambas as deficiências a e b, surgiu a dupla-hetero-estrutura, a qual é formada por um semiconductor de banda proibida menor, entre dois semicondutores de banda proibida maior. Quando envolvemos um material de "gap" menor p ou n com camadas de "gap" maior, criamos uma barreira de energia, que limita a difusão dos portadores. Um diagrama das bandas de uma dupla-hetero-estrutura N - p - P é ilustrada na figura 3 (geralmente, nos referimos aos materiais de maior "gap" de energia com caracte-

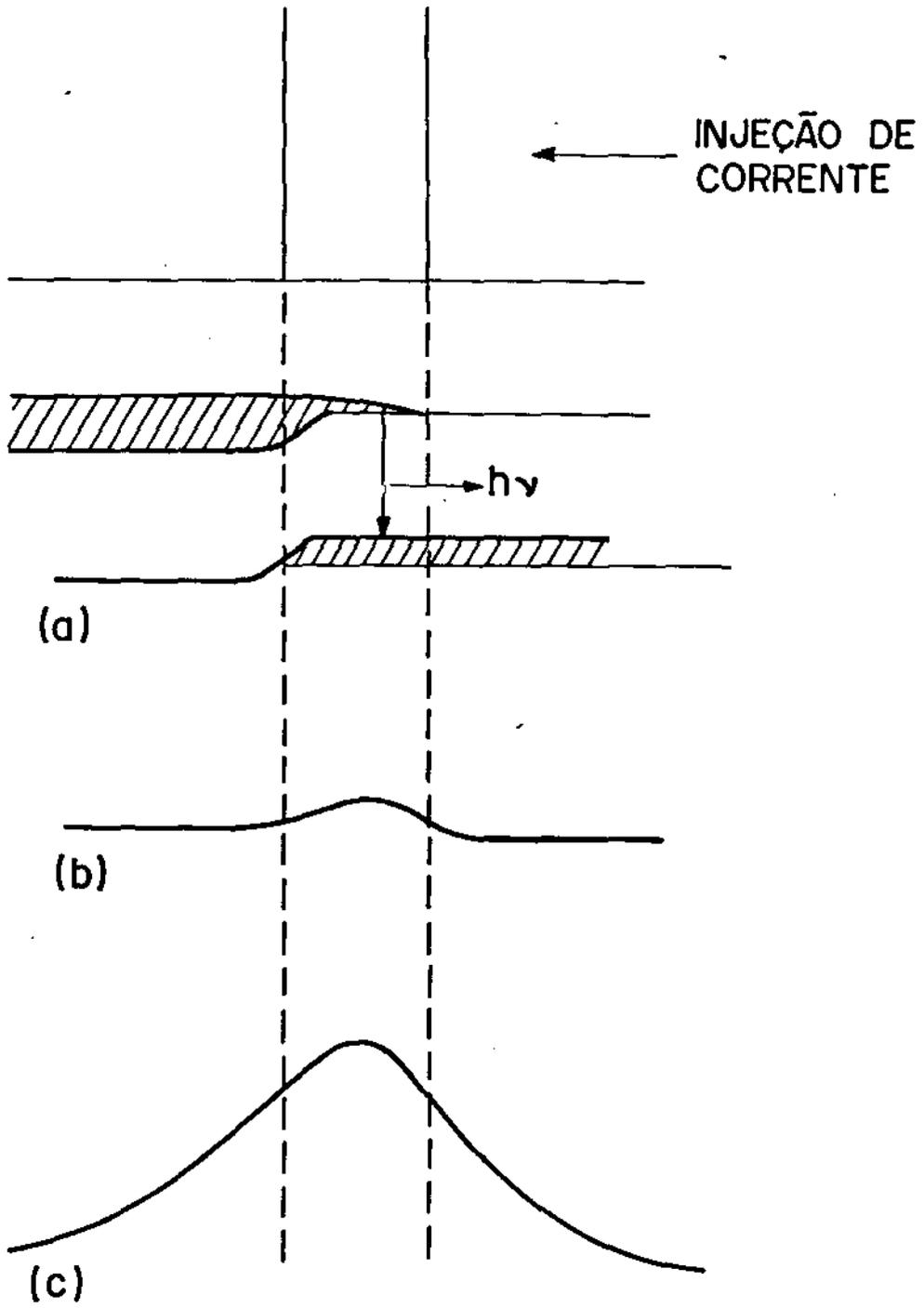


Figura 2 - Estrutura física de um laser de homojunção.

a- Energia

b- Índice de refração

c- Intensidade luminosa

res letras maiúsculas e, aos de menor "gap", com minúsculas).

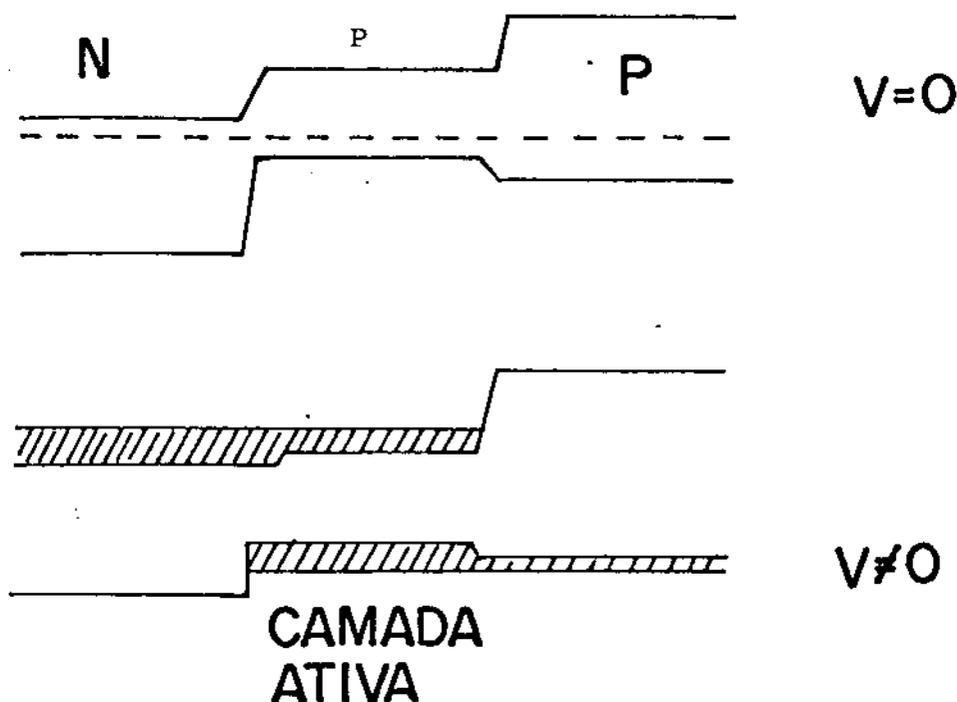


Figura 3 - Diagrama de bandas para uma dupla-hetero-estrutura.

As descontinuidades nas bandas de condução e valência confinam os portadores injetados na camada ativa, o que resulta na inversão de população necessária para se obter emissão estimulada. A primeira descontinuidade cria uma barreira para elétrons na junção p-P, confinando-os na camada p. A descontinuidade na banda de valência cria uma barreira para os buracos na junção N - p, o que impede sua injeção na camada N. Cria-se assim, uma região de inversão de população definida pela camada ativa de tipo p,

onde se dá a recombinação de elétrons e buracos, resultando na emissão de luz. Além do confinamento de portadores, esta estrutura aumenta eficientemente o confinamento óptico da radiação emitida dentro da região ativa. Este confinamento é devido à variação do índice de refração existente entre a região ativa e as camadas adjacentes, formando um guia de onda óptico na direção perpendicular à junção N - p - P. Isto faz com que o estabelecimento da emissão estimulada aconteça como um modo normal, ou um auto-modo deste guia, formado pela dupla-hetero-estrutura.

Na figura 4, esquematizamos a estrutura física de um laser de dupla-hetero-estrutura polarizado no sentido direto; o diagrama de energia; o índice de refração e a distribuição de intensidade luminosa, num diagrama muito ilustrativo.

Essa propriedade, confinamento de portadores e da luz permitem a operação do dispositivo à temperatura ambiente, a uma densidade de corrente limiar de até duas ordens de grandeza menor (de 1 a 2 KA/cm²) que a da simples homojunção.

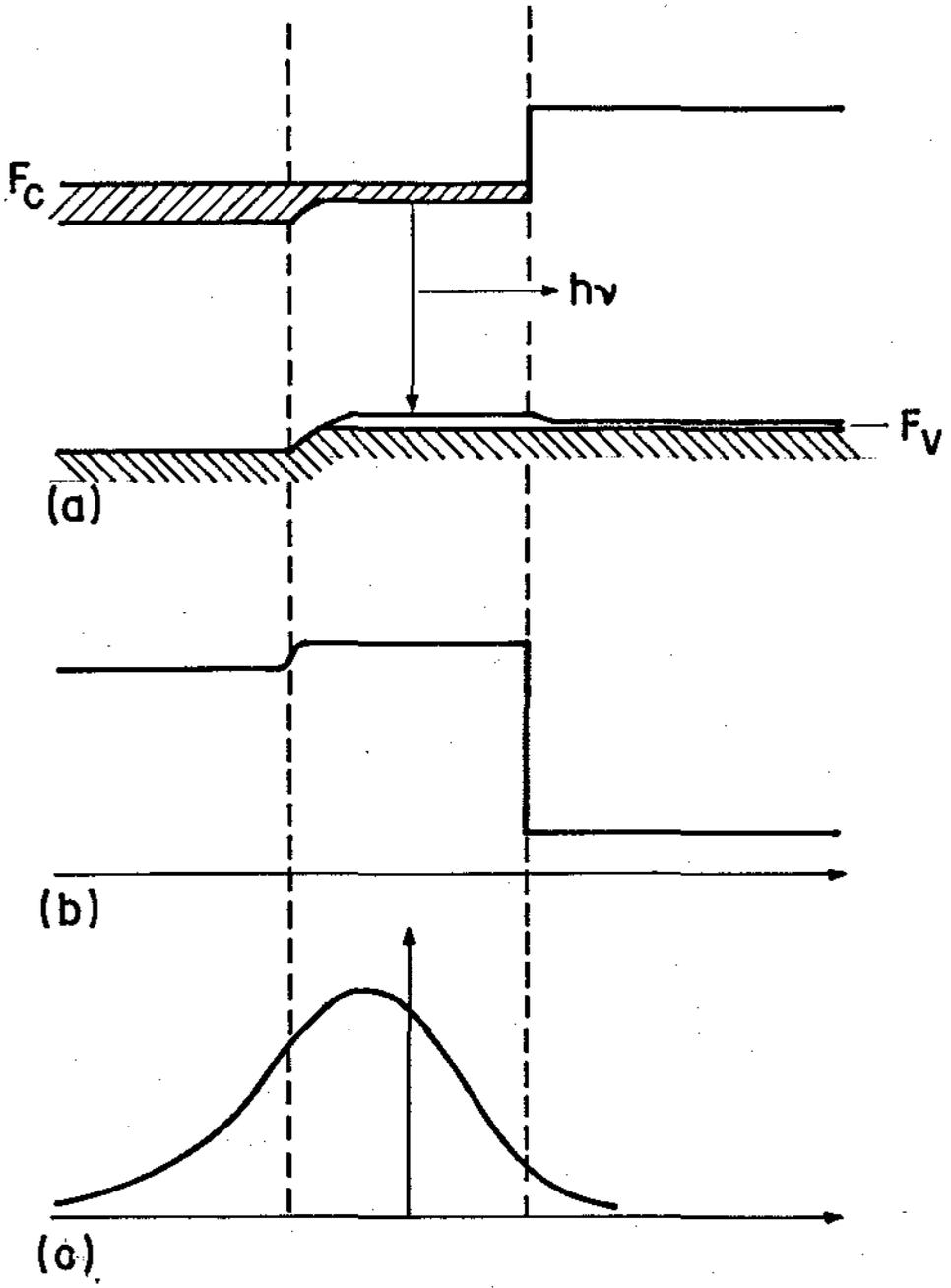


Figura 4 - Estrutura física de um laser de dupla-hetero-estrutura.

a- Energia

b- Índice de refração

c- Intensidade luminosa

CAPÍTULO III:

III-1 - Definição de Corrente Limiar:

A corrente limiar, ou mais especificamente a densidade de corrente limiar é, sem dúvida, a propriedade mais significativa de um laser semiconductor. A corrente limiar do dispositivo sendo baixa, nos elimina muitos problemas, como por exemplo, facilita bastante a operação do laser em regime contínuo, minimizando o aquecimento associado com a resistência e recombinação não radiativa. Em adição a isso, a baixa corrente limiar simplifica muito os circuitos de polarização, na medida em que os lasers são colocados em sistemas de comunicações ópticas ou outras aplicações.

Podemos definir a corrente limiar como a corrente necessária para injetar na região ativa uma densidade de portadores minoritários, suficiente para gerar ganho igual às perdas existentes na cavidade.

A expressão matemática para a densidade de corrente limiar pode ser calculada levando-se em conta o coeficiente de ganho e os mecanismos de perdas existentes em um laser semiconductor.

III-2 - Coeficiente de Ganho:

Podemos definir o ganho como uma razão entre o número de fótons emitidos numa transição banda a banda, ou, banda nível de impureza e o número de fótons absorvidos entre essas bandas, ou, em outras palavras, o ganho pode ser definido como a probabilidade de um fóton criar um fóton estimulado.

Quando injetamos na região ativa dos lasers semicondutores um número de elétrons n por cm^3 , criamos certa probabilidade de emissão espontânea e estimulada. Tudo isto, é descrito no coeficiente de ganho.

F. Stern, em 1973 (2), calculou, usando vários modelos, o coeficiente de ganho g em função da densidade de corrente nominal J_{nom} , que ele definiu como:

$$J_{\text{nom}} = e R_{\text{esp}} d_0 \quad \{1\}$$

onde R_{esp} é a razão de emissão espontânea por volume, e a carga do elétron e d_0 é uma espessura nominal de $1\mu\text{m}$.

Para o InGaAsP, o modelo mais apropriado é o desenvolvido por N.K. Dutta e R.J. Nelson (3).

A seguir, reproduzimos na fig. 5, os resultados obtidos por eles:

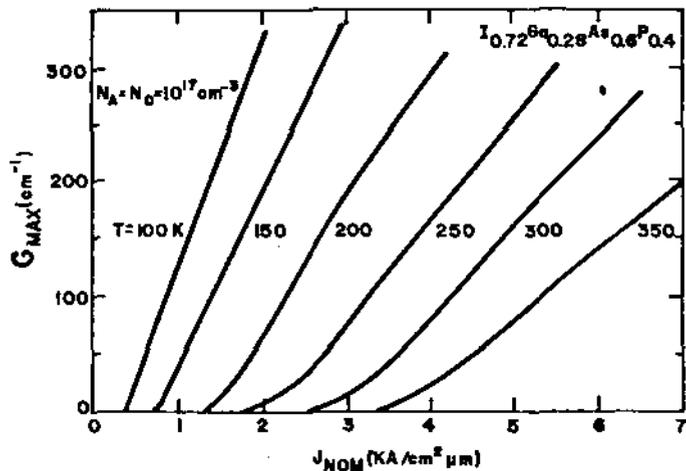


Figura 5 - Ganho em função de J_{nom} .

Observando a figura (5) , podemos notar que, acima de 30cm^{-1} , o ganho comporta-se linearmente, e a relação entre g e J_{nom} pode ser escrita como:

$$g = \beta J_{\text{nom}} - \alpha \quad \{2\}$$

onde os valores β e α podem ser retirados da equação da reta, que está plotado na figura (5), para a temperatura de 300 K

Logo, teremos:

$$\beta = 0,08 \text{ cm } \mu\text{m}/\text{A}$$

$$\alpha = 240 \text{ cm}^{-1}$$

III-3 - Mecanismo de Perda:

A definição de mecanismo de perda é a inversa da definição do coeficiente de ganho, ou seja, o mecanismo de perda é definido como a probabilidade de um fóton ser absorvido.

Todo fóton gerado por transições ópticas elétron-buraco, pode ser perdido no volume da região ativa pela ação de diferentes mecanismos. Podemos enumerá-los como: choques com portadores livres (α_{pl}), espalhamento por imperfeições ou rugosidades nas paredes do guia (α_{sc}) e saídas pelos espelhos do dispositivo (α_{esp}). Somando, temos a perda total que denotaremos com α_{T} :

$$\alpha_{\text{T}} = \Gamma \alpha_{\text{pl}}^{\text{a}} + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{\text{pl}}^{\text{n}} + \alpha_{\text{pl}}^{\text{p}}) + \alpha_{\text{sc}} + \alpha_{\text{esp}} \quad \{3\}$$

onde Γ é o fator de confinamento, e os sub-índices a , n e p definem as perdas na região ativa, passiva n e p , respectivamente.

A fórmula pela qual vamos descrever o fator de confinamento foi descrita por H.C. Casey Jr. (4).

$$\Gamma = \left| 1 + \frac{\cos^2(kd/2)}{\gamma |d/2 + \frac{1}{k} (\cos \frac{kd}{2}) (\sin \frac{kd}{2})|} \right|^{-1} \quad (4)$$

O cálculo do fator de confinamento em função da espessura para os lasers de InGaAsP, foi feito e plotado por F.C. Prince (5).

A seguir, reproduziremos este gráfico:

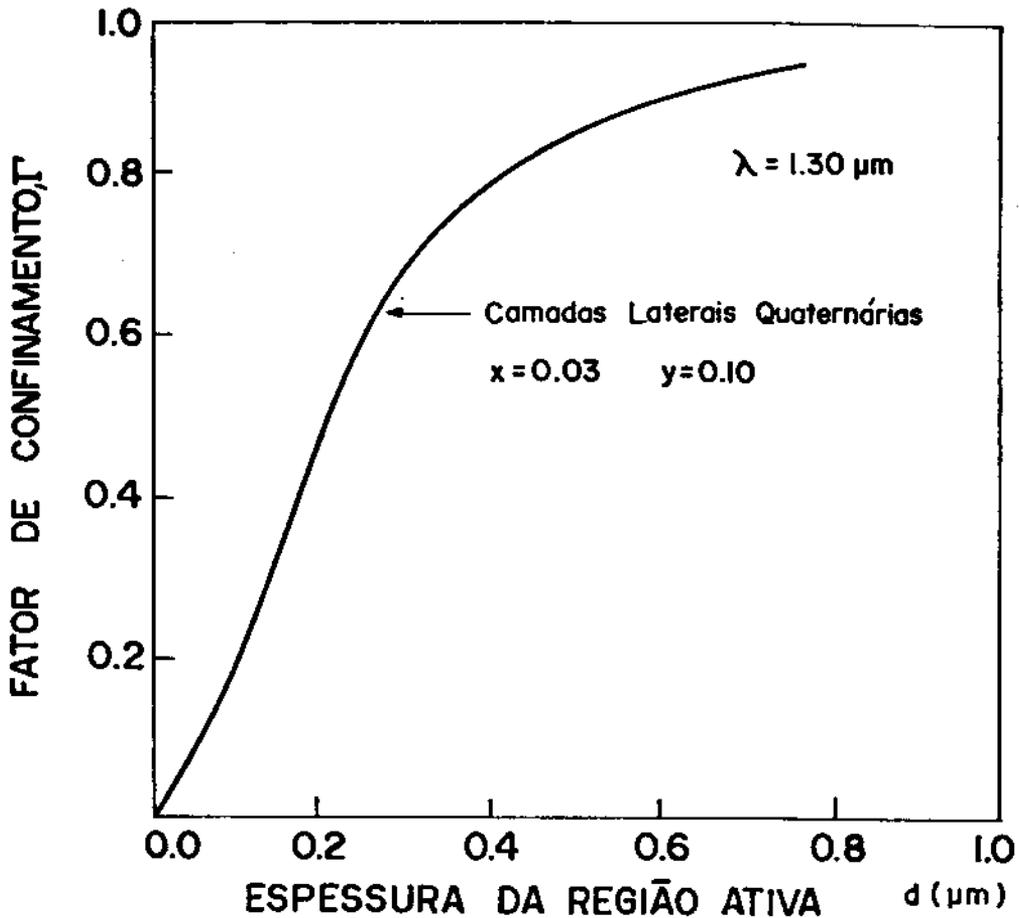


Figura 6 : Fator de confinamento em função da espessura da região ativa d . (ref. 5)

III-4 - Condição Limiar

Tendo-se definido o coeficiente de ganho e os mecanismos de perda, torna-se fácil definir a densidade de corrente,

Uma vez que,

$$J_{\text{nom}} = \frac{J \eta}{d} \quad \{5\}$$

onde:

J = corrente fornecida

η = eficiência interna

d = espessura da região ativa

A densidade de corrente limiar, pode ser definida como a densidade de corrente necessária para gerar ganho igual às perdas existentes na cavidade, ou seja quando o ganho é igual à perda, J passa a ser J_L .

Temos então:

$$g = \alpha_T \quad \{6\}$$

como vimos na equação {2}, g é dado por:

$$g = \beta J_{\text{nom}} - \alpha$$

e como vimos na equação {3}, α_T é dado por:

$$\alpha_T = \Gamma \alpha_{\text{pl}}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{\text{pl}}^n + \alpha_{\text{pl}}^p) + \alpha_{\text{sc}} + \alpha_{\text{esp}}$$

Resultando:

$$\beta J_{\text{nom}} - \alpha = \alpha_T \quad \{7\}$$

ou

$$\beta \left(\frac{J_L \eta}{d} \right) - \alpha = \Gamma \alpha_{pl}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{pl}^n + \alpha_{pl}^p) + \alpha_{sc} + \alpha_{esp} \quad \{8\}$$

ou ainda,

$$J_L = \frac{d}{\beta \eta} \left\{ \Gamma \alpha_{pl}^a + \frac{1-\Gamma}{2} (\alpha_{pl}^n + \alpha_{pl}^p) + \alpha_{sc} + \alpha_{esp} + \frac{\alpha d}{\beta \eta} \right\} \quad \{9\}$$

Esta é, portanto, a equação teórica para corrente limiar. Podemos, contudo, aproximar esta equação para uma mais simples, levando-se em conta dados experimentais, ou seja, empiricamente podemos descrever a corrente limiar:

$$J_L(T) = J_L(T_1) \exp \left| \frac{T-T_1}{T_0} \right| \quad \{10\}$$

O fato da corrente limiar estar em função da temperatura é devido ao fato de α e β serem, também, função da temperatura.

É importante notar que esta equação é válida somente para uma pequena faixa de temperatura em torno da temperatura ambiente.

O parâmetro T_0 embutido na equação {10}, expressa o fato que já comentamos na introdução, da forte de-

pendência da corrente limiar com a temperatura. É interessante notar aqui que é justamente T_0 a diferença fundamental entre os lasers de InGaAsP e os laser de GaAs. Enquanto, os lasers de GaAs, apresentam um valor típico de $T_0 \approx 120^\circ - 160^\circ\text{C}$, os lasers de InGaAsP apresentam $T_0 \approx 50-75^\circ\text{C}$ (5). Isto indica uma diferença fundamental nos mecanismos de recombinação, coeficiente de ganho, ou até mesmo no confinamento dos portadores injetados na região ativa pelas barreiras laterais. Estes são pontos bastante discutidos na atualidade, e tudo indica que emissão não radiativa, tipo efeito Auger, esta fortemente envolvida nos mecanismos de recombinação.

III-5 - O Mecanismo de Recombinação Auger:

O efeito Auger é um mecanismo de recombinação não radiativo, que pode estar presente nos semicondutores. A recombinação Auger foi proposta pela primeira vez pelos autores Beattie e Landsberg (6) com base numa estrutura de banda bastante simples, mostrada na figura 7.

Posteriormente muitos trabalhos foram publicados usando estrutura de banda mais complicada, consistindo de banda de condução, banda de buracos leves e banda de buracos pesados (7).

No efeito Auger, a energia liberada por uma recombinação de um elétron é imediatamente absorvida por outro elétron, que dissipa esta energia por emissão de fótons. Então, esta colisão que envolve três portadores, dois elétrons e um buraco, ou dois buracos e um elétron, resulta na não e-

missão de fótons. Um grande número de processo Auger pode acontecer, dependendo, no entanto, da natureza da transição e da concentração de portadores.

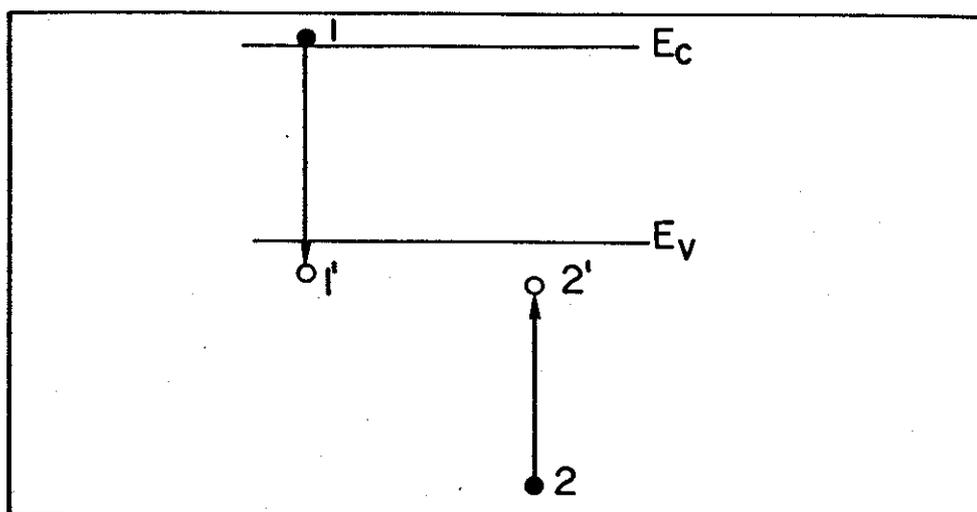


Figura 7 - Recombinação Auger proposta por Beattie e Landsberg (Ref. 6).

A figura 8 ilustra a transição banda a banda, para três portadores; a figura (8a), ilustra o caso de dois elétrons e um buraco, onde a energia liberada da recombinação do 1º elétron com o buraco é usada para excitar o 2º elétron para um estado de energia mais alto na banda de condução, em material do tipo n; a figura (8b), ilustra o caso de dois buracos e um elétron, em material do tipo p, onde a energia cinética liberada da recombinação do elétron com o 1º buraco é usada para levar o 2º buraco a um estado de energia mais alta na banda de valência.

A recombinação Auger é usualmente caracterizada por sua dependência com a densidade de portadores, o que a distingue dos outros processos de recombinação. Albert Hang (8) estudou a dependência da transição Auger como função da

densidade de portadores e especificou vários casos:

- 1- Recombinação Auger "normal" só é possível em semicondutores de "gap" pequeno, e a razão de recombinação é proporcional ao produto np que são as densidades de elétrons e buracos.
- 2- Recombinação Auger com a participação de fónons é a que predomina em semicondutores com "gap" $E_g \approx 1$ ev, e tem a dependência usual n^2p .
- 3- Recombinação Auger de segunda ordem, com dois elétrons Auger, vai com $n^{7/8}p$ em vez de n^3p , como seria esperado.

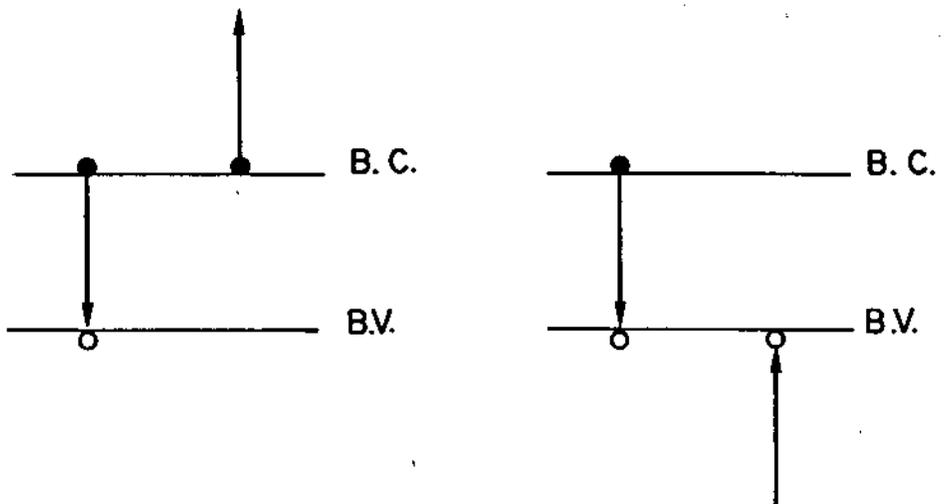


Figura 8 - Diagrama do processo Auger, (a) envolvendo dois elétrons e um buraco, (b) envolvendo dois buracos e um elétron.

Além disso para altas concentrações, $(n,p \sim$

10^{19} cm^{-3}) a razão de recombinação pode ser diminuída pela interação coulombiana entre os portadores. Com base neste trabalho de A. Hang (8) podemos escrever que:

$$R_A = B_1 n^2 p \quad \{11\}$$

onde R_A é a razão de recombinação Auger, B_1 a constante de recombinação Auger, e n e p são as densidades de elétrons e buracos, respectivamente. Essa equação é a discussão do caso mais simples de recombinação Auger, sem conservação de \vec{k} , ou seja, com a participação de fônons.

A razão de recombinação radiativa, que origina a emissão estimulada e espontânea nos semicondutores de gap direto, é dada por (9):

$$R_R = \int_0^{\infty} \gamma_{\text{spont}}(h\nu) d(h\nu) \quad \{12\}$$

Para um cálculo qualitativo, vamos assumir o mais simples dos casos, onde a recombinação não seja governada pela conservação de \vec{k} , assim a razão de recombinação radiativa fica proporcional aos produtos de estados cheios na banda de condução pelos números de estados vazios na banda de valência:

$$R_R = B n p \quad \{13\}$$

Escrevendo então a razão total de recombinação como a soma das recombinações radiativas mais as recom

binações Auger teremos:

$$R_T = R_R + R_A = B n p + B_1 n^2 p \quad \{14\}$$

Com base nestes argumentos, podemos definir a eficiência das recombinações radiativas como:

$$\eta_i = \frac{R_R}{R_R + R_A} = \frac{Bnp}{Bnp + B_1 n^2 p} \quad \{15\}$$

ou simplesmente:

$$\frac{1}{\eta_i} = 1 + \frac{B_1}{B} n \quad \{16\}$$

Podemos, também, calcular J_L em função dos coeficientes de recombinação, usando a equação {9} e a equação {16}.

Reescrevendo a equação {9} temos:

$$J_L = \frac{d}{\Gamma\beta\eta} |\alpha_T| + \frac{\alpha d}{\beta\eta} \quad \{17\}$$

onde α_T e os demais parâmetros, já foram definidos anteriormente.

Usando a equação {16} podemos reescrever {17} como:

$$\frac{1}{J_L} = \frac{\Gamma\beta}{d|\alpha_T + \Gamma\alpha|} - \frac{B_1 \tau}{B e d} \quad \{18\}$$

Desta eq. observamos que o mecanismo de recombinação Auger, representado por B_1 , tende a aumentar a densidade da Corrente Limiar.

CAPITULO IV:

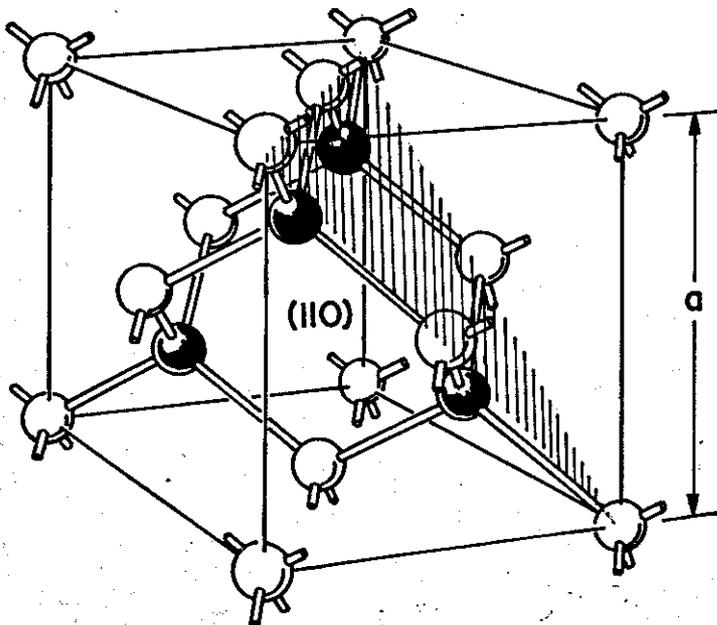
IV-1 - Teoria:

Para se calcular a variação do ganho líquido de um laser semiconductor, com a pressão uniaxial, é necessário o conhecimento da deformação causada por esta pressão na estrutura cristalina do semiconductor.

Um modelo que calcula a variação do ganho líquido com a pressão uniaxial em laser semicondutores foi elaborado por Patel e outros (10), (11).

Como sabemos, a estrutura cristalina do InGaAsP aproxima-se da estrutura cristalina do InP, a qual, como da maioria dos semicondutores, é do tipo zinc-blende e constitui-se, essencialmente, de duas redes cúbicas f.c.c. interpenetrantes; a primeira de In e a segunda de P, situada a 1/4 da diagonal do cubo da primeira. Desse modo, um átomo de In ficará no centro de um tetraedro, rodeado por quatro átomos de P situados nos quatro vértices e vice-versa (figura 9).

Figura 9 - Estrutura cristalina de um semiconductor do tipo Zinc-blende.



Deste modo, o topo da banda de valência, situado em $\vec{k} = 0$, é triplamente degenerado, com orbitais tipo p ($\ell = 1$), tem simetria orbital Γ_{15} e, com spin, seria seis vezes degenerada.

Agora, quando consideramos a interação spin-órbita, esta degenerescência vai se separar em uma duplamente degenerada, com $j = \ell + s = 3/2$, que se transforma como Γ_8 (figura 10).

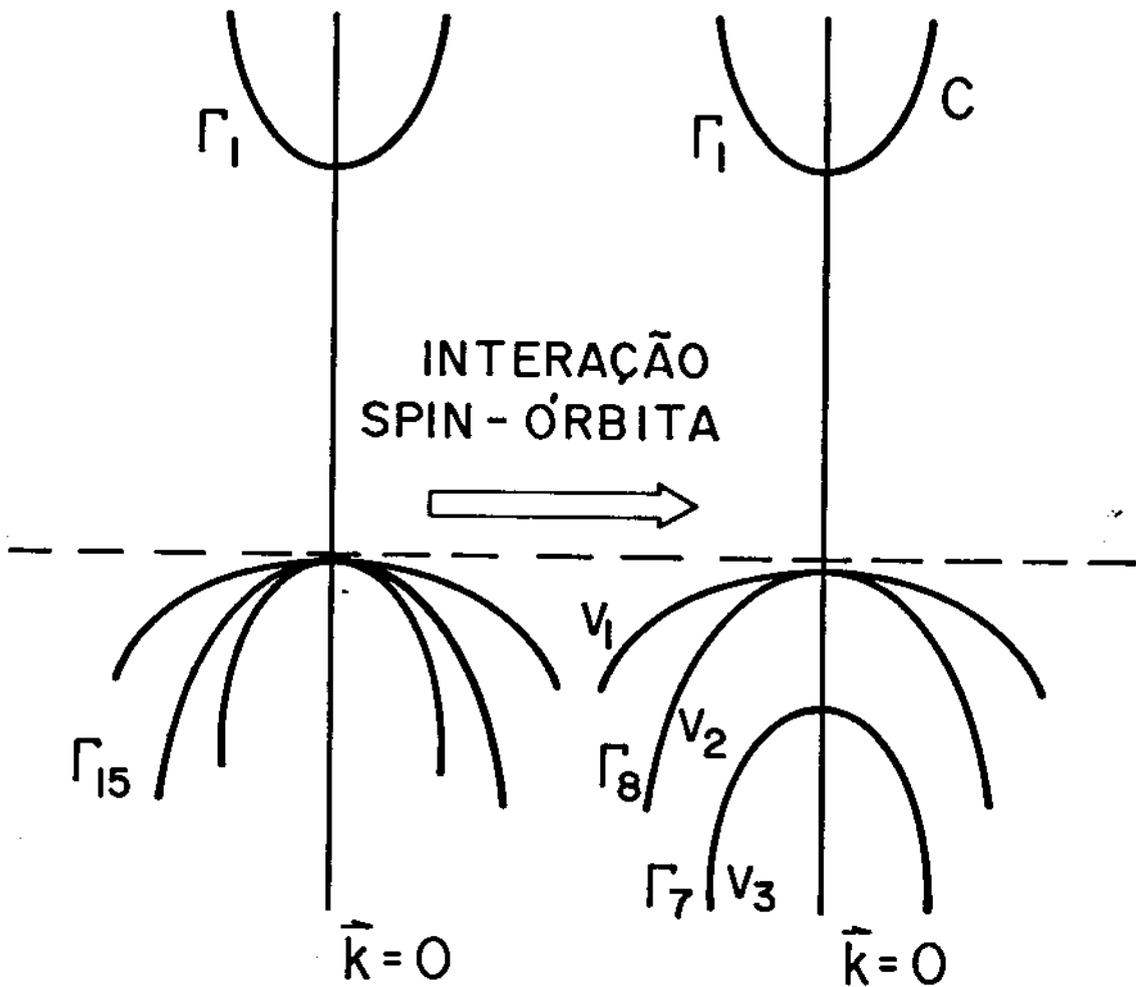


Figura 10: Esquema das bandas degeneradas com interação spin-órbita

No caso do InGaAsP, é fácil ver que uma pres-

são uniaxial na direção (001) vai reduzir a simetria, de cúbica, para tetragonal. Mais especificamente, vamos passar do grupo cúbico para o tetragonal. Logo, vai separar a banda quatro vezes degenerada em $\vec{k} = 0$ no extremo da banda de valência em duas, cada uma duplamente degenerada a saber, uma $|V_1\rangle$, de buracos pesados, correspondente aos estados $(3/2 \pm 1/2)$, com simetria orbital Γ_7 , e outra $|V_2\rangle$ de buracos leves, correspondente aos estados $(3/2 \pm 3/2)$, com simetria orbital Γ_6 . A banda $|V_3\rangle (1/2 \pm 1/2)$ continua duplamente degenerada (figura 11).

Além disso, a componente de pressão hidrostática da pressão uniaxial aplicada, desloca o "centro de gravidade" das bandas $|V_1\rangle$, $|V_2\rangle$ e $|V_3\rangle$, relativamente à banda de condução.

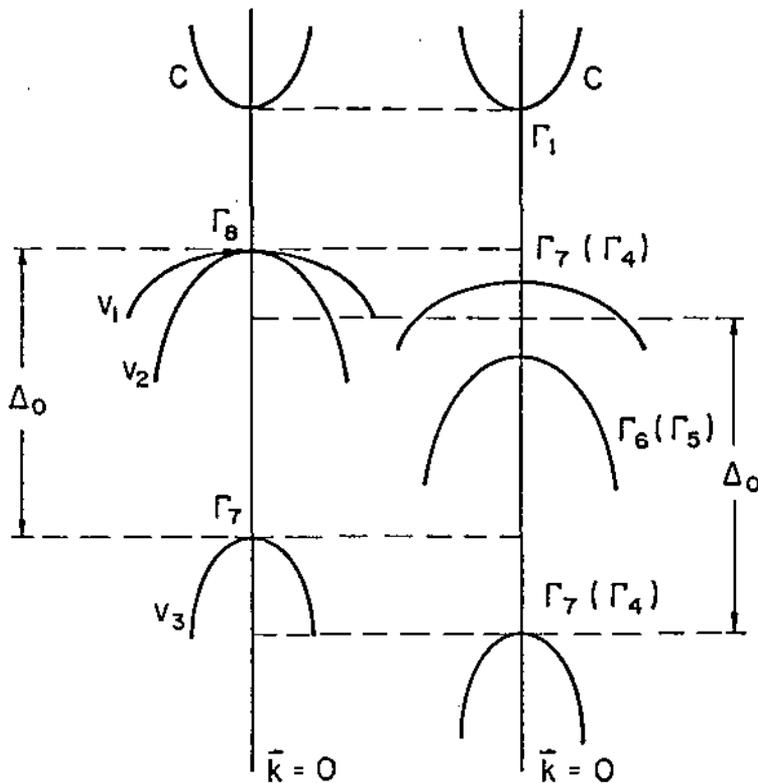


Figura 11: Diagrama de Bandas de Energia do InGaAsP.

a- Sem pressão

b- Com pressão

A seguir, daremos início ao cálculo da Hamiltoniana da pressão, para que, assim, possamos estimar os deslocamentos das bandas de valência em relação à banda de condução causadas pela variação da pressão uniaxial.

IV-2 - Hamiltoniana da Pressão:

Para construirmos a hamiltoniana da tensão, partiremos do cristal não deformado em $\vec{k} = 0$, cuja função de onda $\psi_0(\vec{x})$ é periódica para cada cela elementar. Sob pressão, modifica-se $\psi_0(\vec{x})$ para uma nova função de onda $\psi_{\vec{k}}$, em virtude de que as celas elementares do cristal, sob deformação, também se deformam, mantendo, porém, a nova função de onda periódica com um período das novas celas elementares.

Pikus e Bir (12) e Kleiner e Roth (13), estudando a deformação de cristais, descreveram a deformação por um tensor $\tilde{\epsilon} = \{\epsilon_{ij}\}$, considerando os termos, contendo esta deformação, com uma perturbação e , fazendo uma transformação de coordenadas inversa que combina a cela elementar deformada com a cela elementar não deformada, obtiveram a equação $\psi_{\vec{k}}$ do cristal deformado

$$(H_0 + H) \psi_{\vec{k}} = E \psi_{\vec{k}} \quad \{19\}$$

onde,

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \quad \{20\}$$

hamiltoniana do cristal não deformado

$$H = H_p + H_k + H_{so} \quad \{21\}$$

hamiltoniana de deformação. Onde:

$$H_k = \frac{h}{m} \vec{k} \cdot \vec{p} \quad \{22\}$$

hamiltoniana $\vec{k} \cdot \vec{p}$

$$H_{so} = \frac{h^2}{4m^2 c^2} \quad \{23\}$$

hamiltoniana da interação spin-órbita.

H_p é a perturbação em H_0 causada pela pressão.

Como em (12); (13), (14), (15), H_p pode ser escrito em termos dos momentos angulares e dos $E_{\alpha\beta}$ que ligam a transformação dos eixos X, Y, Z aos novos X', Y', Z' . Isto porque a aplicação de pressão uniaxial sobre um cristal vai distorcer seus eixos unitários X, Y, Z para X', Y', Z' (16)

$$H_p = -a^i (E_{xx} + E_{yy} + E_{zz}) - 3 b^i \left(L_x^2 - \frac{1}{3} L^2 \right) E_{xx} + p.c. |$$

$$- \frac{6 d^i}{\sqrt{3}} (\{ L_x L_y \} E_{xy} + p.c.) \quad \{24\}$$

onde,

- o superscrito i é o índice da banda.
- $E_{\alpha\beta}$ são as componentes do tensor de tensão.
- \vec{L} é o operador momento angular.
- p.c. denomina permutações cíclicas com respeito aos índices X, Y, Z .
- $\{ L_x L_y \}$ indica produto simetrizado
- $\{ L_x L_y \} = \frac{1}{2} (L_x L_y + L_y L_x)$

- a^i potencial de deformação hidrostático para a banda i .
- b^i é o potencial de deformação uniaxial para tensões de simetria tetragonal.
- d^i é o potencial de deformação uniaxial para tensões de simetria trigonal.

Temos ainda que definir a hamiltoniana para a perturbação $\vec{k} \cdot \vec{p}$, H_p , que determina a forma das bandas na vizinhança de $k = 0$; a qual, por sua vez, também é apresentada em termos dos mesmos operadores (17), (18) e (19).

$$H_k = A (K_x^2 + K_y^2 + K_z^2) - 3B \left| (L_x^2 - \frac{1}{2} L^2) K_x^2 + p.c. \right|$$

$$- \frac{6D}{\sqrt{3}} \left| \{L_x L_y\} K_x K_y + p.c. \right| \quad \{25\}$$

onde A , B e D são os parâmetros definidos por Dresselhaus, Kipe e Kittel (17).

Generaliza-se mais o problema se incluirmos na hamiltoniana total a variação do termo de interação spin-órbita, com a pressão H_{SO}^i . Porém, na realidade, a variação de H_{SO}^i foi considerada por Suzuki-Hensel (20) e Lande-Pollak-Cártona (21) através de uma hamiltoniana de pressão dependente do spin e verificou-se que sua contribuição é realmente muito pequena.

Com a finalidade de simplificar os cálculos, podemos tratar a hamiltoniana da pressão H_p e a hamiltoniana de $\vec{k} \cdot \vec{p}$ H_k numa mesma hamiltoniana, H_T , a qual é a soma de H_k e H_p .

então,

$$H_T = H_k + H_p \quad \{26\}$$

pode ser escrita:

$$H_T = B_1 \phi - 3B_2 \left| (L_x^2 - \frac{1}{3} L^2) V_{xx} + p.c. \right| - \frac{6B_3}{\sqrt{3}} \left| \{L_x, L_y\} V_{xy} + p.c. \right| \quad \{27\}$$

onde,

$$V_{\alpha\alpha} = BK_x^2 + b^i E_{\alpha\alpha}$$

$$V_{\alpha\beta} = a^i E_{\alpha\beta} + DK_\alpha K_\beta \quad \{28\}$$

$$\phi = AK^2 - a^i_\alpha \Sigma (E_{xx})$$

Podemos dividir esta hamiltoniana em duas partes. Uma escalar, responsável pela descrição da parte hidrostática:

$$H_H = B_1 \phi \quad \{29\}$$

e outra responsável pelos efeitos da pressão uniaxial:

$$H_T^i = -3B_2 \left| (L_x^2 - \frac{1}{3} L^2) V_{xx} + p.c. \right| - \frac{6B_3}{\sqrt{3}} \left| \{L_x, L_y\} V_{xy} + p.c. \right| \quad \{30\}$$

O primeiro termo é um escalar; não contém operadores, e, como estamos interessados em diferenças relativas, ele não tem uma importância relevante nos cálculos. Podemos, depois de feitos os cálculos, adicionar, se necessário, essa diferença de energia.

Usando como base as auto-funções de \vec{j}^2 e \vec{j}_z onde $\vec{j} = \vec{L} + \vec{S}$, $|j, mj\rangle$, com $\ell = 1$ e $s = 1/2$ para a banda de valência são dadas a seguir em termos das harmônicas esféricas (18):

$$|3/2, 3/2\rangle = |V_2^{+\uparrow}\rangle = Y_{11}^{\uparrow}$$

$$|3/2, 1/2\rangle = |V_1^{+\uparrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |\sqrt{2} Y_{10}^{\uparrow} + Y_{11}^{\uparrow}|$$

$$|1/2, 1/2\rangle = |V_3^{+\uparrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} | -Y_{10}^{\uparrow} + \sqrt{2} Y_{11}^{\uparrow} |$$

$$|3/2, -3/2\rangle = |V_2^{-\downarrow}\rangle = Y_{1-1}^{\downarrow} \quad \{31\}$$

$$|3/2, -1/2\rangle = |V_1^{-\downarrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} |\sqrt{2} Y_{10}^{\downarrow} + Y_{1-1}^{\downarrow}|$$

$$|1/2, -1/2\rangle = |V_3^{-\downarrow}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} | Y_{10}^{\downarrow} - \sqrt{2} Y_{1-1}^{\downarrow} |$$

onde $\uparrow\downarrow$ significam, respectivamente, "spin-up" e "spin-down", com respeito ao eixo de tensão.

Juntando a hamiltoniana H'_T com a interação spin-órbita, podemos definir a hamiltoniana H' :

$$H' = H_{SO} + H'_T \quad \{32\}$$

cujos elementos de matriz, na base referida {32}, são:

$$|H'| = \begin{vmatrix} -R & S & T & 0 & -\sqrt{\frac{1}{2}} S & -\sqrt{2} T \\ S^* & R & 0 & T & -\sqrt{2} R & \sqrt{\frac{3}{2}} S \\ T^* & 0 & R & -S & \sqrt{\frac{3}{2}} S^* & \sqrt{2} R \\ 0 & T^* & -S^* & -R & \sqrt{2} T^* & -\sqrt{\frac{1}{2}} S^* \\ -\sqrt{\frac{1}{2}} S^* & -\sqrt{2} R & \sqrt{\frac{3}{2}} S & \sqrt{2} T & -\Delta_0 & 0 \\ -\sqrt{2} T^* & \sqrt{\frac{3}{2}} S^* & \sqrt{2} R & -\sqrt{\frac{1}{2}} S & 0 & -\Delta_0 \end{vmatrix} \quad (33)$$

onde:

$$R = \frac{B_2}{2} (2 V_{zz} - V_{xx} - V_{yy}) \quad (34)$$

$$S = -B_3 (V_{xz} - iV_{yz})$$

$$T = \frac{\sqrt{3}}{2} B_2 (V_{xx} - V_{yy}) + i B_3 V_{xy}$$

e Δ_0 é a separação entre os multipletos $j = 3/2$ e $j = 1/2$ devido à interação spin-órbita.

Considerando $\Delta_0 \gg R, S$ ou T , ou seja \vec{k} e pressão pequenos, podemos usar o cálculo de perturbação em primeira ordem, onde teremos os auto-valores de {33}.

$$\begin{aligned}
 E_1' &= (R^2 + |S|^2 + |T|^2)^{1/2} \\
 E_2' &= -(R^2 + |S|^2 + |T|^2)^{1/2} \\
 E_3' &= -\Delta_0
 \end{aligned}
 \tag{35}$$

Acrescentando o termo $B_1 \phi$, obtemos os autovalores da hamiltoniana perturbada pela pressão com a origem de energia no topo da banda de valência não perturbada (em $\vec{k} = 0$ e sem pressão).

$$\begin{aligned}
 E_1 &= B_1 \phi + (R^2 + |S|^2 + |T|^2)^{1/2} \\
 E_2 &= B_1 \phi - (R^2 + |S|^2 + |T|^2)^{1/2}
 \end{aligned}
 \tag{36}$$

Buracos pesados.

Buracos leves.

$$E_3 = -\Delta_0 + B_1 \phi$$

Separada

IV-3 - Autovalores da Hamiltoniana na Direção (0,0,1):

Em nossos lasers, aplicamos a pressão perpendicularmente ao plano da junção, ou seja, na direção (0,0,1) (veja figura 12).

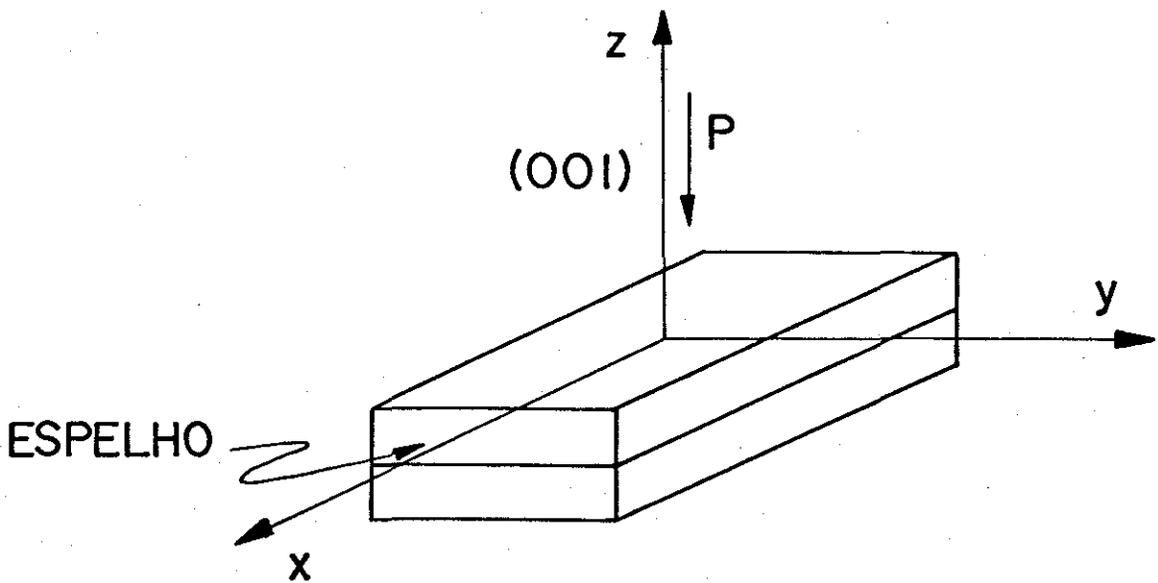


Figura 12: Direção da pressão no laser

As componentes de tensão, para a pressão aplicada na direção $(0,0,1)$, são (16).

$$E_{zz} = S_{11}P$$

$$E_{xx} = E_{yy} = S_{12}P \quad \{37\}$$

$$E_{xy} = E_{xz} = E_{yz} = 0$$

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

Se substituirmos {37} em {34}, teremos:

$$S = T = 0 \quad \{38\}$$

e

$$R = \frac{b}{2} (2S_{11}X - 2S_{12}X) \quad \{39\}$$

ou ainda, definindo:

$$\delta_H = a^i (S_{11} + 2S_{12}) = (\partial E_g / \partial P)$$

de potencial de deformação hidrostática e {40}

$$\delta_\mu^{(0,0,1)} = -2b (S_{11} - S_{12})$$

de potencial de deformação uniaxial, e substituindo {40} em {39} e, logo após, em {36}, chegamos a:

$$E_1 = -\delta_H P + \frac{1}{2} \delta_\mu^{(0,0,1)} P$$

$$E_2 = -\delta_H P - \frac{1}{2} \delta_\mu^{(0,0,1)} P \quad \{41\}$$

$$E_3 = -\Delta_0 - \delta_H P$$

Do resultado obtido em {41}, podemos dizer que a pressão uniaxial atuando sobre um semiconductor do tipo InGaAsP, vai produzir dois efeitos sobre os níveis de energia das bandas $|V_1\rangle$, $|V_2\rangle$ e $|V_3\rangle$.

1- Sua componente hidrostática vai deslocar uniformemente esses três níveis de $-\delta_H P$.

2- Sua componente uniaxial vai levantar parcialmente a degenerescência que existia entre os níveis correspondente as bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$ em $\vec{K} = 0$, antes da pressão uniaxial ser aplicada. Essa componente provocará des-

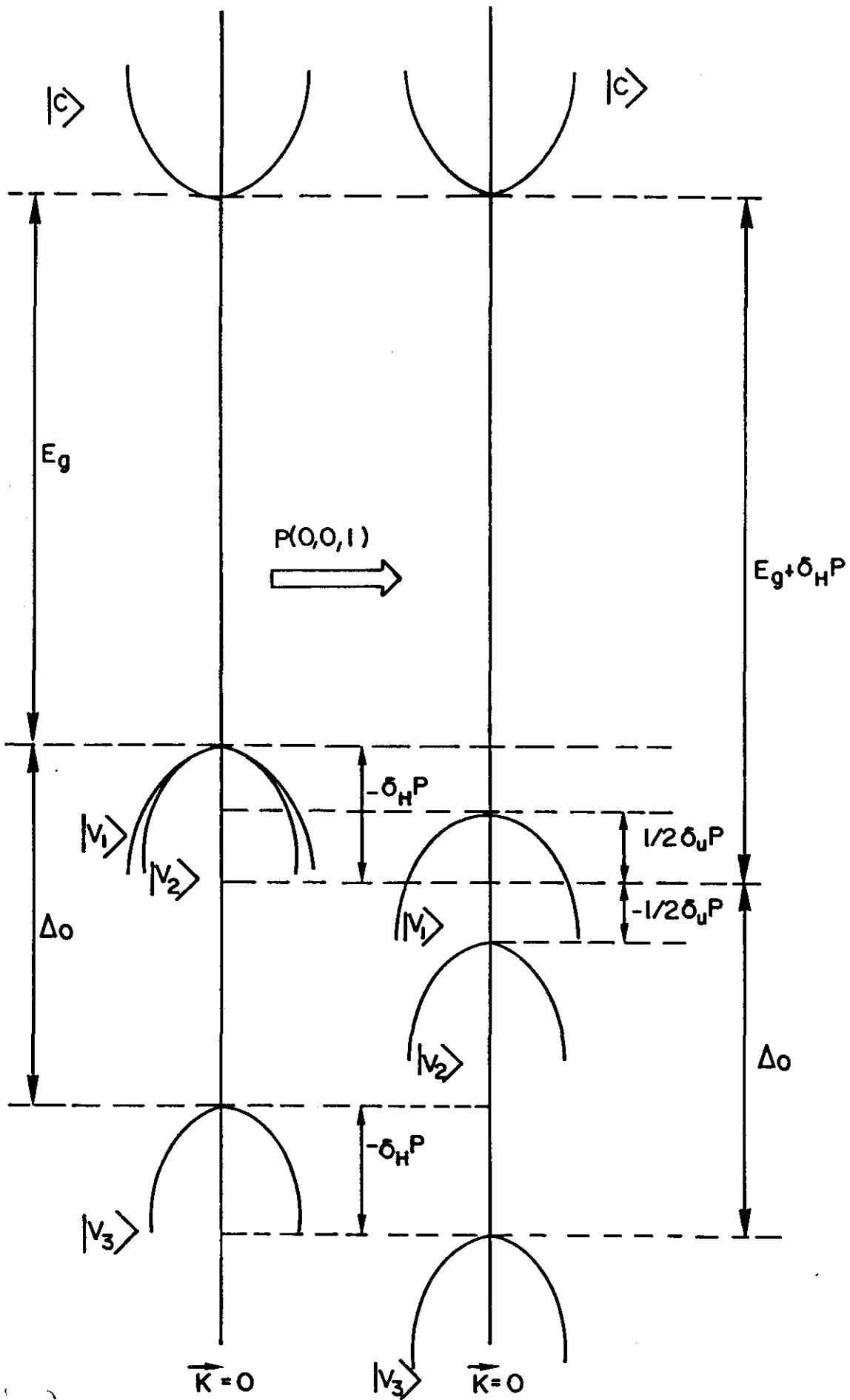


Figura 13 - Deslocamento das bandas $|v_1\rangle$, $|v_2\rangle$ e $|v_3\rangle$ devido a pressão uniaxial.

locamentos das bandas $|V_1\rangle$ e $|V_2\rangle$ de $\pm \frac{1}{2} \delta\mu P$, respectivamente, como esquematizamos na figura 13.

IV-4 Comportamento da Corrente Limiar com a Pressão Uniaxial na Direção (0,0,1).

Uma vez que conhecemos a variação causada pela pressão uniaxial nos níveis de energia das bandas de valência de buracos leves, pesados e separada, podemos calcular o ganho líquido dos lasers, como uma função da pressão uniaxial.

Segundo o trabalho de Patel e outros (11), as transições da banda de condução $|C\rangle$ para o nível de banda de valência de buracos leves $|V_2\rangle$, é permitido apenas para luz polarizada paralelamente ao plano da camada ativa (modo TE), enquanto que transições da banda de condução $|C\rangle$ para o nível da banda de valência de buracos pesados $|V_1\rangle$ é permitido tanto para a luz polarizada perpendicularmente, como paralelamente ao eixo da pressão, embora a componente paralela (modo TM) seja quatro vezes mais forte.

Quando a pressão uniaxial é aplicada perpendicularmente a camada ativa, o ganho óptico líquido a baixo da corrente limiar, do modo Te e do modo TM foi determinado por Patel (10), (11), como sendo:

$$G_{TE}(I) = g_{TE}(I) - L_{TE} \quad \{42\}$$

$$G_{TM}(I) = g_{TM}(I) - L_{TM} \quad \{43\}$$

Onde o ganho líquido $G_{TE}(I)$ (paralelo a junção) e $G_{TM}(I)$ (perpendicular a junção), são funções do elemento de matriz momentum $\langle C | \vec{P}_i | a \rangle$ P é o momentum linear entre a banda de valência e o nível aceitador, e i é a direção do campo elétrico óptico de uma dada polarização, $|C\rangle$ é a função de onda da banda de condução, $|a\rangle$ é a função de onda do nível aceitador a uma dada pressão, a qual foi dada por Ripper e outros (22) como sendo:

$$|a\rangle = \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} |\alpha |v_1\rangle + \beta |v_2\rangle \quad \{44\}$$

cuja energia é,

$$E_a = E_{a0} + |-\partial_H + \frac{(\alpha-\beta)}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} \delta_\mu| \quad \{45\}$$

e onde α e β são soluções de:

$$\alpha = \frac{1}{E_{a0} + \left| \frac{\alpha-\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} - 1 \right| \delta_\mu P} \quad \{46\}$$

$$\beta = \frac{1}{E_{a0} + \left| \frac{\alpha-\beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} + 1 \right| \delta_\mu P}$$

Desta maneira, a variação da função de onda do nível aceitador com a pressão afeta o ganho dos modos do laser e, conseqüentemente, sua corrente limiar, I_L . Em nossa situação experimental, na qual a pressão é aplicada

perpendicularmente à junção, o modo TE tem campo elétrico perpendicular à direção da pressão, e o modo TM tem campo elétrico paralelo à direção de pressão. Assim:

$$G_{TE}(I) = g(I) \langle C|P_{\perp}|a\rangle^2 - L_{TE} \quad \{47\}$$

$$G_{TM}(I) = g(I) \langle C|P_{//}|a\rangle^2 - L_{TM} \quad \{48\}$$

onde $g(I)$ é uma função da corrente e L_{TE} e L_{TM} são as perdas do modo TE e TM, respectivamente, e $|\langle C|P_{\perp}|a\rangle|^2$ é proporcional à intensidade de transições ópticas.

onde:

$$\begin{aligned} |\langle C|P_{//}|V_1\rangle|^2 &= K \\ |\langle C|P_{\perp}|V_1\rangle|^2 &= 1/4K \\ |\langle C|P_{//}|V_2\rangle|^2 &= 0 \\ |\langle C|P_{\perp}|V_2\rangle|^2 &= 3/4K \end{aligned} \quad \{49\}$$

onde K é uma constante.

Substituindo $|a\rangle$ dada por {44} e os valores da matriz transição dada por {49}, no limite que $\delta_{\mu} P \ll E_{a0}$, nós temos:

$$G_{TE}(I) = \gamma_1 - \gamma_2 P - L_{TE} \quad \{50\}$$

$$G_{TM}(I) = \gamma_1 + 2\gamma_2 - L_{TM} \quad \{51\}$$

onde:

$$\gamma_1 = \frac{g(I)K}{\sqrt{2}}$$

$$\gamma_2 = \frac{g(I)\delta_\mu K}{2\sqrt{2} E_{a0}}$$

Das equações {50} e {51}, verifica-se que o ganho para o modo TE diminui linearmente com a pressão, enquanto que o ganho para o modo TM aumenta linearmente com a pressão (veja figura 14 a e b), referência 11.

O laser começa operar no modo de polarização maior, ou seja, onde a diferença entre ganho e as perdas da cavidade seja maior. Em laser de heteroestrutura dupla o modo TE possui uma maior refletividade nos espelhos do que o modo TM (23), (24) e conseqüentemente apresenta menores perdas que o modo TM, ou seja:

$$L_{TE} < L_{TM} \quad \{52\}$$

Assim, à pressão zero, vemos pelas equações {50}, {51} e {52}, que o laser começa a operar no modo de ganho líquido mais alto, isto é, o modo TE. Conforme a pressão vai aumentando, o $G_{TE}(I)$ 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 polarizações será igual (figura 14 c). Esta pressão é dada pela relação.

$$P_0 = \frac{(L_{TE} - L_{TM})}{3\gamma_2} \quad \{53\}$$

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_L , deve aumentar com a pressão uniaxial.

A declividade da curva de I_L 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 aceitador E_{a0} .

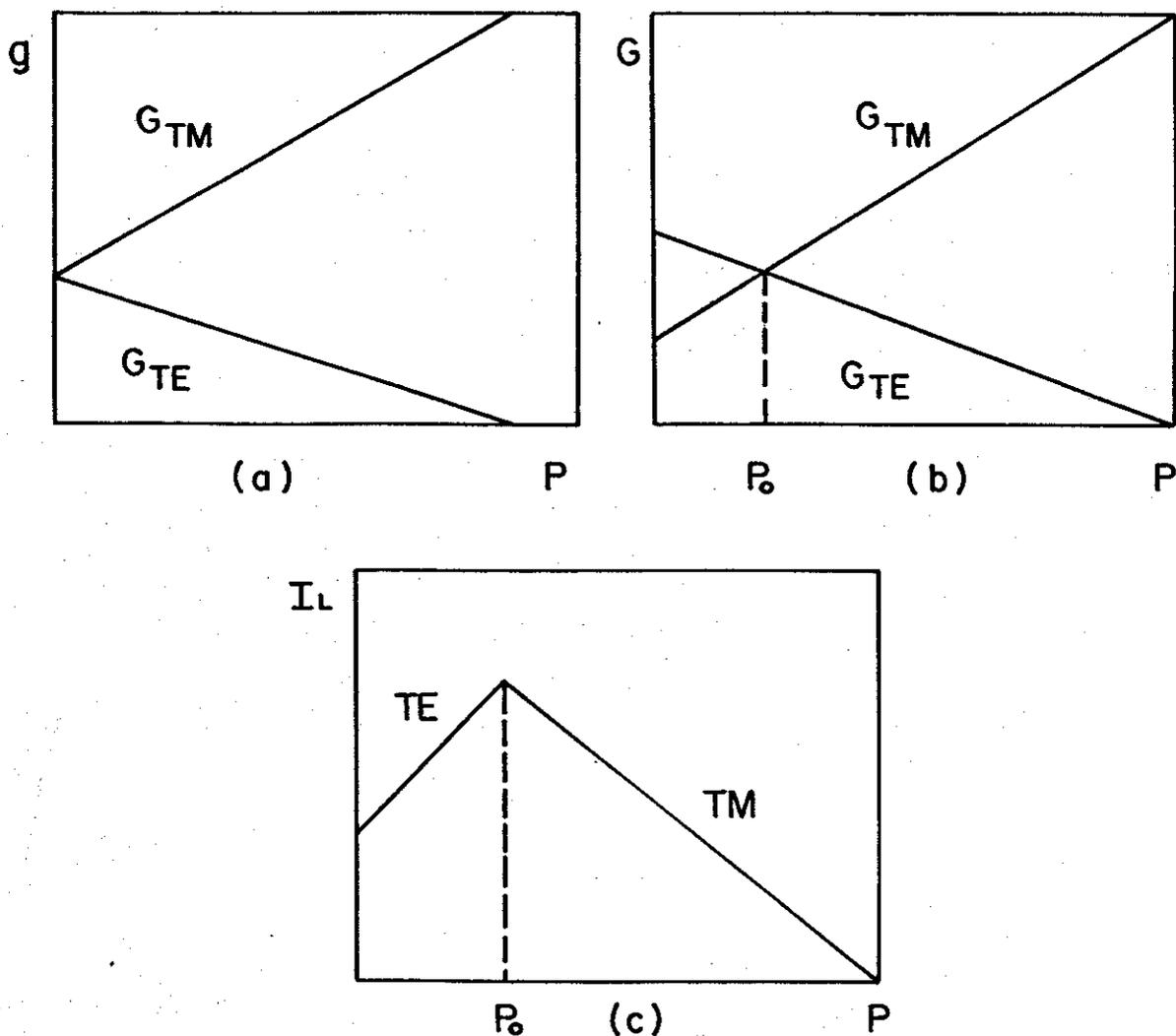


Figura 14 - Comportamento do ganho e da corrente limiar do laser, (ref. 11).

CAPÍTULO V:Montagem Experimental:

Os lasers por nós usados na execução deste trabalho foram fabricados pelo método LPE (Liquid Phase Epitaxy). Este método consiste em crescer camadas a partir da fase líquida sobre um substrato. Em nosso caso, as camadas de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ são crescidas sobre substrato de InP tipo N (0,0,1) dopado com estanho. Estas camadas são crescidas num reator de três zonas com controle de temperatura de décimo de grau. Cristais de InP, GaAs, InAs são dissolvidos em soluções de In a $660,0^\circ\text{C}$. Um tempo de 4hs nessa temperatura é necessário para homogeneização da solução. Depois disso inicia-se uma lenta e controlada descida de temperatura na razão de $0,7^\circ\text{C}/\text{minuto}$, coloca-se a solução em contato com o substrato onde o excesso de As, P, Ga deposita-se no substrato sob forma de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

A composição química x e y é analisada com microscopia eletrônica de varredura e o parâmetro de rede é medido por raio-X. A qualidade da superfície é analisada por microscopia óptica com contraste de fase e, a espessura das camadas medidas com o microscópio eletrônico de varredura.

Estes lasers possuem dimensões aproximadas de $380\mu\text{m}$ de comprimento por $250\mu\text{m}$ de largura. A largura da fai

xa utilizada para limitar a emissão é apenas um filamento de $10\mu\text{m}$. A espessura dos lasers é de aproximadamente $100\mu\text{m}$, enquanto que a espessura da região ativa dos lasers varia de $0,15$ a $0,20\mu\text{m}$.

As áreas aproximadas dos lasers são de $1,0 \times 10^{-3}\text{cm}$. Um desenho que explica melhor pode ser visto na figura (15).

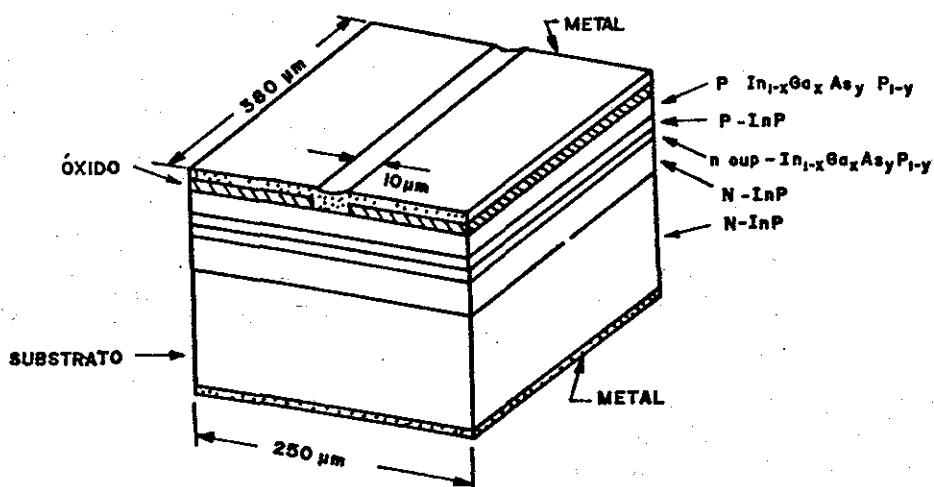


Figura (15): Laser de heteroestrutura dupla.

Na figura (16), que se segue, mostramos o sistema utilizado para aplicar pressão uniaxial em laser de heteroestrutura dupla, à temperatura ambiente.

O laser é colocado entre dois diamantes metalizados, de faces paralelas, para obter pressão uniaxial perpendicular à junção, como mostramos na figura, sendo o inferior colocado sobre um micro-posicionador X-Y e, o superior, comprimido sobre o laser por uma sanfona, na qual se introduz hélio gasoso.

Conhecemos a pressão P_0 do hélio, medindo-se a

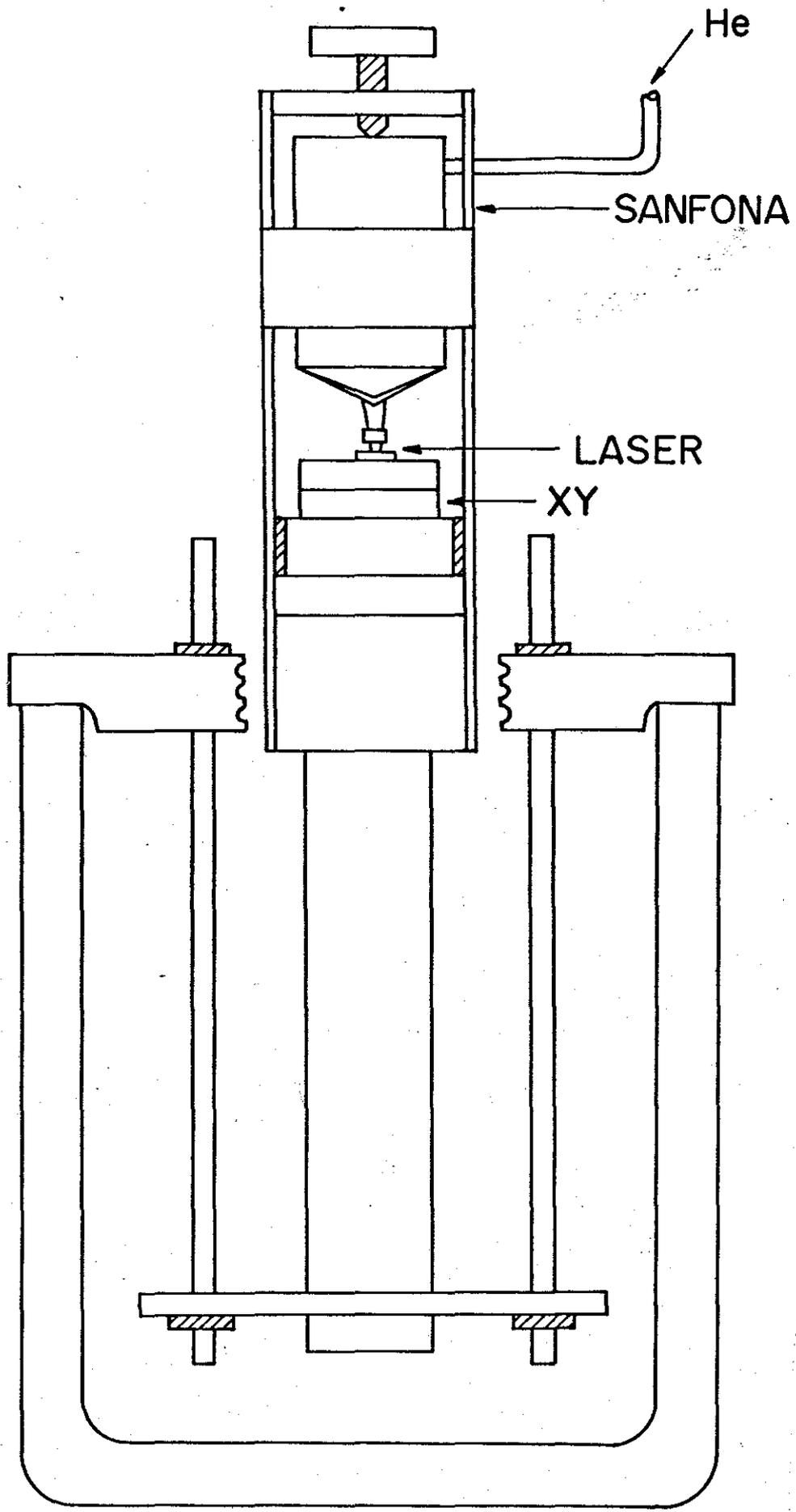


Figura (16): Sistema de pressão

través de um manômetro. Essa pressão atua sobre a área a da sanfona, transmitindo para a ponta que comprime o diamante, com um força f

Então, conforme observamos:

$$f = p_0 \times a \quad \{54\}$$

Essa força é uniformemente distribuída sobre a área A do laser, o que resulta numa pressão P sobre o laser, diferente da pressão medida no manômetro.

Então, a pressão P no laser será:

$$p = \frac{f}{A} \quad \{55\}$$

mas como:

$$f = p_0 \times a$$

$$p = p_0 \times \frac{a}{A} \quad \{56\}$$

Como podemos observar, a pressão no laser será igual à pressão p medida no manômetro vezes um termo, que é a razão entre a área da sanfona e a área do laser.

A área da sanfona utilizada é de $2,42\text{cm}^2$ e as dimensões do laser são cerca de $380\mu\text{m}$ por $250\mu\text{m}$, o que resulta em uma área de aproximadamente 10^{-3}cm^2 , sendo que esta será medida exatamente para cada laser através de um microscópio eletrônico.

Para se ter uma idéia do que foi dito acima ,

esquematisamos o processo na figura (17).

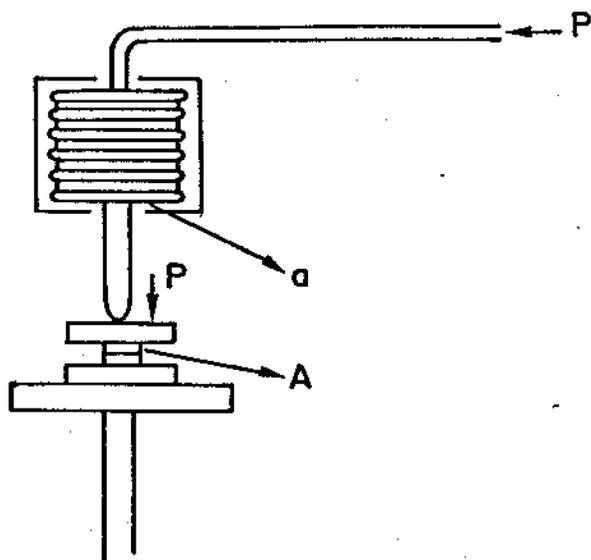


Figura (17): Esquema de forças

onde:

p = pressão medida no manômetro

a = área da sanfona

p = pressão sobre o laser

A = área do laser

Além da parte mecânica da nossa montagem, temos a montagem dos equipamentos eletrônicos, o que nos garante a medida das mudanças ocorridas quando aplicamos pressão.

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

Pulsos de corrente de largura de 100 a 150ns, a uma razão de repetição de 1,0KHZ, são aplicados ao laser. A razão destes valores baixos para a largura de pulso e ra-

ção de repetição é 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 infravermelha ($\lambda \approx 13.250\text{A}^0$), alinhado no Fotodetector de Germânio, também especial para a região infravermelha.

Os sinais do fotodetector são, então, enviados a um osciloscópio de amostragem (Tektronix modelo 465) 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 modelo 162, para a obtenção de uma corrente contínua, proporcional ao pulso de luz, que pode então ser registrado por um XY Philips modelo PM 8120 canal (Y).

A corrente limiar do laser, I_{th} , é obtida através de um processo similar. O pulso enviado ao laser pelo gerador, é analisado por um sensor de corrente Tektronix, modelo 6015, e enviado a um "box-car" Par, modelo 160, para a obtenção de uma corrente contínua, proporcional ao pulso enviado ao laser, que pode então ser registrado por um XY Philips modelo PM 8120 canal (X).

Na figura (18) mostramos um esquema da montagem eletrônica descrita acima.

Nas medidas de emissão espectral, a luz emitida pelo laser, após ter passado pela lente e pelo polarizador, é alinhada na fenda de um espectrômetro Spex 1402 e detectada por um fotodetector de Germânio ou fotomultiplicadora.

Para obter-se uma boa resolução para a emis-

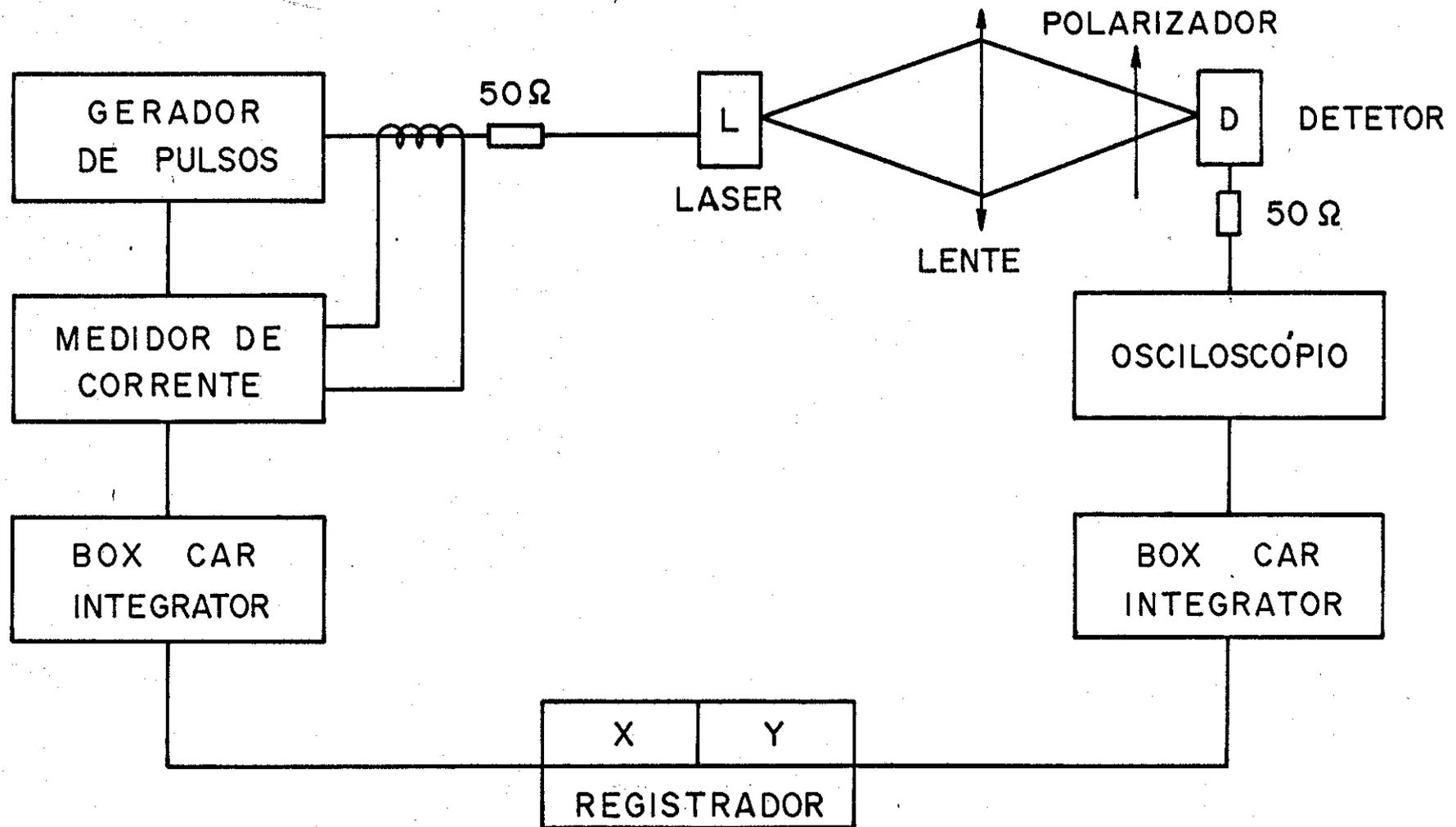


Figura 18 - Montagem para a determinação da corrente limiar e polarização do laser.

são espectral, utilizou-se fendas de $20\mu\text{m}$ de largura, con seguindo-se uma resolução de $.1 \text{ \AA}^0$.

Os sinais do fotodetector são amplificados por um pré-amplificador Par modelo 115 e enviados ao osci loscópio de amostragem (Tektronix modelo 465).

A seguir, o sinal segue o mesmo procedimen to usado na medida de corrente limiar I_{th} , passa pelo "box-car" para ser integrado e é enviado ao registrador XY, canal Y.

Conhecendo a velocidade do "scanning" do espectrômetro em (A^0/min), podemos determinar a posição do pico de emissão estimulada do laser (medida em comprimen to de onda, λ) na sua corrente limiar.

Para uma dada pressão são medidas a cor ren te limiar do laser e a frequência de seu modo de osci lação. A seguir, a pressão é variada para um valor maior e, novamente é medida a corrente limiar e frequência, pa ra esta nova pressão. Depois de obtida uma série de valo res para as corrente e frequências, a diferentes pressões (cuja variação aproximada é de 0 a 500 atmosferas), volta se a pressão a zero e mede-se a corrente limiar para veri ficar, através de alguma diferença considerável de seu va lor inicial, se houve dano permanente no diodo, o que in troduziria erros na medida.

Na figura (19), mostramos o esquema da mon tagem descrita acima.

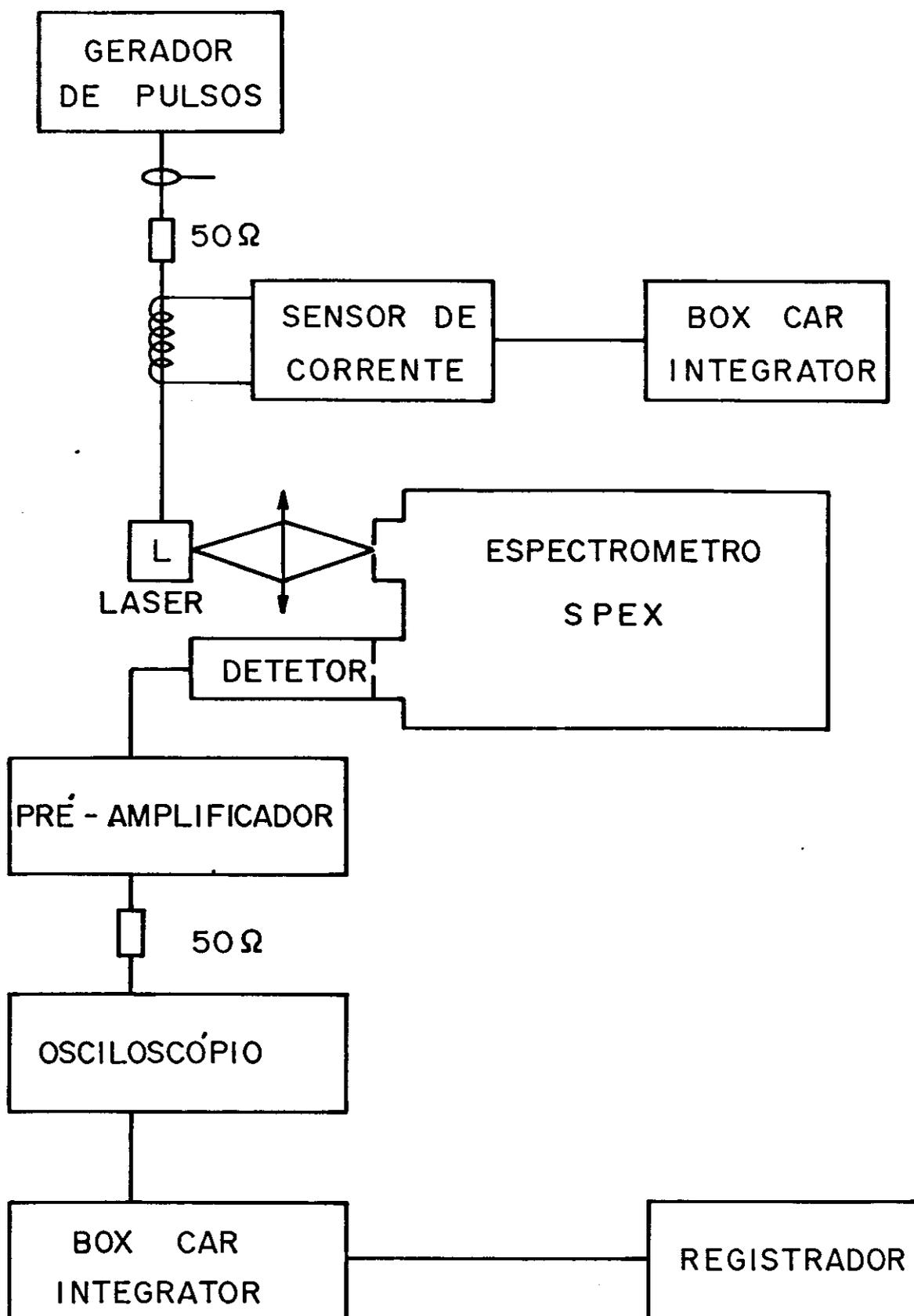


Figura (19): Montagem usada nas medidas espectrais

CAPÍTULO VI:

VI-1 - Resultados Obtidos:

Com a finalidade de facilitar a interpretação dos resultados, faremos a seguir a apresentação destes de forma a ressaltar o comportamento padrão dos resultados experimentais.

Nas páginas seguintes, apresentamos alguns resultados experimentais típicos, obtidos para a variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial.

Nas figura 20, 21, 22, 23, 24, 25, 26 e 27, mostramos o comportamento médio observado nos lasers semicondutores de InGaAsP, para variação da corrente limiar com a pressão, nas seguintes condições experimentais:

- Temperatura ambiente (figuras 20 e 22).
- Baixa temperatura (figuras 22 e 23).
- Variando a temperatura (figuras 24, 25, 26 e 27).

Ressaltamos que estas medidas foram feitas com o uso de um polarizador.

Análise e comentários das figuras é feita no capítulo VII.

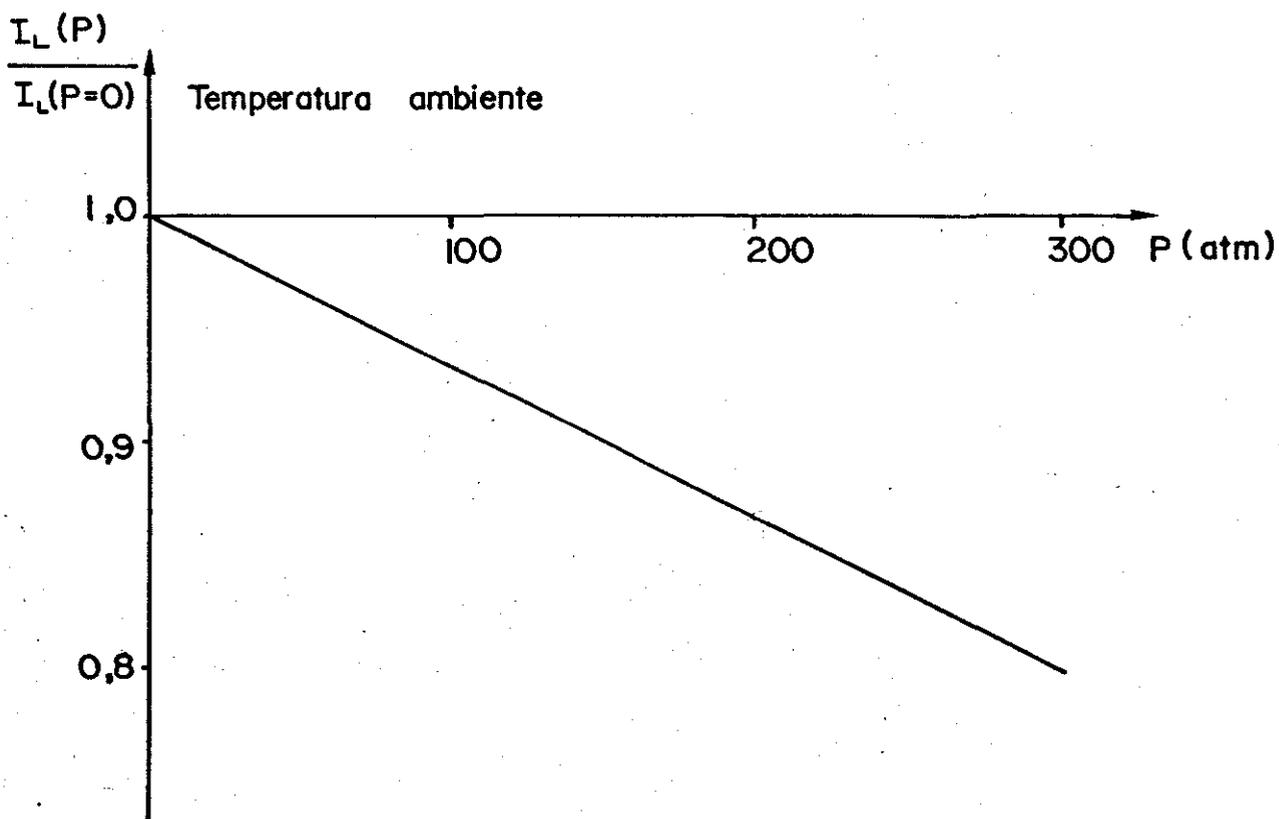


Figura 20 - Redução da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial a temperatura ambiente, modo TE.

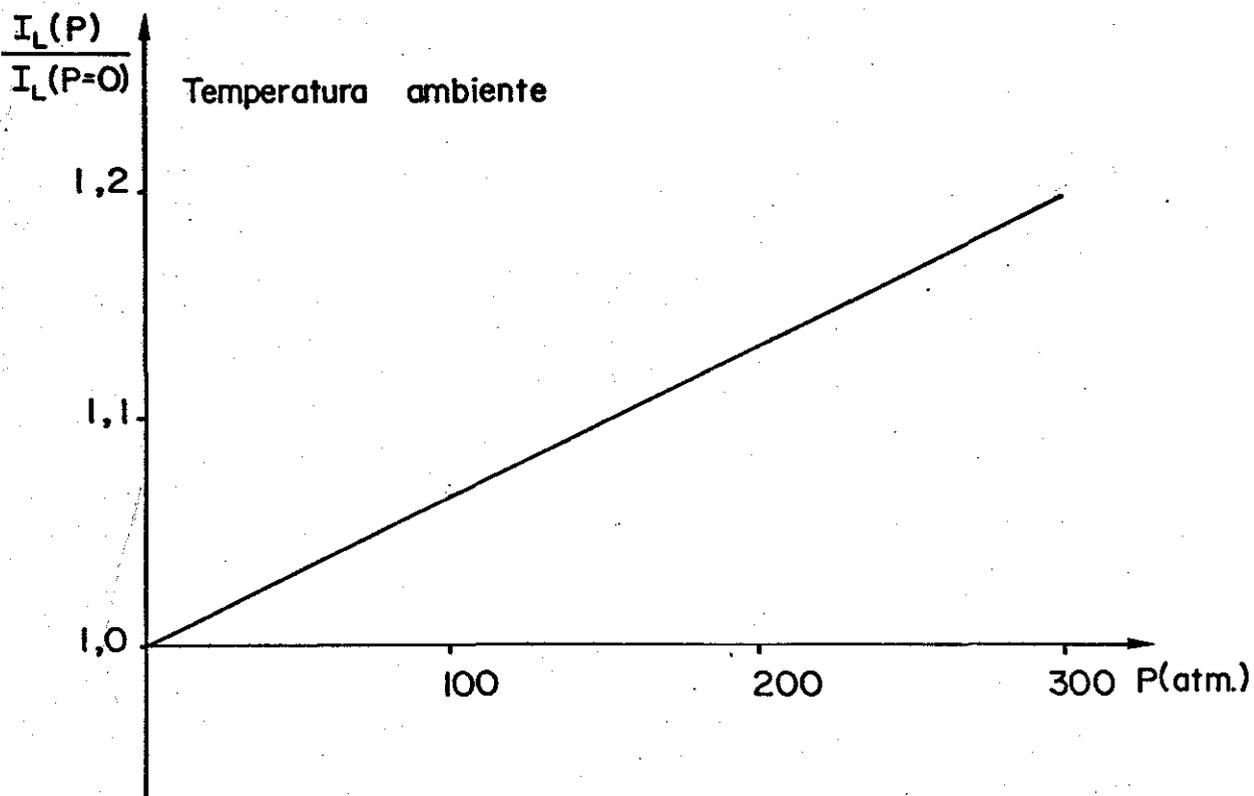


Figura 21 - Aumento da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial a temperatura ambiente, modo TE.

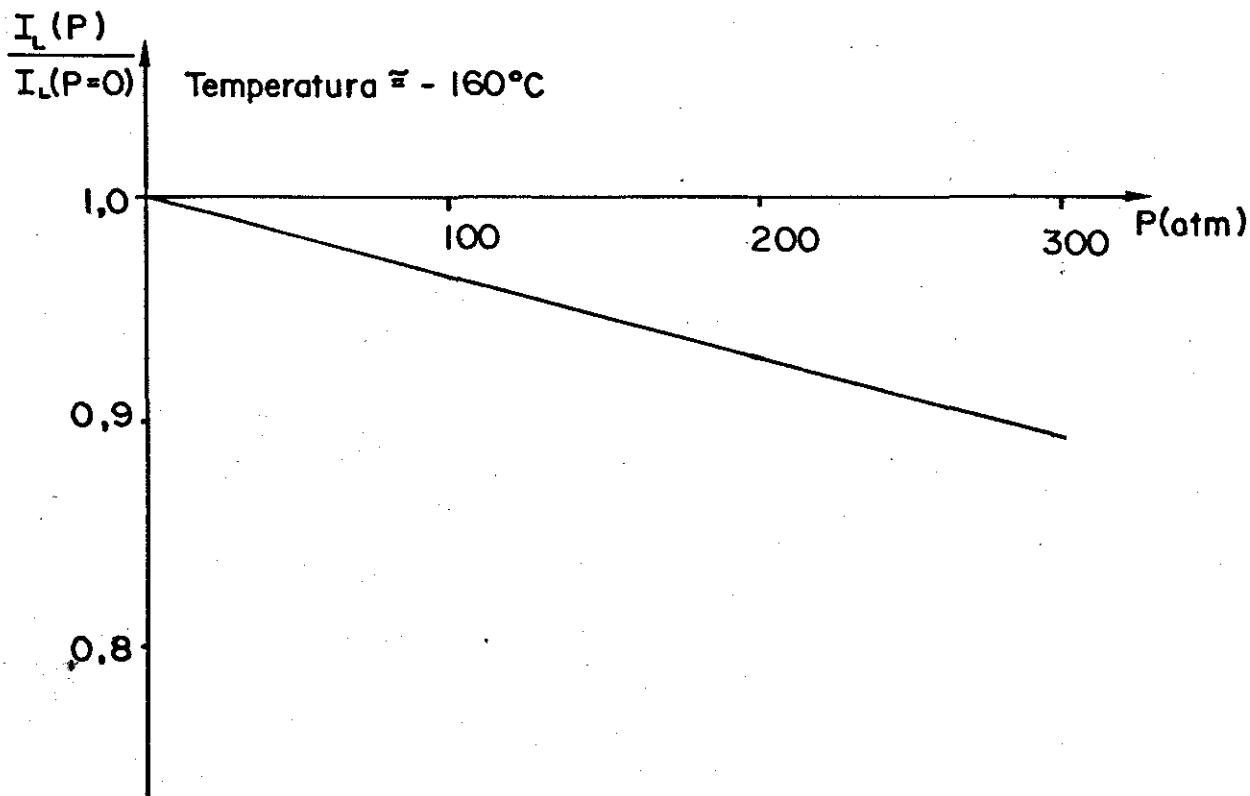


Figura 22 - Redução da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial a baixa temperatura (-160°C), modo TE.

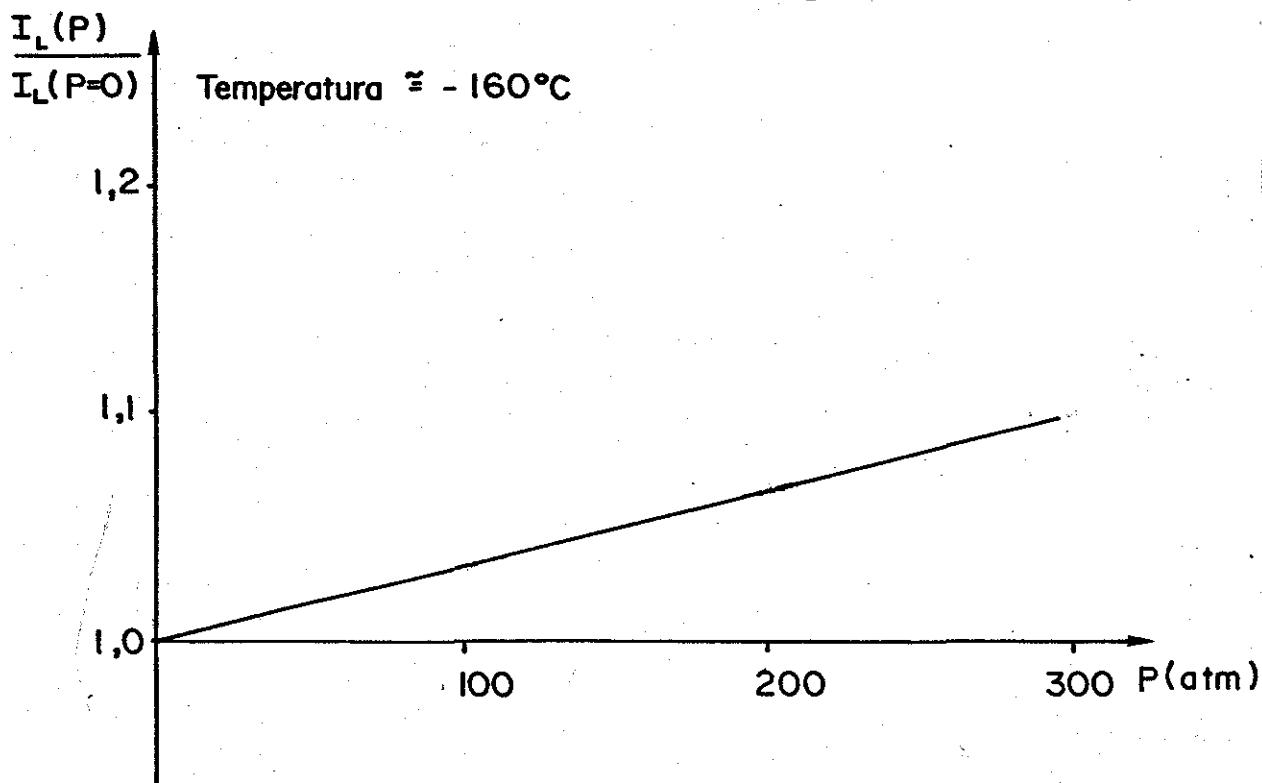


Figura 23 - Aumento da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial a baixa temperatura (-160°C), modo TE.

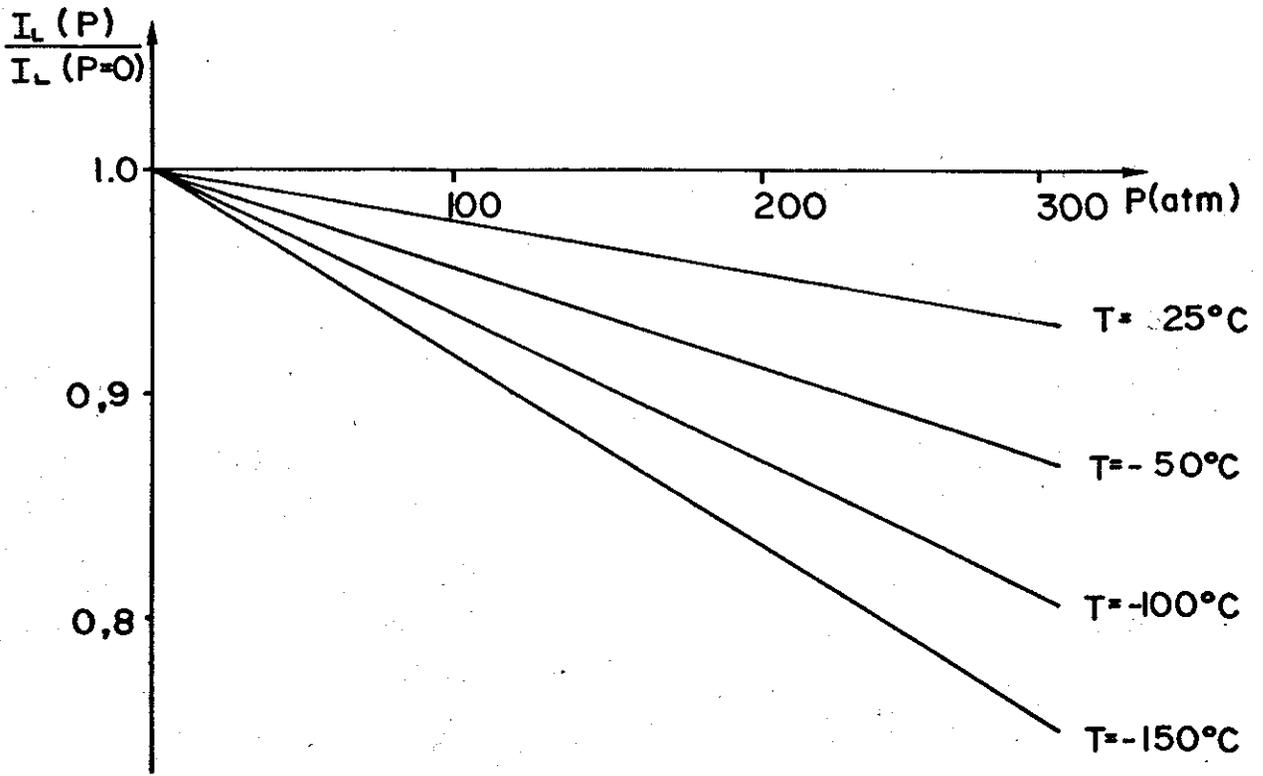


Figura 24 - Variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial no intervalo de temperatura (25 a -160°C), modo TE.

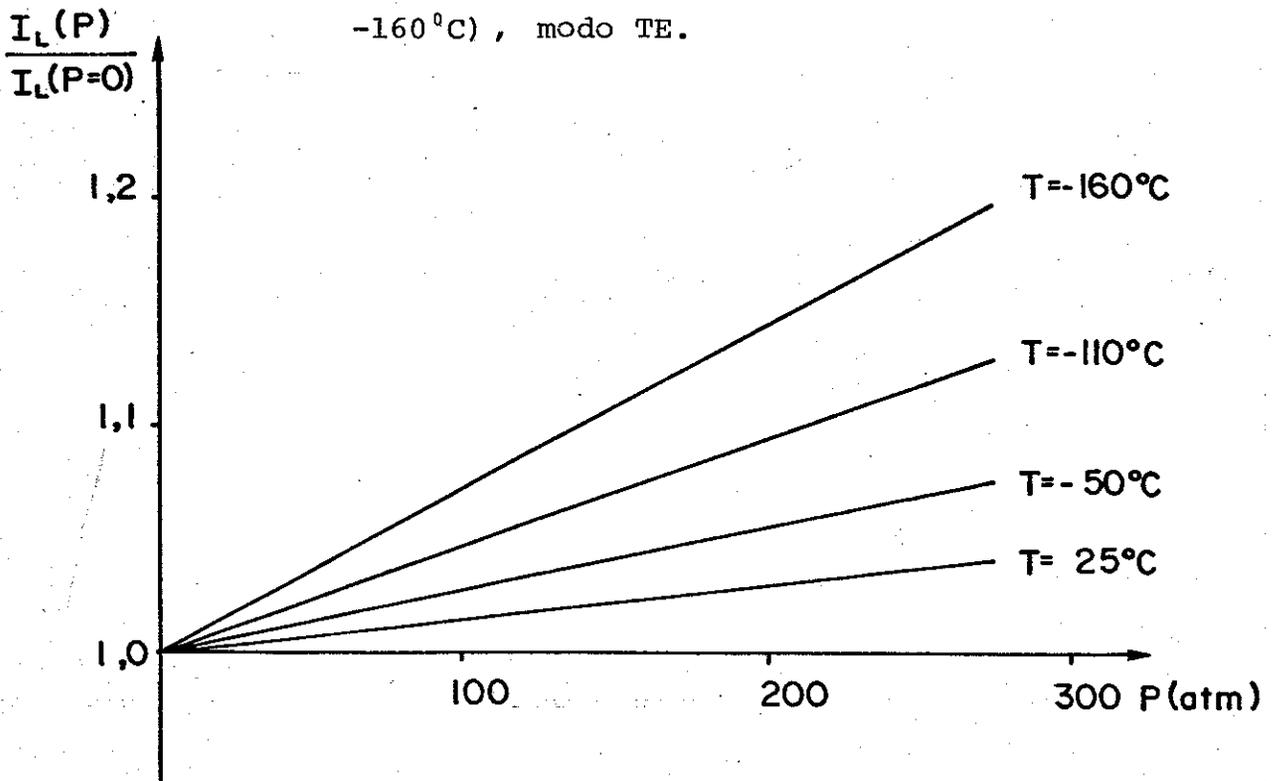


Figura 25 - Variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial no intervalo de temperatura (25 a -160°C), modo TE.

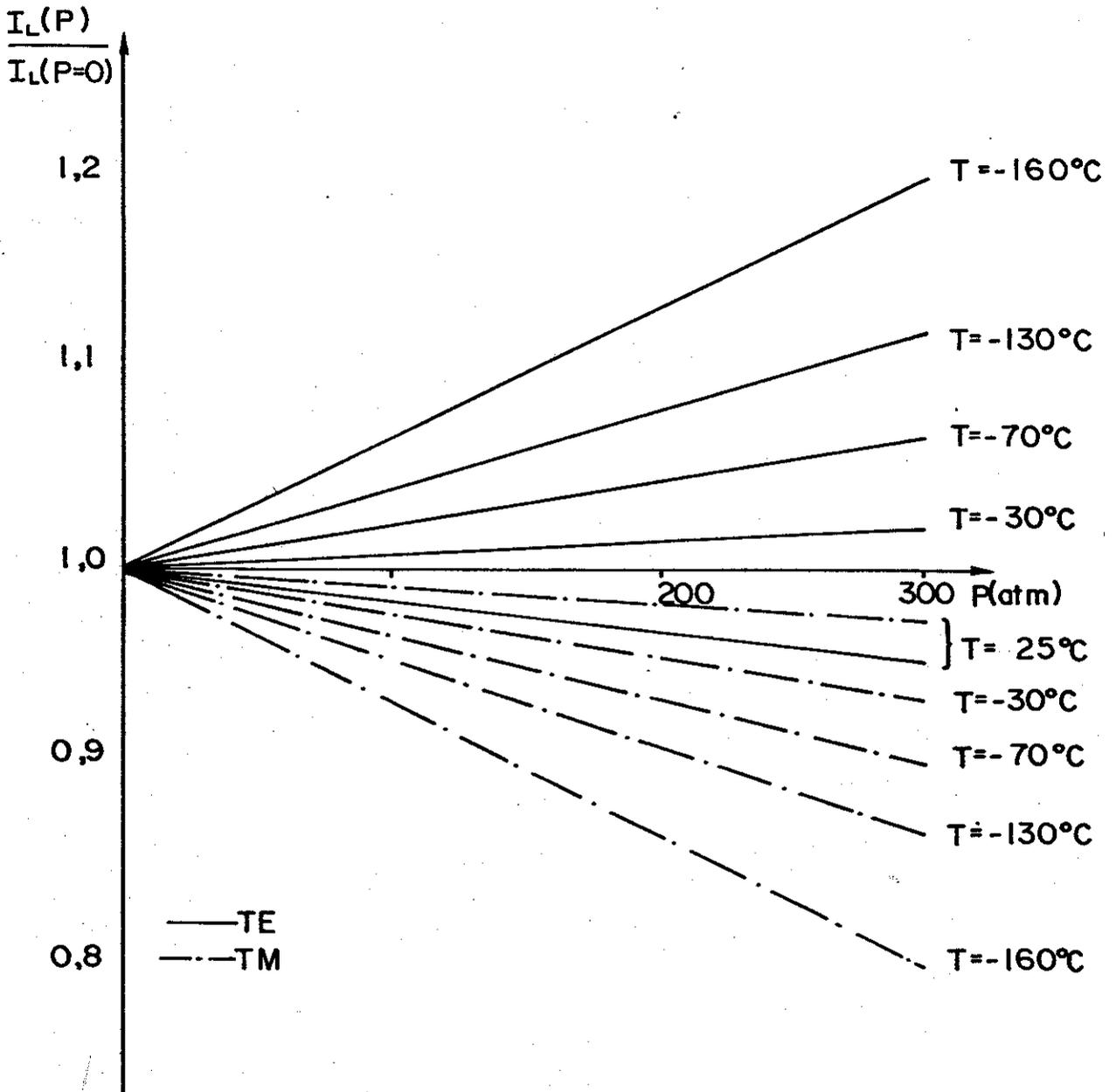


Figura 26 - Variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial no intervalo de temperatura de $(25$ a $-160^\circ\text{C})$, para os modos TE e TM.

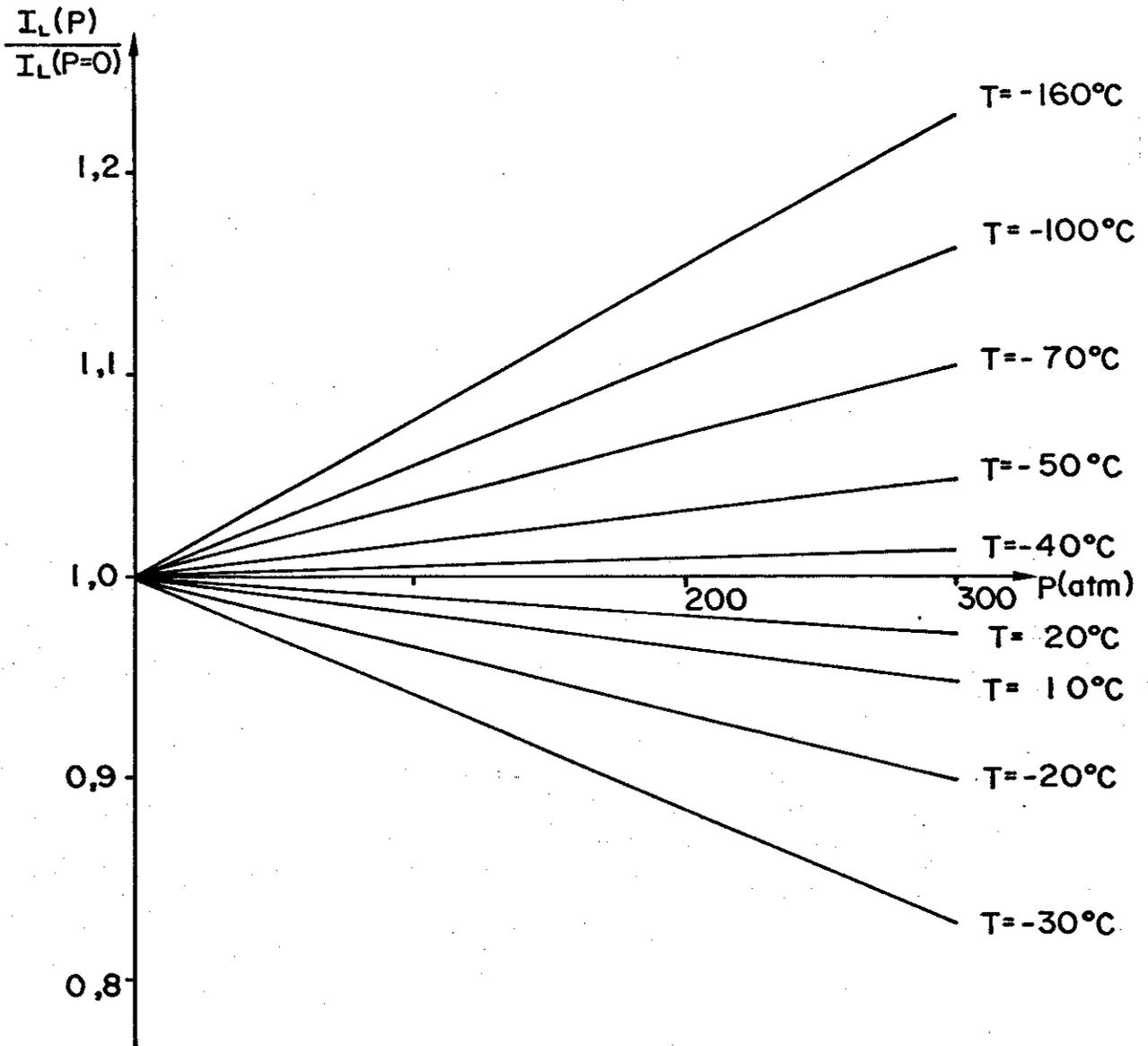


Figura 27 - Variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial no intervalo de temperatura de (25 a -160 C), modo TE.

CAPÍTULO VII:

VII-1 - Análise e Comentários:

Quando iniciamos este trabalho em Agosto de 1982, tínhamos por objetivo observar a dependência da corrente limiar com a pressão uniaxial dos lasers semicondutores de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

A princípio, a expectativa era de que o comportamento destes lasers, com a pressão uniaxial, fosse o mesmo que o dos lasers de GaAs e GaAlAs de homojunção e de heterojunção, tão bem explicado por Patel e outros (10), (11).

Nos lasers, na base de GaAs, foi observado que a corrente limiar dos lasers aumentava com o aumento da pressão uniaxial para luz polarizada, paralelamente ao plano da junção (modo TE), até uma certa pressão crítica P_0 , a partir da qual, os lasers mudavam de polarização para modo TM, ou seja, passa a estar polarizada perpendicularmente ao plano de junção, e a corrente limiar passa a diminuir com aumento da pressão uniaxial.

Já em nosso trabalho, ao iniciarmos as medidas, os primeiros resultados observados, mostraram-se surpreendentes, pois a corrente limiar diminuía com o aumento da pressão uniaxial, a temperatura ambiente para luz polarizada paralelamente ao plano da junção (modo TE), o que não se com

patibiliza com os resultados observados para os lasers de GaAs (figura 20).

Com a redução da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial, passamos a suspeitar de um possível envolvimento dos processos de recombinação não radiativo, em particular, do mecanismo de recombinação Auger (25), (26), (27). Contudo estas medidas foram repetidas para outros lasers de InGaAsP e um novo resultado foi observado, foi verificado um aumento da corrente limiar com a pressão uniaxial (figura 21).

Com a finalidade de esclarecer esta ambiguidade, fizemos algumas tentativas. Passamos a investigar outros aspectos importantes na caracterização dos lasers semicondutores que são:

- a- Variação da concentração de Zinco na terceira camada confinante.
- b- Variação dos stripes dos laser de uma mesma concentração de Zinco.

Com estas implementações, analisamos o comportamento de variação da corrente limiar, com a pressão uniaxial, à temperatura ambiente, para uma quantidade de aproximadamente 50 lasers, os quais são formados de cinco grupos, ou melhor, cinco "wafers" de concentração diferentes de Zinco, dos quais, cada "wafer", nos dá 10 lasers de "stripe" variado. Os "stripes" dos lasers de um mesmo "wafer" variam de $5\mu\text{m}$ a $50\mu\text{m}$, de acordo com esta ordem:

(5,0; 7,5; 10,0; 12,5; 15,5; 17,5; 20,5; 25,0; 35,0; 50,0).

A análise dos resultados obtidos com estas implementações, não ofereceu condições para uma conclusão

sobre o comportamento da corrente limiar com o aumento da pressão uniaxial, e com isso passamos a fazer novas tentativas; passamos a investigar o comportamento da corrente limiar com a pressão uniaxial variando a temperatura das amostras na faixa de 25°C a -160°C.

Com estas medidas, acreditamos ter observado evidências da recombinação não radiativa (efeito Auger) nesses lasers, pois como está descrito nas figuras 22, 26 e 27 do capítulo VI, à baixa temperatura, a corrente limiar aumenta com a variação da pressão, e à medida que se eleva a temperatura, a partir de -40°C, a corrente limiar passa a diminuir com o aumento da pressão. Estes resultados eram esperados, uma vez que, à baixa temperatura, o mecanismo predominante de recombinação é o radiativo, enquanto que, a medida em que a temperatura é elevada, começa haver influência dos mecanismos não radiativos, principalmente a do efeito Auger.

Estes resultados podem ser explicados, levando-se em consideração o mecanismo de recombinação Auger, como podemos observar da equação {18}, do capítulo III

$$\frac{1}{J_L} = \frac{\Gamma\beta}{d|\alpha_\tau + \Gamma\alpha|} - \frac{B_1\tau}{\beta\eta}$$

onde, o mecanismo Auger esta representado, nesta equação, através do segundo termo.

Se considerarmos que a pressão uniaxial atua de forma a reduzir o mecanismo Auger, uma quantidade maior de fótons serão gerados, e uma densidade de corrente menor, será necessária para se chegar ao limiar.

Contudo, estas medidas foram repetidas para uma vasta quantidade de lasers de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ e os resultados destas medidas não se mostraram homogêneos (figuras 23, 24, 25), ou seja, não existe somente um comportamento para a corrente limiar com a pressão uniaxial, mas sim, dois:

- a- A redução da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial para luz polarizada paralelamente a junção (modo TE), que podemos estimar, como sendo cerca de 20% da vasta quantidade de lasers testados.
- b- Aumento da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial para luz polarizada perpendicularmente à junção (modo TE), que podemos estimar como sendo 80% dos resultados observados.

Concluimos que o resultado obtido no item b, está em concordância com a teoria proposta por Patel, desenvolvida para laser de GaAs, e que aqueles do item a podem ser obtidos teóricamente levando-se em consideração o mecanismo de recombinação não radiativo (efeito Auger).

Acreditamos que a não homogeneidade dos resultados obtidos sejam devidos a uma não concordância exata das redes na heterojunção, o que ocasiona grandes desvios nos parâmetros dos lasers, causando, assim, tensões internas nas heteros-junções.

A similaridade entre os parâmetros de rede das camadas entre si, e da camada com o substrato, é o principal fator para obtenção de lasers de dupla-hetero-estrutura de alta qualidade. No caso dos lasers de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$,

as camadas crescidas epitaxialmente não possuem exatamente o mesmo parâmetro de rede do InP, o que ocasiona tensões internas. Para se ter uma idéia da grandeza dessas tensões, um desajuste no parâmetro de rede de 0,05% causa uma tensão na rede de aproximadamente 10^8 dinas/cm².

S.H. Chiao and R.L. Moon (28) elaboraram um gráfico que auxilia muito na obtenção de camadas de InGaAsP com mesmo parâmetro de rede do InP. Esse gráfico dá uma descrição detalhada da variação dos parâmetros de rede e da energia do "gap" para o sistema $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}/InP$ com a composição de (x,y) (figura 28).

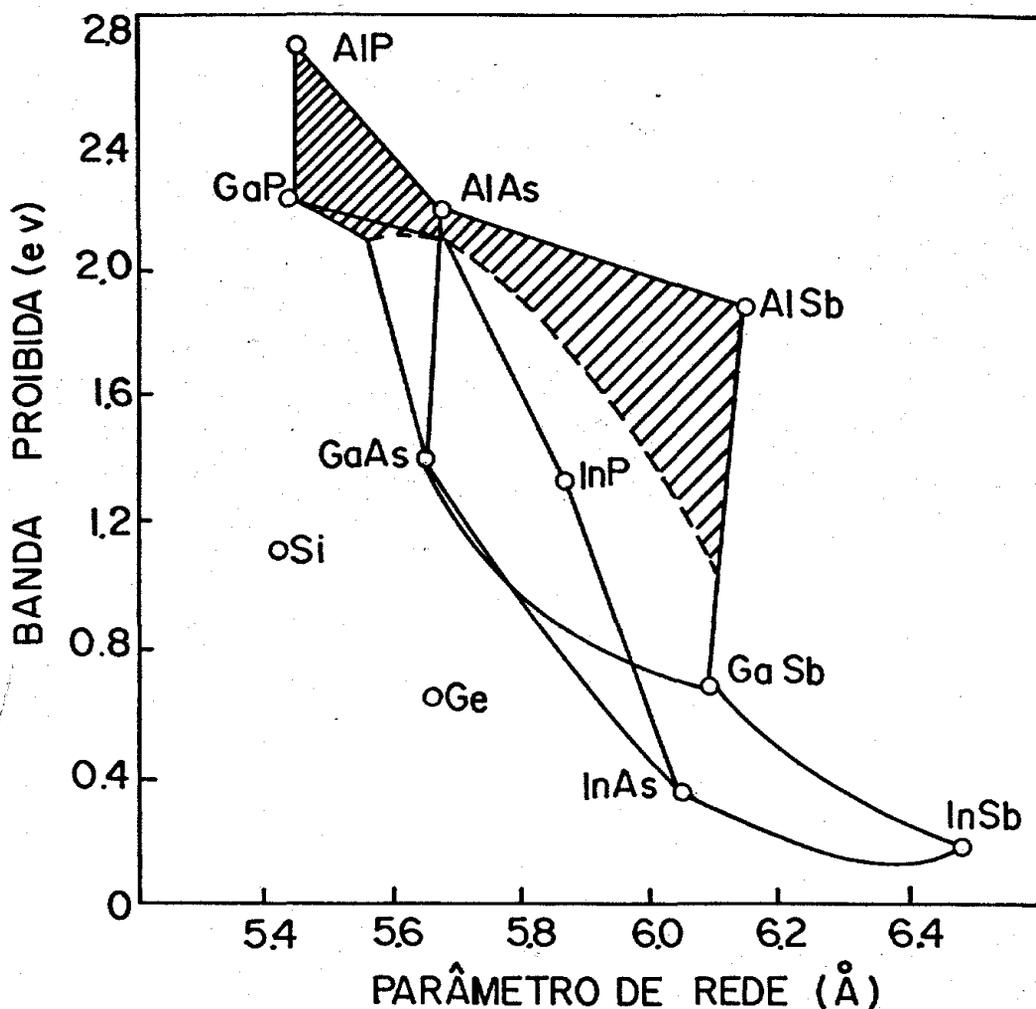


Figura 28 - Diagrama de banda proibida contra parâmetro de rede de alguns semicondutores do grupo III-V.

Eliseev e outros (29) estudaram o comportamento dos lasers de InGaAsP quando sujeitos a aplicação de pressão uniaxial, e encontraram resultados similares aos nos sos. Justificaram estes como sendo devido a um desajustamento no parâmetro de rede da hetero-junção (InGaAsP-InP).

Fica aqui como proposta de trabalho futuro, o estudo detalhado da influência do desajustamento do parâmetro de rede na corrente limiar dos lasers de InGaAsP, bem como a influência da pressão uniaxial sobre esse desajustamento e, conseqüentemente, sobre a corrente limiar.

PARTE II

Laser Semicondutor de GaAlAs-QW

CAPÍTULO VIII:

Introdução:

Este trabalho tem por objetivo analisar o comportamento do ganho modal nos lasers de poço quântico (QW), com confinamento separado por índice de refração gradual (SCH QW), em função da pressão uniaxial. Os lasers estudados tem camada ativa da ordem de 200 \AA , com canaleta confinadora de corrente criada por bombardeamento de prótons de largura $4 \mu\text{m}$.

A análise do comportamento de ganho modal em função da pressão é feita experimentalmente, e é baseada na hipótese de que o atraso temporal da emissão estimulada encontrados nestes lasers torna-se maior, a medida que a pressão uniaxial aumenta.

O guiamento de luz é estudado, baseando-se na hipótese de que o guia de ondas formado neste tipo de dispositivos, é resultado da variação espacial do índice de refração complexo na camada ativa e camadas adjacentes. É dada ênfase ao fenômeno da formação do guia de ondas nas direções transversal e paralela ao plano da camada ativa. Nesta direção, a variação do índice de refração complexo ocorre em consequência dos processos perturbativos que acontecem dentro e fora da camada ativa, quando o laser está em operação. Os principais processos perturbativos considerados são; o efeito dos portadores injetados, restrito a camada ativa, e o efeito da variação da temperatura na camada ativa e adjacentes.

A análise é então desenvolvida a partir do mo-

delo para guia de ondas proposto por Prince e colaboradores (31), (32), o qual segue basicamente os mesmos princípios do modelo de guiamento de ondas em laser de canaleta confinadora, descrito por Paoli (33), e é caracterizado por uma constante dielétrica bidimensional. Esta constante dielétrica descreve a variação espacial do índice de refração complexo nas direções paralela e perpendicular à camada ativa.

Antes de se entrar no problema do guiamento da luz, é feito no capítulo IX, uma breve revisão sobre o laser semiconductor de poço quântico. No capítulo X, é estudada a formação do guia de ondas no laser, e se considera o efeito dos processos perturbativos sobre a variação espacial do índice de refração complexo.

O modelo matemático para o guia de ondas, proposto por Prince, é desenvolvido no capítulo XI. Neste capítulo se encontra a solução para equação de onda, a qual é dada em termos do polinômio de Hermite-Gauss, e a partir desta, se encontra o valor da meia largura do modo fundamental, bem como uma expressão teórica para evolução do ganho modal com o tempo.

No capítulo XII é feita análise dos dados experimentais, bem como a comparação com os resultados teóricos obtidos pelo método computacional. Ainda neste capítulo são apresentados algumas observações experimentais sobre os níveis de energia dos lasers de poço quântico, suas variações com a pressão uniaxial.

Finalmente, no capítulo XIII são apresentadas conclusões e sugestões para o aprimoramento das análises de desenvolvidas no presente trabalho.

CAPÍTULO IX:

IX-1 - Conceitos Básicos de Poço Quântico:

Na figura 29, mostramos o diagrama de bandas de energia de um laser de heteroestrutura dupla sob polarização direta.

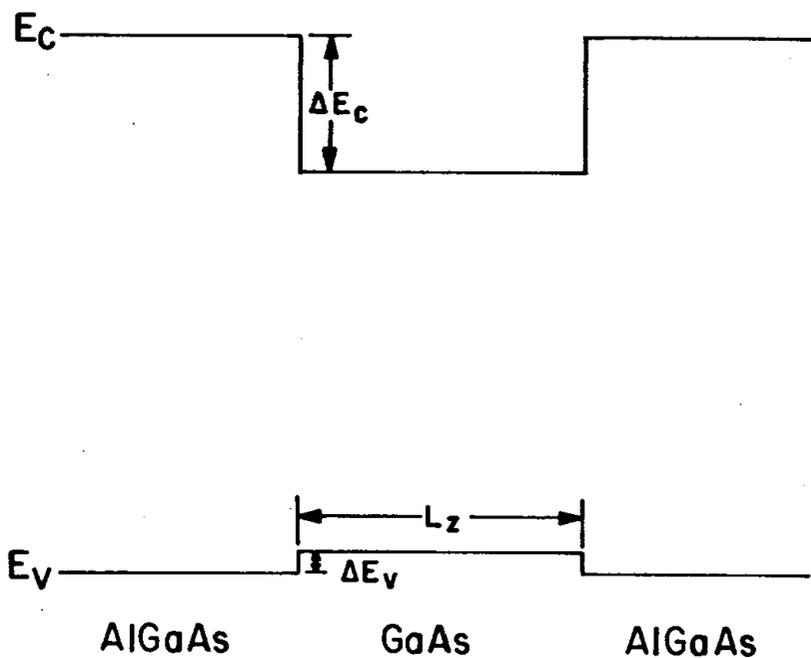


Figura 29 - Diagrama de energia de banda para um laser de dupla hetero-estrutura.

As descontinuidades nas bandas de valência e condução criam uma barreira de potencial que impede o fluxo de portadores na direção z. Nestes lasers, a dimensão da região ativa é maior que o comprimento de onda de difusão do portador, e as descontinuidades servem meramente para confinar os portadores na região ativa.

Quando a espessura da camada ativa de um laser de heteroestrutura dupla é muito pequena frente as outras dimensões, $L_z \ll L_x, L_y$, e este valor é comparado ao comprimento de onda de Broglie ($\lambda = h/p = 10^{-5}$ cm) da partícula ou seu caminho livre médio na camada, novos fenômenos físicos aparecem e tem sua raiz na natureza discreta da matéria em pequenas dimensões. Estes efeitos são conhecidos como "Efeito de Dimensões Quânticas". Em particular, estes efeitos estão presentes em semicondutores onde a massa dos portadores é pequena e $\lambda \sim L_z$. A quantização do movimento da partícula na direção z deve ser levada em conta na descrição das propriedades eletrônicas da camada ativa. Este movimento deve ser separado daquele nas direções x e y onde não há restrição ao movimento dessas partículas. Neste sentido, os elétrons e buracos na camada podem ser considerados com um gás de elétrons em duas dimensões.

Para um poço quadrado de barreiras potenciais infinitas, $v = \infty$, a equação de Schroedinger em uma dimensão é do tipo:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dz^2} = E\psi \quad \{57\}$$

e suas soluções são (34)

$$\Delta E_n = \frac{\hbar^2}{2m_z^*} \left(\frac{n\pi}{L_z} \right)^2 \quad \{58\}$$

onde,

n - número inteiro 1, 2, 3.

L_z - largura do poço.

m_z - massa efetiva dos portadores associado a direção z .

ΔE_n - é o n -ésimo nível de energia quantizado.

ΔE_n é medido do fundo do poço ou do fundo da banda de condução ou valência, no caso de materiais semicondutores.

Agora, no caso de um semiconductor real, as barreiras de potenciais não são infinitas, e a solução da equação de Schroedinger (equação 57), não mais se aplica. Assim para um poço de barreira pontencial finita V , os níveis de energia podem ser encontrados resolvendo-se as equações transcendentais:

$$\left[\frac{m_2^*}{m_1} \left(\frac{V-E}{E} \right) \right]^{1/2} = \operatorname{tg} \left(\frac{m_1^* E L_z^2}{2\hbar^2} \right)^{1/2} \quad \{59\}$$

para $n = 1, 3, 5 \dots$

e

$$\left[\frac{m_2^*}{m_1} \left(\frac{V-E}{E} \right) \right]^{1/2} = -\operatorname{cotg} \left(\frac{m_1^* E L_z^2}{2\hbar^2} \right)^{1/2} \quad \{60\}$$

para $n = 2, 4, 6 \dots$

onde, m_1^* é a massa efetiva dos elétrons ou buracos, dentro do poço, e m_2^* é a massa efetiva dos portadores nas barreiras potenciais.

Para o poço quântico de nosso interesse cujo material do poço é GaAs, e o material na barreira é $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, (com $x = 0,20$); teremos os seguintes valores:

<u>GaAs</u>	<u>$\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$</u>
$\frac{m_{1c}}{m_0} = 0,0665$	$\frac{m_{2c}}{m_0} = 0,0832$
$\frac{m_{1VL}}{m_0} = 0,08$	$\frac{m_{2VL}}{m_0} = 0,091$
$\frac{m_{1VP}}{m_0} = 0,45$	$\frac{m_{2VP}}{m_0} = 0,51$
$\Delta E_c = 0,65 \Delta E_g$	$\Delta E_v = 0,35 \Delta E_g$

$$\Delta E_g = E_g (\text{GaAlAs}) - E_g (\text{GaAs})$$

onde, m_c é a massa efetiva para elétrons na banda de condução, m_{VL} é a massa efetiva dos buracos na banda de valência de buracos leves, e m_{VP} é a massa efetiva dos buracos na banda de valência de buracos pesados; ΔE_c e ΔE_v são as descontinuidades na banda de condução e banda de valência, respectivamente, e ΔE_g é a diferença entre a energia da banda proibida do GaAlAs e o GaAs.

Na figura 30, ilustramos diagrama de bandas de energia para um laser de poço quântico usado neste estu-

do e é mostrado também os níveis de energias permitidos para banda de condução e banda de valência de buracos leves e pesados.

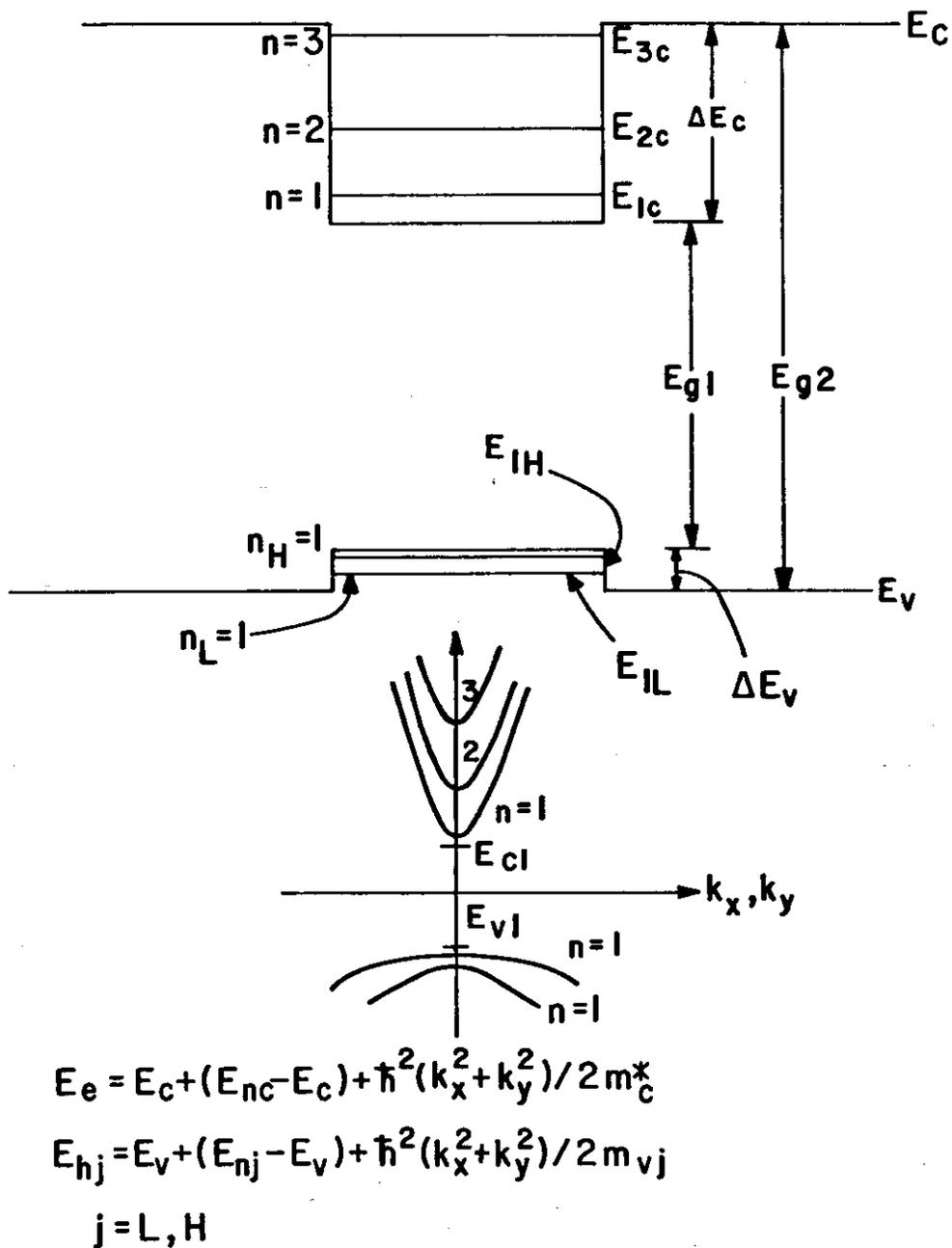


Figura 30 - Espectro de energia para um laser de poço quântico formado por uma heteroestrutura.

onde, n é o número quântico para banda de condução, e n_L e

n_H , referem-se ao número quântico para buracos leves e pesados, na banda de valência, respectivamente.

As funções de onda, associados com estes auto-estados, são da forma:

$$\Psi \sim \Psi_{xy} \cos \left(\left[\frac{m_z^* E_n}{2\hbar^2} \right]^{1/2} z \right)$$

para $n = 1, 3, 5 \dots$

$$|z| < L_z/2 \quad \{61\}$$

e

$$\Psi \sim \Psi_{xy} \text{sen} \left(\left[\frac{m_z^* E_n}{2\hbar^2} \right]^{1/2} z \right)$$

para $n = 2, 4, 6 \dots$

e

$$\Psi = \Psi_{xy} \exp \left\{ - \frac{m_z^* (E_n - \Delta E_1)}{2\hbar^2} \right\}^{1/2} |z| \quad \{62\}$$

$$|z| > L_z/2$$

onde Ψ_{xy} é a porção da função de onda associada com o movimento no plano x-y. Na aproximação de massa efetiva Ψ_{xy} toma a seguinte forma:

$$\Psi(x,y) \sim \exp (i\vec{k}_1 \cdot \vec{\rho}) U_j(r) \quad \{63\}$$

onde U_j é a porção modulada da função de Bloch em três dimensões e $\vec{\rho}$ é $\vec{x} + \vec{y}$. A figura 31 mostra a forma funcional do envelope z da função de onda, e também a dependência das auto-energias em relação a profundidade do poço quântico finito de largura L_z .

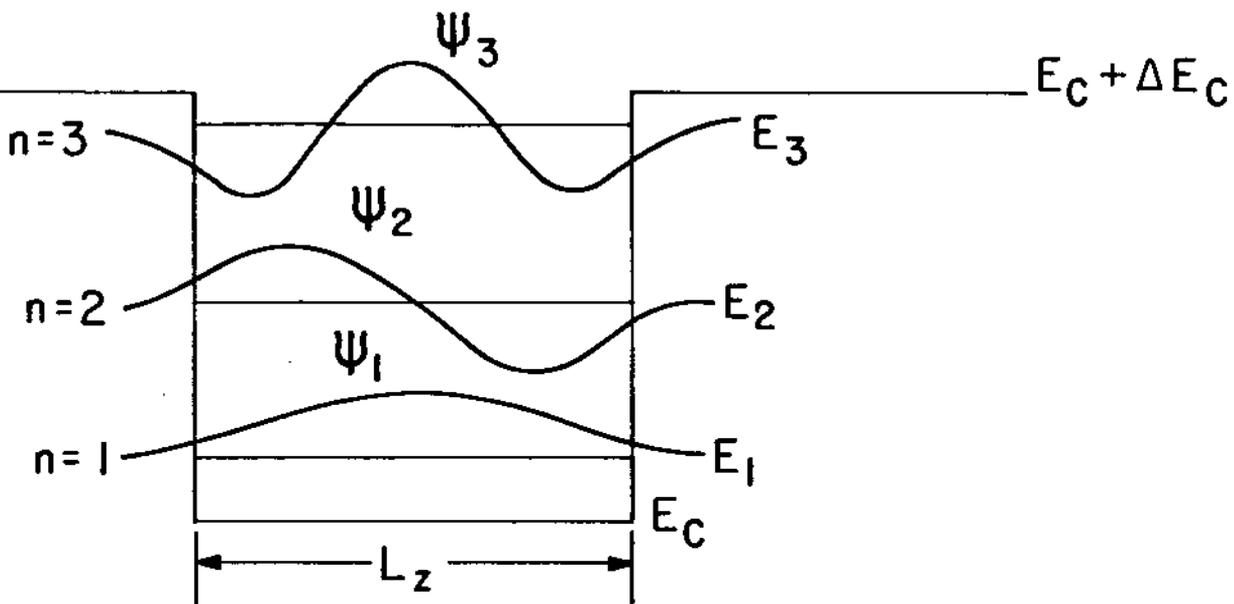


Figura 31 - Funções de onda para auto-estados do poço de potencial retangular finito.

Existem muitas consequências da quantização dos estados permitidos no poço quântico, que são importantes para a operação de um laser baseado em tal estrutura (35). De fundamental importância é que o espectro de energia dos estados permitidos seja alterado. Em particular, o estado de mínima energia para elétron e buraco é aumentado por uma energia ΔE , que depende da largura da região ativa L_z . Ao diminuir essa largura, a energia mínima de emissão de um QWH pode ser aumentada. A figura 32 ilustra a dependência dos mínimos da banda de condução (Γ , X, L), com a largura do poço quântico de GaAs confinado por hetero-barreiras de AlAs (36).

Também indicamos, na figura 32, o aumento do "gap" efetivo da banda, $E_{1L} + E_{1h}$. Note-se que o "gap" efetivo da banda pode ser aumentado em aproximadamente 0,6 a 0,8 eV, se construirmos um poço quântico fino ($L_z < 20 \text{ \AA}$).

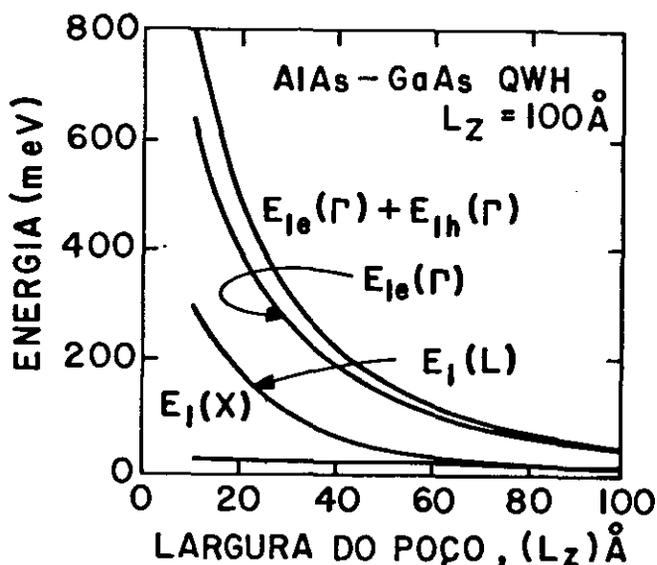
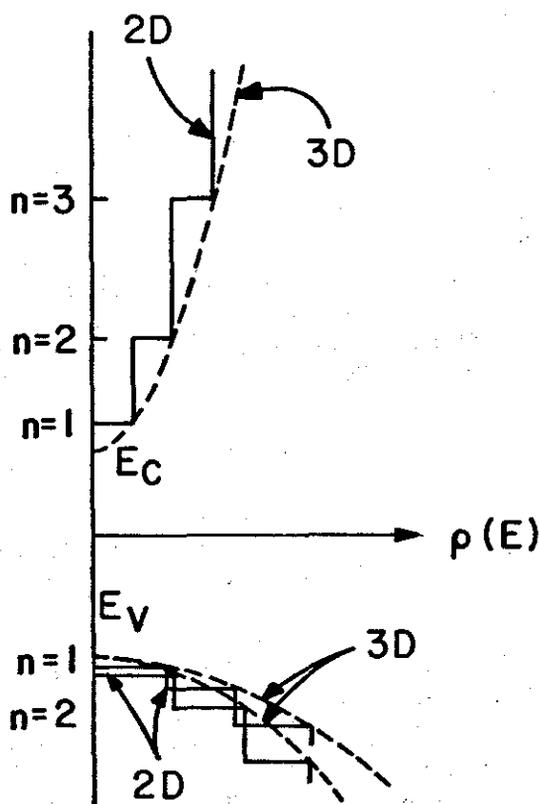


Figura 32 - Dependência da energia do primeiro estado confinado de um poço-quântico para vários mínimos na banda de condução versus a largura do poço para AlAs/GaAs (ref.36).

Isto resulta, primariamente, num aumento do nível E_1 na banda de condução e sugere que lasers de emissão no visível podem ser fabricados com estruturas de poço quântico.

A segunda consequência da quantização é que a densidade de estados (nº de estados/unidade de intervalos/volume) é alterada pela estrutura do poço quântico. Em três dimensões a densidade de estados tem dependência usual $E^{1/2}$ acima da borda da banda (37). Materiais de poço quântico podem ser considerados como de quase-duas dimensões, porque o movimento associado com cada nível quantizado é restrito ao plano x-y. A densidade de estados ligados para um sólido

de duas dimensões é independente da energia. Assim, a densidade de estados para um sólido de quase-duas dimensões é uma função "escada", como mostra a figura 33.



$$\rho_j(E) = \frac{m_j^*}{\pi \hbar^2 L_z} \left\{ \text{Int} \left[\frac{E - E_j}{E_{n,j} - E_j} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}$$

$j = C, H, L$

Figura 33 - Densidade de estados num semicondutor de poço quântico, (ref. 37).

Associada com cada nível de energia quantizado existe uma densidade de estados em duas dimensões, que depende da energia. A relevância desta forma de densidade de estados para o ganho e corrente limiar tornar-se-ã aparen

te nas secções seguintes. É suficiente mencionar que as mudanças abruptas nos números de estados possíveis, nas energias dos níveis quantizados, contribui para que a dependência do ganho com a densidade de corrente seja maior nos lasers de poço quântico, do que nos lasers convencionais (38). Isto permite que se alcance um limiar de corrente mais baixo e uma eficiência quântica interna maior nos lasers de poço quântico.

Para uma banda parabólica, com barreira potenciais infinitas, pode-se mostrar que a densidade de estados na banda de condução é dada por (37).

$$\rho_C(E) = \left(\frac{m^*}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \text{Int} \left[\frac{(E-E_C)}{\Delta E_{1C}} \right]^{1/2} \quad \{64\}$$

onde:

$$\Delta E_{1C} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* L_z^2}$$

é a diferença entre o primeiro estado eletrônico confinado e a borda da banda de condução E_C e $\text{Int}(x)$ é a função inteira. Para um poço potencial finito, a densidade de estados deve-se aproximar daquela do sólido em três dimensões no limite de pequeno ΔE_C ou grande L_z . A forma mais geral da densidade de estados aplicável a ambos os poços finito e infinito no intervalo onde a quantização dos níveis de energia ocorrem, é dado por:

$$\rho_C(E) = \left(\frac{1}{2\pi^2} \right) \left(\frac{2m_C^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_n (E_n - E_C)^{1/2} \theta(E - E_n) \quad \{65\}$$

onde $\theta(E)$, é a função de grau. Para energias acima do topo do poço a densidade de estados assume a dependência usual $E^{1/2}$.

IX-2 - Ganho na Estrutura dos Lasers de Poço Quântico:

A excitação de pares elétrons buracos no poço quântico por injeção elétrica ou excitação óptica resulta na emissão de luz, via recombinação radiativa desses pares. Consideraremos aqui o caso de não equilíbrio de um poço quântico não dopado de modo tal que:

$$n = n_0 + \Delta n \sim \Delta n = \Delta p = p \quad \{66\}$$

O grau de excitação pode ser especificado pela posição dos quasi-níveis de Fermi para elétrons e buracos, E_{fn} e E_{fp} , respectivamente. A posição dos quasi-níveis de Fermi é determinada, implicitamente, pelas equações:

$$\Delta n = \int_{E_c}^{\infty} \rho_c(E) f_c(E, E_{fn}) dE \quad \{67\}$$

onde $\rho_c(E)$ é a densidade de estados da banda de condução e f_c é a função de Fermi para elétrons. Usando a densidade de estados para um sólido quase bidimensional (eq.64), podemos escrever:

$$\Delta n = \frac{4}{\pi} \left[\frac{m_c^* KT}{2\pi \hbar^2} \right]^{3/2} \sum_{n=1} \left[\frac{E_{nc} - E_c}{KT} \right]^{1/2} \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E_{fn} - E_n}{KT} \right] \right\} \quad \{68\}$$

Uma expressão similar pode ser escrita para os buracos na banda de valência, onde a soma deve ser sobre os buracos na sub-banda leve e pesada. A solução dessas equações determina os quasi-níveis de Fermi para qualquer nível de excitação, o que nos permite calcular a probabilidade de ocupação para qualquer estado da banda de valência ou da banda de condução.

Para um sistema sob condições de baixo nível de excitação a razão na qual os fótons são emitidos no intervalo de energia dE em torno de E , devido à emissão estimulada, é dada por (9).

$$r_{\text{est}}(E) dE = \sum \left(\frac{4\tilde{n} e^2 E}{m^2 \hbar^2 c^2} \right) |M|^2 (f_s - f_i) \quad \{69\}$$

onde f_s e f_i são as probabilidades de ocupação para os estados superiores e inferiores, cujas energias são separadas por E , e \tilde{n} é o índice de refração e, $|M|^2$ é o elemento de matriz para transições eletrônicas entre estados com o mesmo vetor de onda \vec{k} .

Integrando a equação {69}, e usando a conservação do momentum do cristal, obtém-se:

$$r_{est}(E) = \left(\frac{4\tilde{n} e^2}{m^2 \hbar^2 c^2} \right) |M|^2 \rho_{red}(E) (f_s - f_i) \quad \{70\}$$

onde ρ_{red} é a densidade de estados reduzida, dada por:

$$\rho_{red} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_r^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sum_n (E - E_{nc} + E_{nv})^{1/2} \Theta(E - E_{nc} + E_{nv}) \quad \{71\}$$

onde:

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*}$$

Seguindo o tratamento de Lasher e Stern (9), o ganho líquido, em tal material, pode ser escrito como:

$$g(E) = \frac{\hbar^3 c^3}{8\pi \tilde{n}^2 E^2} r_{est}(E) \quad \{72\}$$

Para calcular o ganho como função da corrente nos lasers de poço quântico, devemos relacionar o excesso de portadores à corrente. A aproximação usual (39) que se faz é calcular a corrente nominal J_{nom} , injetada por unidade de volume (normalizada em uma área de $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ e de espessura $1\mu\text{m}$) necessária para gerar Δn pares de elétrons-buracos, se a recombinação radiativa espontânea for o único mecanismo de recombinação (isto é, a eficiência quântica interna $\eta = 1$):

$$J_{\text{nom}} = e B (\Delta n)^2 \quad \{73\}$$

onde B é o coeficiente de recombinação radiativa. Implícito neste tratamento está o fato de que a razão de emissão estimulada é relativamente menor, se comparada à razão de emissão espontânea ($r_{\text{est}} < r_{\text{esp}}$). A figura 34 mostra um exemplo onde calculou-se o espectro de ganho de duas heteroestruturas de larguras diferentes (L_z) do poço quântico, sob as mesmas densidades de portadores injetados $\Delta n = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (38).

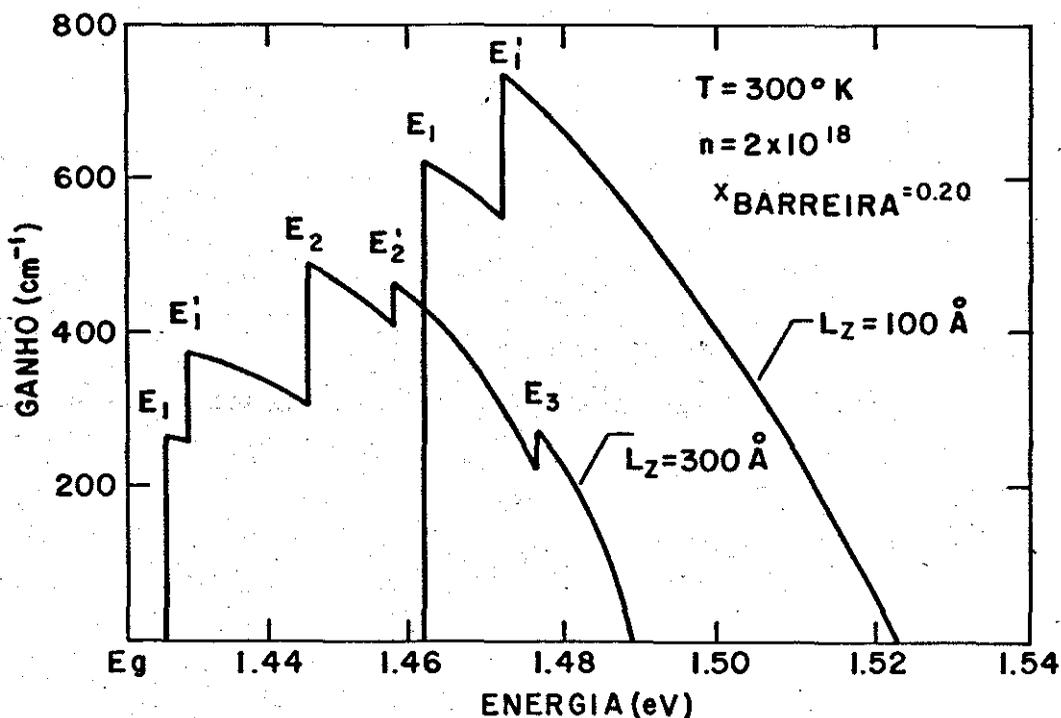


Figura 34 - Espectro do ganho teórico para dois lasers de largura (L_z) 100 e 300Å (ref. 38)

Comparando os valores do g_{max} dos dois lasers de poço quântico, nós vemos que o ganho máximo para L_z de 100Å é muito maior que L_z de 300Å. Isto provém do fato que

o g_{\max} para $L_z = 100\text{\AA}$ ocorre para transições envolvendo o primeiro nível de energia confinado onde o fator de inversão de população ($f_s - f_i$) é maior, enquanto que o g_{\max} para $L_z = 300\text{\AA}$ corresponde a transições envolvendo o segundo nível de energia confinado, onde o fator de inversão de população é menor.

Ainda, neste exemplo, observamos que o poço de $L_z = 300\text{\AA}$ mostra um espectro de ganho deslocado para energia menor do que aquela do poço de $L_z = 100\text{\AA}$.

Pela definição, há condição limiar de "Lasing" ocorre quando o ganho máximo gerado na camada ativa é igual as perdas existente na cavidade óptica, ou seja:

$$g_{\max} = \sum \alpha_i \quad \{74\}$$

onde α_i são as várias perdas na cavidade óptica. Para determinar as características de um laser em particular, devemos determinar o ganho máximo como função da razão de excitação, ou outro parâmetro do sistema. A figura 35 mostra um modelo de cálculo de g_{\max} versus largura de um poço quântico para vários níveis de excitação dado pela concentração de portadores injetados (40).

Da figura 35, podemos observa que, o ganho máximo aumenta de zero no intervalo de $0 < L_z < 50\text{\AA}$ para um máximo na faixa de $70 < L_z < 100\text{\AA}$ para vários níveis de excitação, e decresce com uma leve ondulação acima desta largura de poço. A ocorrência de g_{\max} , a largura de poço menores, é devido ao aumento das transições envolvendo o primeiro nível de energia permitido. A queda rápida para valores muito

pequenos é devido a ocupação incompleta do nível de energia permitido

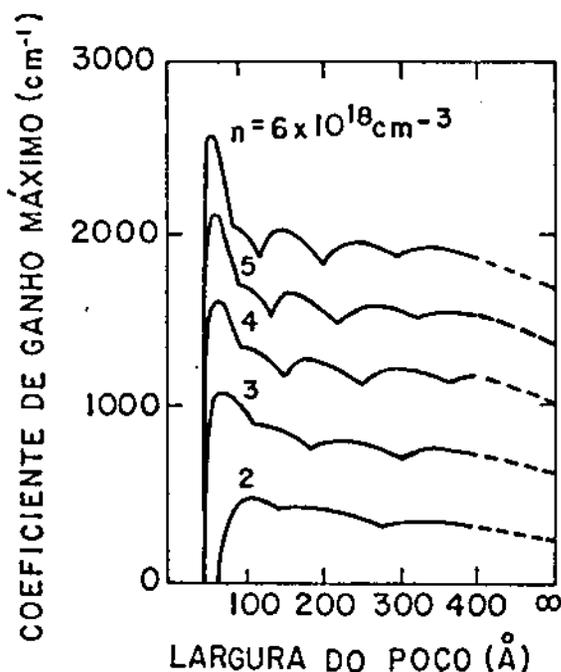


Figura 35 - Variação teórica do ganho máximo g_{\max} versus a largura do poço, para vários níveis de excitação (ref. 40).

Um modelo de cálculo da dependência do g_{\max} sob a excitação (J_{nom}) para várias larguras de poços, é dada na figura 36, (38).

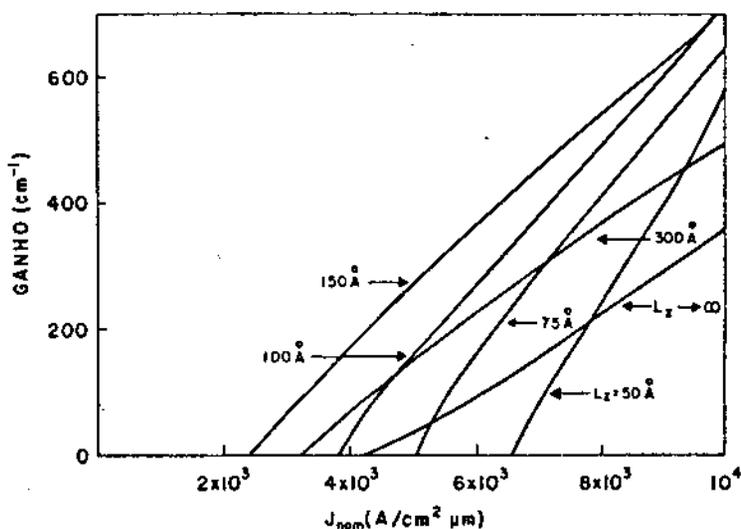


Figura 36 - Variação teórica de g_{\max} versus J_{nom} para várias larguras de poços (ref.38).

Da figura, observamos que a declividade da característica ganho-corrente aumenta com o decréscimo na largura do poço, isto é, necessitaremos de menor nível de excitação para atingir um determinado valor de g_{\max} . Isto é uma manifestação do aumento da densidade de estados nas bordas da banda efetiva e a necessidade de maior nível de excitação para preencher os estados possíveis, o que é manifestado em ambas excitações requeridas para se obter ganho positivo, e na inclinação da curva ganho versus sua excitação. O ganho máximo pode ser aproximado pela relação empírica linear.

$$g_{\max} = \beta (J_{\text{nom}} - J_0) \quad \{75\}$$

onde β e J_0 aumentam com o decréscimo na largura do poço para $L_z < 150\text{\AA}$.

IX-3 - Confinamento Modal de Lasers de Poço Quântico:

Em um laser no qual a região ativa é muito fina (estreita) somente uma fração Γ do campo eletromagnético se propaga na região de ganho e contribui, efetivamente, para a emissão estimulada. O ganho efetivo é dado por Γg_{\max} . Para um guia de onda simples, simétrico, com três camadas AlGaAs/GaAs e com uma região ativa de largura L_z , o fator de confinamento Γ é dado por (39).

$$\Gamma \approx \frac{100 \times L_z^2}{\lambda_0^2} \quad \{76\}$$

onde x é a composição de Al das camadas confinantes e λ_0 é o comprimento de onda dos fótons no espaço livre. Para $L_z = 100\text{Å}$ e $x = 0,6$, $\Gamma = 6 \times 10^{-3}$. Para que se tenha maior superposição entre a região de ganho (onde há probabilidade de amplificação de luz) e a onda eletromagnética estruturas mais complexas foram desenvolvidas. Na figura 37, ilustramos vários exemplos de estruturas de poço quântico projetados para aumentarem a superposição entre a região de ganho e o campo fotônico.

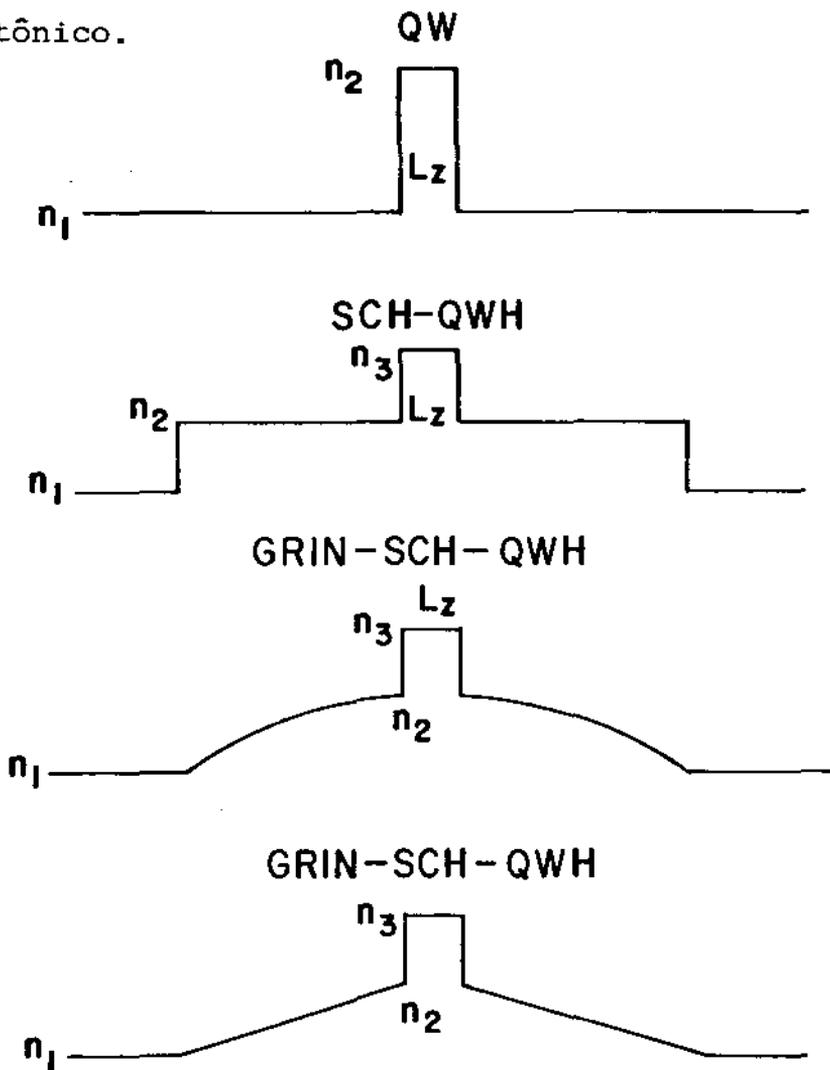


Figura 37 - Esquema dos perfis de índice de refração dos vários tipos de estruturas dos laser de poço quântico.

A estrutura de poço quântico com confinamento separado por índice de refração gradual, SCH-QW, conta com as propriedades de um guia de onda de índice gradual embutido em um meio de índice menor. O fator de confinamento modal Γ , para um perfil de índice parabólico, é dado por (38):

$$\Gamma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{L_z}{w_0} \quad \{77\}$$

onde w_0 é o raio do feixe da onda gaussiana. Para $w_0 = 2500 \text{ \AA}$ e $L_z = 100 \text{ \AA}$, um valor típico de Γ é $\Gamma = 0,03$.

IX-4 - Corrente Limiar no Laser de Poço Quântico:

A condição para o limiar de um laser, cuja estrutura tem um poço quântico como região ativa, é dada pela equação {71}. Os mecanismos de perdas dominantes são aqueles devido a absorção de portadores livres na região ativa ($\alpha_{p_\ell}^a$) e na região passiva ($\alpha_{p_\ell}^p$) do guia de onda, e perdas devido à transmissão através do espelho, $(1/L) \ln(1/R)$ onde L é o comprimento da cavidade e R é a refletividade dos espelhos. Desde que somente a fração Γ da onda eletromagnética se propaga na região ativa e que $(1-\Gamma)$ se propaga na região passiva, a condição de limiar pode ser escrita como:

$$\Gamma g_{\max}^{\text{lim}} = \Gamma \alpha_{p_\ell}^a + (1-\Gamma) \alpha_{p_\ell}^p + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \quad \{78\}$$

Usando a equação {74}, podemos determinar a

razão de excitação, J_{nom} , requerida para se chegar ao limiar.

$$J_{\text{nom}}^{\text{lim}} = J_0 + \left[\Gamma \alpha_{p\ell}^a + (1-\Gamma) \alpha_{p\ell}^p + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right] \frac{1}{\beta \Gamma} \quad \{79\}$$

onde J_0 é o ganho de injeção zero e β é o coeficiente de ganho.

A densidade de corrente limiar está relacionada com o volume de excitação por:

$$J_{\text{lim}} = J_{\text{nom}}^{\text{lim}} \frac{d}{\eta_i} \quad \{80\}$$

onde d é a largura da região ativa (L_z) e η_i a eficiência quântica interna (uma média da fração de portadores que se recombinam radiativamente) é dada por:

$$\eta_i = \left(\frac{1/\tau_r}{1/\tau_r + \frac{2S_v}{d}} \right) \quad \{81\}$$

onde τ_r é o tempo de vida da recombinação radiativa e S_v é a velocidade de recombinação na interface, a qual é devido a recombinação interfacial (41).

Assim, a densidade de corrente limiar é dada por:

$$J_{\text{lim}} = J_0 \frac{d}{\eta_i} + \left(\frac{d}{\beta \Gamma \eta_i} \right) \left[\Gamma \alpha_{p\ell}^a + (1-\Gamma) \alpha_{p\ell}^p + \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right] \quad \{82\}$$

onde o primeiro termo corresponde à corrente requerida para se atingir a inversão de população, e o segundo é a corren-

te requerida para aumentar a razão de emissão estimulada a um nível suficiente para superar as perdas na cavidade.

Na figura 38, (38), são mostrados os resultados do cálculo da densidade de corrente limiar, como uma fração da largura do poço para uma barreira constante ($x = 0,20$). São mostrados, também, os pontos experimentais.

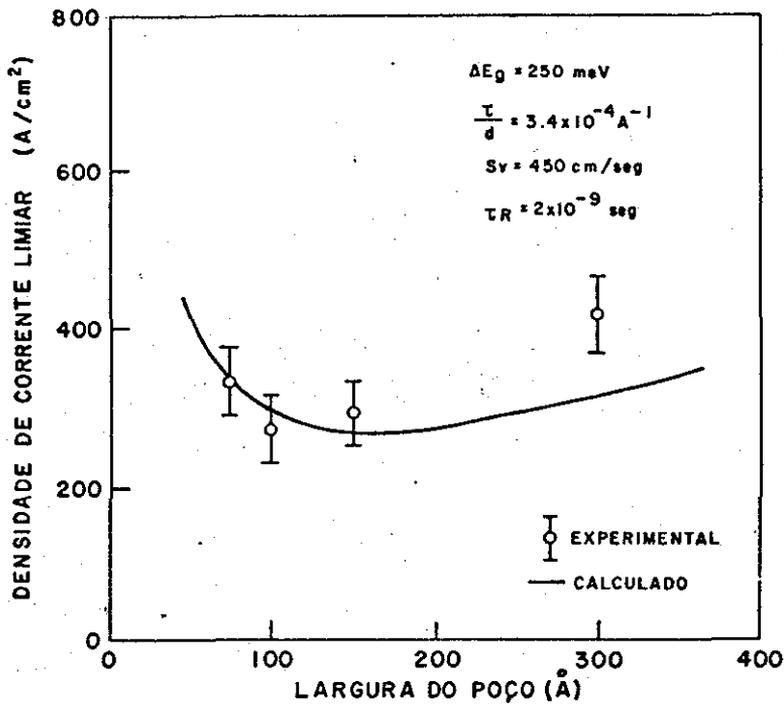


Figura 38 - Comparação entre a densidade de corrente limiar calculada e experimental, como função da largura do poço (L_z), num GRIN-SCH-QWH (ref. 38).

A densidade de corrente no intervalo de $75 < L_z < 150 \text{ \AA}$ está de acordo com o cálculo teórico, mas está em desacordo para com $L_z = 300 \text{ \AA}$.

CAPÍTULO X:

X-1 - Guiamento de Luz no Laser:

Uma estrutura que guia o fluxo de energia eletromagnética na direção paralela ao seu eixo é chamada guia. Um laser de heteroestrutura de poço quântico do tipo SCH-QW (veja figura 39), é um guia de onda, formado por um dielétrico retangular (camada ativa), entre dois meios de índice de refração gradual, menor que o da camada ativa. Esta variação no índice de refração fornece a condição necessária para que a reflexão total ocorra nas interfaces da camada ativa e a onda eletromagnética seja refletida em zigue-zague dentro do guia, onde será amplificada.

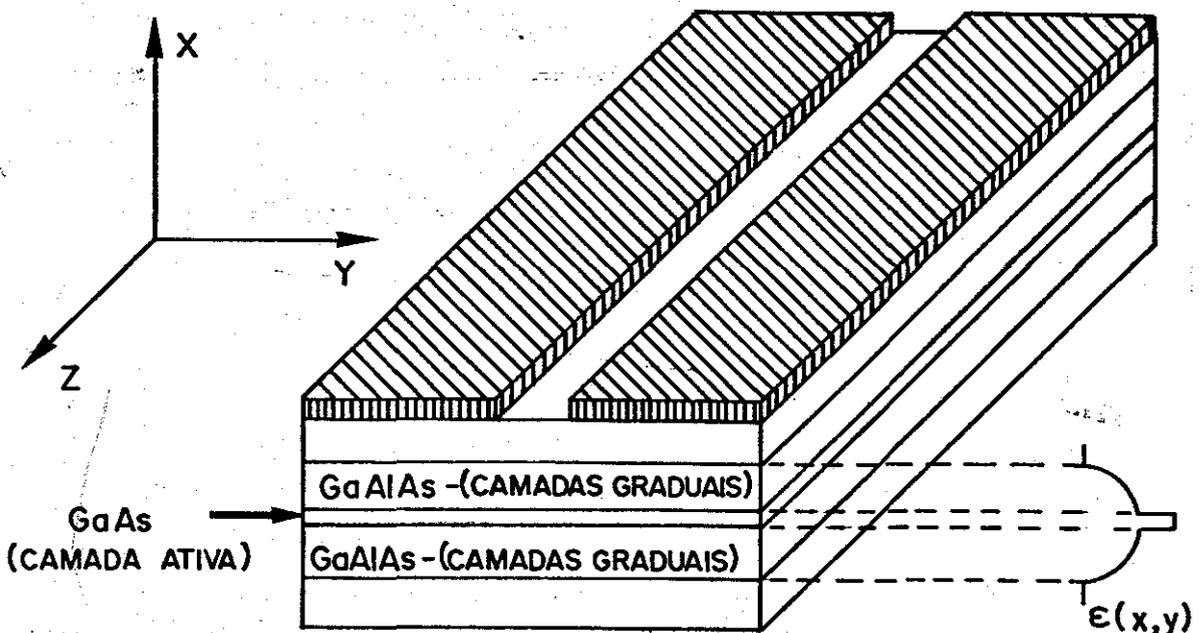


Figura 39 - Representação esquemática, da variação da constante dielétrica perpendicular ao plano da junção, segundo as direções X, Y, Z.

Diversas soluções para a configuração do campo (modos) têm sido propostas (42); (43) para o guia de onda simétrico. Em todas elas, a configuração do campo é dada pela solução da equação de onda na cavidade, obtida a partir das equações de Maxwell. A forma geral da equação de onda é dada por:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \{83\}$$

que é a equação de onda em três dimensões para o vetor campo elétrico \vec{E} ; μ_0 é a permeabilidade do meio e ϵ a constante dielétrica. Equação análoga é obtida para o vetor campo magnético e as soluções (modo de emissão) são encontradas pelo método de separação de variáveis, com condições de contorno apropriadas.

Os modos guiados refletem as características do guia de onda e dependem explicitamente da constante dielétrica do meio. Como a constante dielétrica pode ser expressa em termos do índice de refração, conclui-se que a configuração do campo eletromagnético depende da variação do índice de refração nas direções paralela e perpendicular à junção. A constante dielétrica complexa é dada por:

$$\epsilon = \bar{n}^2$$

ou

$$\epsilon = \epsilon_r + i \epsilon_i = (n + ik)^2 \quad \{84\}$$

onde n é a parte real do índice de refração e k (44) é a

parte imaginária do índice de refração ou coeficiente de extinção.

O coeficiente de extinção κ está relacionado com o coeficiente de absorção α pela relação (39), (44):

$$\kappa = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \quad \{85\}$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação e α é definido como a razão do decréscimo da intensidade da luz ao longo de seu caminho de propagação.

No laser, tanto o índice de refração como o coeficiente de extinção, dependem de fatores tais como, comprimento de onda, portadores injetados, temperatura, entre outros.

O índice de refração complexo, nos lasers de SCH-QW, com faixa confinadora de corrente, varia espacialmente devido a própria estrutura do dispositivo e, também, em consequência dos processos dinâmicos que ocorrem dentro e fora da região ativa, quando o laser está em operação (45), (46), (47). Esta variação do índice de refração complexo definirá as características de guiamento da luz gerada pelo laser. O guiamento da luz pode ser efetuado tanto pela parte real do índice de refração complexo, como pela parte imaginária, ou por ambas. Quando o guiamento é provido principalmente pela parte real do índice de refração, chamamos de guiamento real (45), (48). Quando o principal responsável é a parte imaginária (47), (49), através do ganho (coeficiente de absorção negativo), chamamos de guiamento por amplificação diferencial, ou simplesmente, ganho.

X-2 - Perfil do Índice de Refração Complexo:

Na figura 39 representamos a estrutura de um laser SCH-QW com faixa confinadora de corrente e sua orientação em relação a um sistema de coordenadas cartesianas. Correspondente a esta estrutura representamos na figura 40, a variação esquemática do índice de refração, segundo x, y .

A variação do índice de refração complexo, na direção x , ocorre por construção. Ele varia com x , na forma de um batente, devido à mudança de material, conforme é mostrado na figura 40.

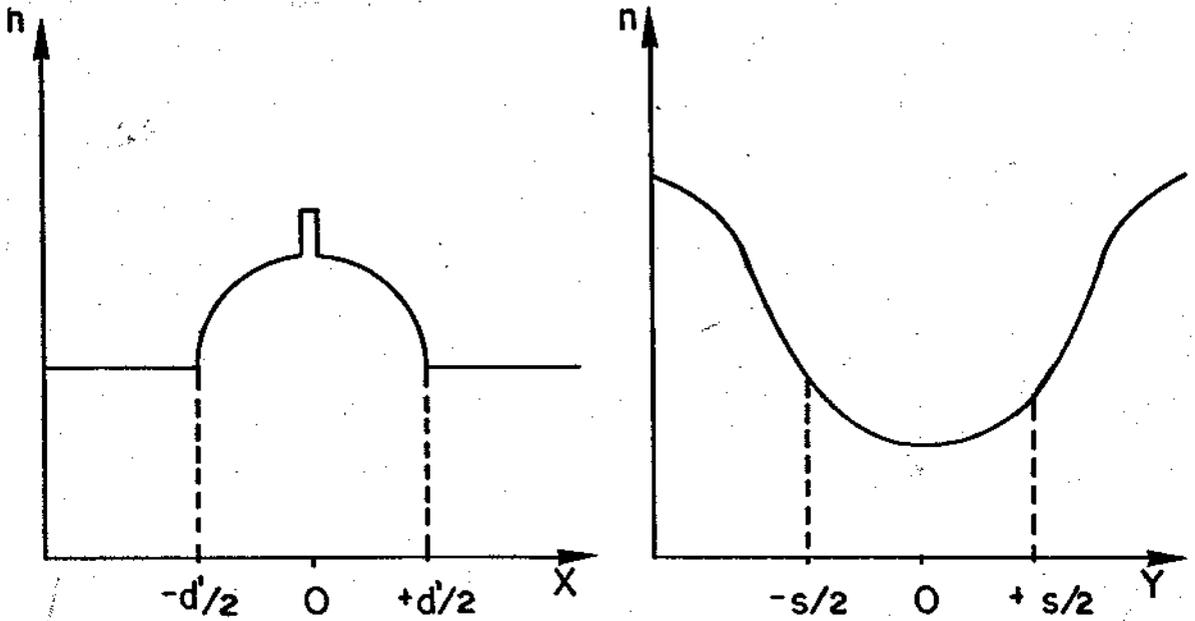


Figura 40 - Variação espacial do índice de refração n , segundo as direções x, y .

Na direção y , paralela à região ativa, assumimos que não há variação do índice de refração por construção, ou seja, não há variação decorrente da estrutura do dispositivo. Ela surge somente quando o laser está em operação ocasionada por processo perturbativos que ocorrem dentro e fora da região ativa. Esta variação é causada por vários processos, tais como portadores injetados, aquecimento da região ativa, tensões mecânicas. Consideraremos neste trabalho as perturbações causadas pelos portadores e pela temperatura, como sendo os principais processos responsáveis pela variação espacial do índice de refração complexo na direção y , quando o laser está em operação. Estes processos serão discutidos a seguir.

X-3 - Perturbação Causada Pelos Portadores:

A influência dos portadores no índice de refração começou a ser estudada por Jonscher (50) e Thompson (46), numa tentativa de explicar a filamentação da luz que ocorria nos lasers de semicondutor.

Jonscher (50) considerava como causa da perturbação o efeito de plasma criado pelos portadores injetados na região ativa. No modelo de Thompson (46), os portadores causavam uma variação no coeficiente de absorção devido à variação da energia dos quasi-níveis de Fermi, com a injeção (deslocamento Burstein). Com várias aproximações, ele calculava $\alpha(E)$ e, com as relações de Kramers-Kroning, obtinha a variação do índice de refração com os portadores.

Ambos os autores, embora usando hipóteses qualitativamente diferentes, chegaram à conclusão que os portadores causavam uma perturbação negativa no índice de refração ao longo da direção y do tipo:

$$\Delta n_a = - A \Delta N(y) \quad \{86\}$$

com,

$$A = \frac{e^2 n_a}{\sigma \epsilon_0 m_e^2} \quad (\text{ref. 51})$$

onde:

- e - Carga do elétron ($1,6 \times 10^{-19} \text{C}$)
- ϵ_0 - Permissividade no vácuo ($8,85 \times 10^{-12}$)
- σ - Constante dielétrica relativa (13,6)
- n_a - Índice de refração na ausência de carga (3,5)
- m_e - Massa efetiva do elétron (0,065)

Com os valores indicados acima, típicos para GaAs, obtemos para a constante de proporcionalidade $A = 1,29 \times 10^{-21} \text{cm}^3$.

Observamos que um aumento na variação da densidade de portadores $\Delta N(y)$, resulta numa diminuição do índice de refração, e o meio tende a dispersar a luz.

X-4 - Efeito da Temperatura:

A injeção de portadores no laser de semicondutor causa aquecimento da região ativa e das camadas adjacentes (51), (52), através de dois processos:

1- Transições não radiativas

2- Aquecimento por efeito Joule

O aquecimento por transições não radiativas ocorre na camada ativa e nas camadas confinantes, mas o aquecimento por efeito Joule ocorre por todo o dispositivo onde flui a corrente.

Estes processos de aquecimento irão alterar o índice de refração complexo da camada ativa e das camadas adjacentes.

Sabemos que a parte real do índice de refração complexo, é função da energia da banda proibida (52), que por sua vez, depende da temperatura, através da relação:

$$E_g = E_{g_0} - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad \{87\}$$

Desta maneira, qualquer variação na temperatura produz uma variação no índice de refração da forma:

$$\Delta n(T) = C \Delta T \quad \{88\}$$

A constante C é obtida da literatura (47) e seu valor é:

$$C = 5,7 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ para o GaAs}$$

$$C = 5,0 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ para o GaAlAs}$$

Da equação (88), tem-se que uma variação positiva da temperatura, produz um aumento na parte real do índice de refração complexo, diminuindo a dispersão do meio.

Enquanto o aquecimento por processos não radiativos ocorre nas regiões próximas à região ativa, o aquecimento por efeito Joule ocorre para todo o dispositivo por onde flui a corrente. Assim, a diferença de temperatura entre a região ativa e as regiões vizinhas, provocadas por efeito Joule, é menos intensa do que aquelas provocadas por recombinações não radiativas. Desta forma, o perfil de calor gerado por recombinações não radiativas nas heterointerfaces das camadas confinantes, será maior que o perfil de calor gerado na camada ativa.

Observamos que para lasers de dupla-heteroestruturas a maior variação de temperatura ocorre na camada ativa e seu efeito sobre as camadas adjacentes pode ser desprezado (53). Contudo, para os lasers de poço-quântico, devido à pequena espessura da camada ativa, a contribuição da temperatura sobre o índice de refração das camadas confinantes não pode ser desprezada.

Agora que definimos as fontes geradoras de calor, passemos ao cálculo do perfil de temperatura gerado

pela recombinação não radiativa nas heterointerfaces. Usando o modelo de propagação de calor em sólidos unidimensionais, proposto por Carslow e Jaeger (54), temos que a evolução temporal da temperatura no sólido pode ser calculada através da equação:

$$T(y,t) = \frac{F_0}{k} \left\{ \left(\frac{\phi t}{\pi} \right)^{1/2} \exp(-y^2/4kt) - \frac{y}{2} \operatorname{erf} \frac{y}{2\sqrt{\phi t}} \right\} \quad \{89\}$$

onde:

- k - Condutividade térmica
- ϕ - Difusibilidade térmica
- erf- Função erro
- t - Tempo contado a partir do início do pulso
- F_0 - Razão pela qual o calor é gerado por unidade de área

Para o laser de poço-quântico, se considerarmos as camadas graduais como sendo um meio semi-infinito, e assumindo que o valor médio do confinamento do modo é muito menor que o comprimento de difusão térmica, definido como $2\sqrt{\phi t}$, reduzimos a equação {89} para:

$$T(y,t) = \frac{F_0}{k} \left(\frac{\phi t}{\pi} \right)^{1/2} \quad \{90\}$$

com

$$F_0 = \frac{N(y)}{\tau} \cdot \frac{hc}{\lambda} (1-n_{int}) d \quad \{91\}$$

onde,

- τ - Constante de tempo de recombinação total
- η_{int} - Eficiência quântica interna
- $N(y)$ - É o número de elétrons por unidade de volume ao longo da direção y .
- h - Constante de Planck
- c - Velocidade da luz no vácuo
- d - Espessura da Camada ativa (L_z)
- λ - Comprimento de onda da radiação

A constante de tempo de recombinação total é encontrada a partir da relação:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} \quad \{92\}$$

onde,

- τ_R - Constante de tempo de recombinação radiativa.
- τ_{NR} - Constante de tempo da recombinação não radiativa.

A eficiência quântica interna η_{int} , é encontrada a partir da relação:

$$\eta_{int} = \frac{1/\tau_R}{1/\tau_R + 2S_v/d} \quad \{93\}$$

onde, S_v é a velocidade de recombinação nas heterointerfaces (41).

Assim, uma vez que conhecemos todos os parâmetros contidos na equação que fornece a evolução da temperatura com o tempo (eq. 90), podemos encontrar, para o nosso caso, expressão para a diferença de temperatura criada entre o centro e a borda da canaleta quando há injeção de corrente.

Considderando,

$$\Delta T(t) = T(y=0) - T(y=S/2) \quad \{94\}$$

obtemos,

$$\Delta T(t) = \frac{\Delta F_0(y)}{k} \left(\frac{\phi t}{\pi} \right)^{1/2} \quad \{95\}$$

onde,

$$\Delta F_0(y) = \Delta N(y) \frac{hc}{2\lambda} (1 - \eta_{int}) d \quad \{96\}$$

e

$$\Delta N(y) = N(0) - N(S/2) \quad \{97\}$$

Assim, a variação no índice de refração, causada pela temperatura (equação 88), será dada por:

$$\Delta n(t) = C \frac{\Delta F_0(y)}{k} \left(\frac{\phi t}{\pi} \right)^{1/2} \quad \{98\}$$

X-5 - Distribuição de Portadores ao Longo da Junção:

Na região ativa do laser de semicondutor, ocorre a emissão de luz pela recombinação dos portadores ali injetados. A experiência tem demonstrado que, em laser com contato largo, a luz não fica distribuída uniformemente através do plano da região ativa. Ao contrário, ela é confinada em regiões discretas, na forma de filamentos distribuídos aleatoriamente ao longo do plano da região ativa. Esta filamentação da luz compromete as aplicações práticas desses dispositivos, pois cada um dos filamentos pode suportar a oscilação de vários modos; além disso a emissão de luz por diferentes filamentos é incoerente entre si; e os processos que ocorrem em um filamento podem interferir nos processos que ocorrem nos outros, de forma que o laser passa a ser operado com uma complicada estrutura de modos.

A filamentação da luz no laser de semicondutor pode ser evitada, limitando-se a injeção de corrente na direção transversal, paralela à região ativa (figura 41). Com isto, os portadores são injetados em um espaço físico que permite a formação de somente um filamento. Isto é feito através de uma canaleta ou faixa confinadora de corrente, (55), (56), que limita a injeção de portadores a uma região estreita da camada ativa.

Em laser de canaleta confinadora, a corrente de portadores majoritários sofre um espalhamento e penetra na região ativa, através de uma área maior que a área definida pela canaleta, (veja figura 41). O espalhamento na corrente

cria um gradiente na densidade de portadores injetados. Estes, então se difundem para regiões de densidade mais baixa, nas direções paralela e perpendicular à junção.

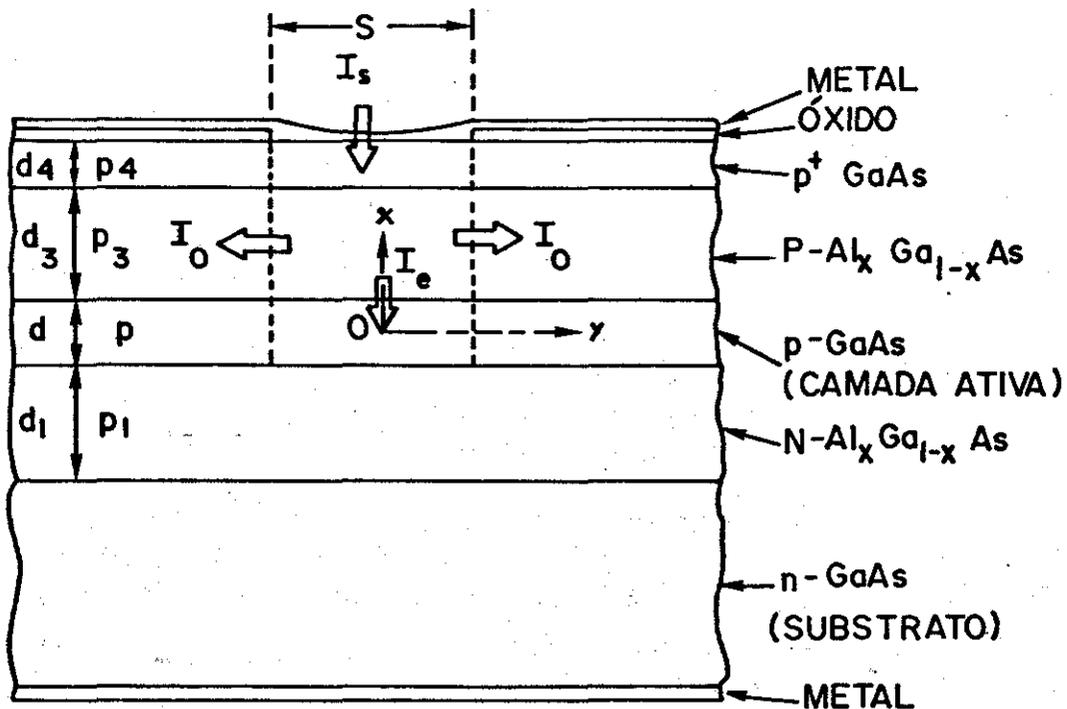


Figura 41 - Representação esquemática do espalhamento da corrente em laser de D.H. com canaleta confinadora. Onde I_s é a corrente total, I_e a corrente que atravessa a camada ativa abaixo da faixa, e I_0 é a corrente espalhada lateralmente (ref. 57).

Para laser de poço quântico, cuja espessura típica da camada ativa é $L_z < 500\text{\AA}$, a difusão através desta camada pode ser considerada instantânea (58), uma vez que a espessura é desprezível quando comparada ao comprimento de difusão dos portadores. Para o GaAs, o comprimento de difusão é da ordem de 3 a $10\mu\text{m}$ para elétrons, e de 2 a $5\mu\text{m}$ para buracos.

Tendo em vista essas condições, a difusão dos portadores pode ser considerada unidimensional, na direção paralela à junção.

A fim de determinarmos a distribuição de portadores ao longo da junção num laser de poço quântico com canaleta confinadora de corrente, de largura S , supomos que para o regime de emissão espontânea a difusão lateral obedece a equação de continuidade para elétrons (59):

$$\frac{d^2 N}{dy^2} - \frac{N}{L_n^2} = G \quad \text{para } 0 < y < S/2 \quad \{99\}$$

e

$$\frac{d^2 N}{dy^2} - \frac{N}{L_n^2} = -G \exp\left(-\frac{(y-S/2)}{l_0}\right) \quad \{100\}$$

Para $y > S/2$

com

$$G = \frac{J_e}{q D_n d} \quad \{101\}$$

onde

- G - Concentração de portadores gerada pela densidade de corrente injetada J_e
- q - Carga de elétron
- d - Espessura da camada ativa (L_z)
- L_n - Comprimento de difusão do elétron

D_n - Difusibilidade do elétron

$$L_n = (D_n \tau)^{1/2} \quad (102)$$

$$\lambda_0 = \frac{2}{\beta R_x J_e} \quad (57) \quad (103)$$

$$\beta = \frac{q}{nKT} \quad (57) \quad (104)$$

K - Constante de Boltzmann

T - Temperatura absoluta

n - Usualmente igual a dois para junção p-n
GaAs-GaAlAs (57)

R_x - Resistência da camada composta

$$\frac{1}{R_x} = \sum_i \frac{d_i}{\rho} \quad (57) \quad (105)$$

d_i - Espessura das camadas confinantes de
 $Ga_{1-x}Al_xAs$ com $x = 0,2$ a $0,5$

ρ - Resistividade das camadas confinantes

J_e - Densidade de corrente que atravessa a
camada ativa, na região abaixo da ca-
naleta confinadora (ref. 57)

$$J_e = \left[\left(\frac{2}{\beta R_x S^2} + J_s \right)^{1/2} - \left(\frac{2}{\beta R_x S^2} \right)^{1/2} \right]^2 \quad \{106\}$$

J_s - Densidade de corrente total fornecida ao laser

$$J_s = \frac{I_s}{S L} \quad \{107\}$$

I_s - Corrente total fornecida ao laser

L - Comprimento da canaleta confinadora de corrente.

Desde que todas as grandezas envolvidas nas equações {99}, {100} são conhecidas, pode-se obter as soluções destas equações, considerando a condição de continuidade de portadores no ponto ($y = S/2$).

$$N(y) = GL_n^2 \left[1 - \left(\frac{L_n}{\ell_0 + L_n} \right) \exp \left(\frac{-S}{2L_n} \right) \cosh \left(\frac{y}{L_n} \right) \right] \quad \{108\}$$

para $0 < y < S/2$

e

$$N(y) = GL_n^2 \left(\frac{\ell_0^2}{\ell_0^2 - L_n^2} \right) \exp \left(- \frac{(x-S/2)}{\ell_0} \right) +$$

$$- \frac{GL_n^2}{2} \left[\left(\frac{L_n}{\ell_0 - L_n} \right) - \left(\frac{L_n}{\ell_0 + L_n} \right) \exp \left(\frac{-S}{L_n} \right) \right] \exp \left(- \frac{(x-S/2)}{L_n} \right) \quad \{109\}$$

para $S/2 < y < \infty$

A partir da equação {108} calculamos a variação da concentração de portadores entre o centro e a borda da canaleta confinadora de corrente:

$$\Delta N(y) = N(y=0) - N(y=S/2)$$

ou

$$\Delta N(y) = GL_n^2 \left(\frac{L_n}{\lambda_0 + L_n} \right) \exp \left(\frac{-S}{2L_n} \right) \left[\cosh \left(\frac{S}{2L_n} \right) - 1 \right] \quad \{110\}$$

X-6 - Portadores Versus Temperatura:

A perturbação causada pelos portadores injetados e pela temperatura são mecanismos que atuam sobre o índice de refração de maneira competitiva. O perfil de portadores produz uma variação negativa no índice de refração (46), (50), enquanto que o perfil de temperatura atua em sentido contrário, contribuindo como um incremento positivo no índice de refração (47).

Na figura 42 ilustramos o perfil de temperatura e de portadores ao longo da junção e suas influências sobre o índice de refração em um laser de canaleta confinadora.

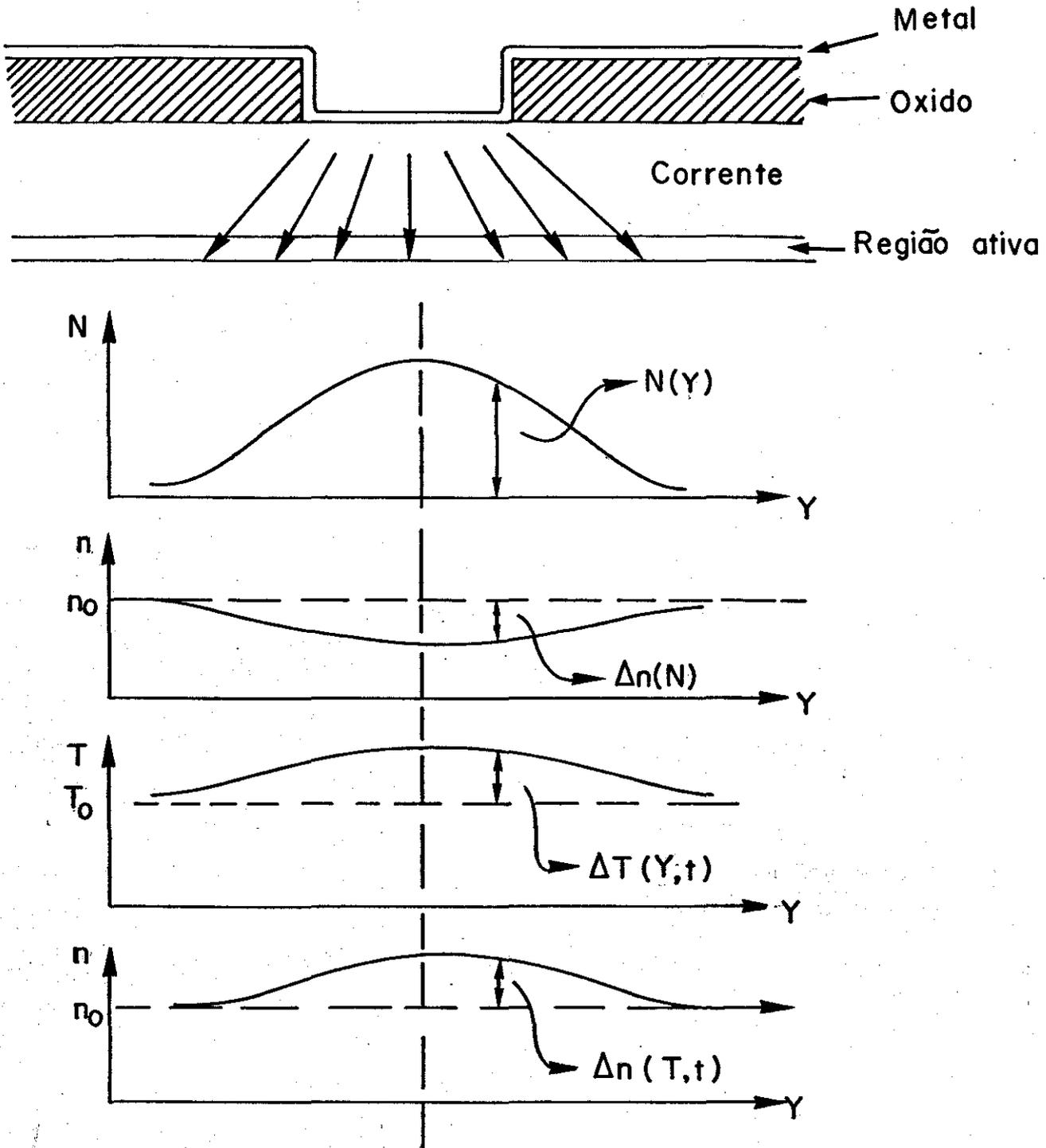


Figura 42 - Perfis de Portadores $N(y)$, e de temperatura $T(y)$, e das variações $\Delta n(N)$ e $\Delta n(T,t)$ causadas por elas no índice de refração n , em lasers com canaleta confinadora de corrente.

Do que foi exposto anteriormente, vimos que a parte real e imaginária do índice de refração complexo são afetadas pelos processos dinâmicos que ocorrem dentro e fora da camada ativa, quando o laser está em operação. Portanto, para se entender a origem e natureza do guiamento da luz pelo laser de semiconductor, principalmente na direção paralela à camada ativa, tem-se que considerar a variação espacial da parte real e imaginária do índice de refração complexo.

CAPÍTULO XI:XI-1 - Atrasos em Lasers:

Os estudos do comportamento dos lasers de GaAs e GaAlAs, de homoestrutura, de heteroestrutura simples, de heteroestrutura dupla e de poço quântico, mostram que existe um atraso no tempo, entre o início da excitação (por exemplo, um pulso corrente) e o início da emissão de luz estimulada. Estes atrasos podem ser divididos em dois grupos: atrasos curtos quando seu valor é de alguns nanosegundos e atrasos longos quando seu valor é de algumas dezenas ou até mesmo, centenas de nanosegundos. Enquanto o primeiro é verificado em todas as estruturas dos lasers de GaAs e GaAlAs mencionadas anteriormente, os atrasos longos são percebidos apenas em lasers de homoestrutura (60), heteroestrutura simples (61) e de poço quântico (62).

Para lasers de poço quântico, com canaleta confinadora de corrente, de largura ($S \leq 10\mu\text{m}$), e camada ativa de espessura ($L_z \leq 150\text{\AA}$), foi observado por Prince e colaboradores (31), (32), um atraso da ordem de $1,0\mu\text{s}$.

Na figura 43, mostramos o comportamento da luz em função do tempo quando um pulso de corrente é aplicado. O traço superior, representa o pulso de luz, e o inferior o pulso de corrente.

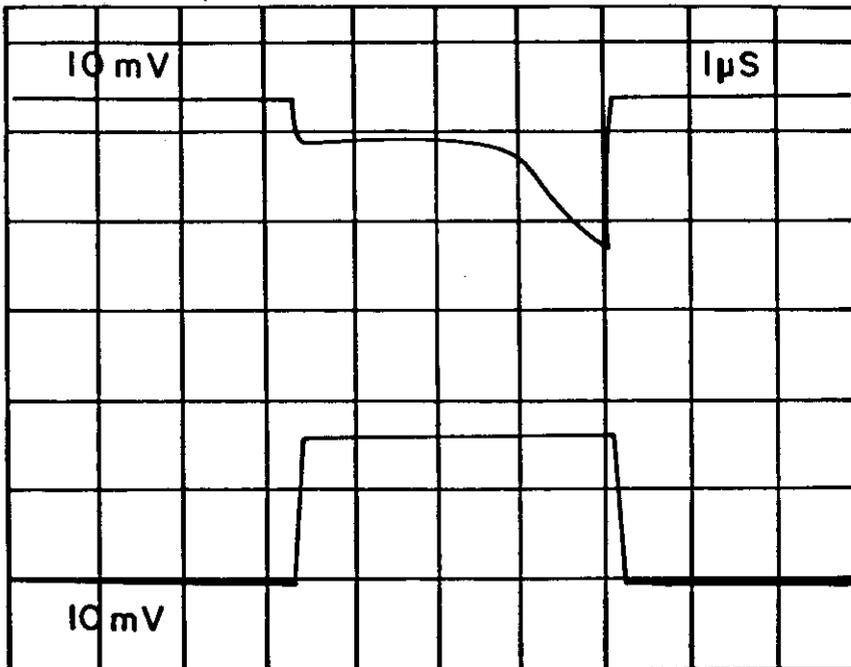


Figura 43 - Representação esquemática de um pulso de luz (traço superior), com um pulso de corrente (traço inferior), mostrando o atraso na emissão estimulada para lasers de poço quântico, cuja largura da camada ativa é 75Å .

Neste trabalho, apresentaremos uma teoria, que a partir da análise do ganho, aborda processos físicos comuns em lasers de semicondutor, para explicar os atrasos longos observados em lasers de heteroestrutura de poço quântico.

XI-2 - Cálculo do Ganho:

Para se calcular o ganho do laser é necessário o conhecimento da distribuição do campo elétrico e portanto dos modos existentes na cavidade.

O modelo usado para guias de ondas formadas

em laser de SCH-QW, é o de Prince e colaboradores (31), (32), o qual segue basicamente, os mesmos princípios do modelo de guiamento de onda em lasers de canaleta confinadora de corrente descrito por Paoli (33).

No modelo de Paoli (33), é suposto um guia de onda bidimensional, de maneira a localizar a variação do ganho na camada ativa. Neste modelo, ele assume que o guiamento ao longo das direções, transversal e paralela ao plano da camada ativa (direção x e y), não pode ser considerado separadamente. Dentro do modelo bidimensional é considerado o guiamento somente por ganho. Paoli encontra para a largura (em meia potência) do modo fundamental, um valor maior que o obtido experimentalmente. Para explicar este resultado, ele considera que o guiamento da luz é feito pelo ganho, com a contribuição de uma variação positiva no índice de refração efetivo. Esta variação positiva do índice de refração coloca em acordo os resultados teóricos com os experimentais. O índice de refração efetivo é uma expressão definida por Paoli, que descreve a variação "efetiva" sofrida pelo índice de refração, em consequência dos efeitos perturbativos dos portadores livres e da variação da temperatura, considerando que a temperatura varia dentro e fora da camada ativa.

No modelo de Prince (32) também é suposto um guia de onda bidimensional, caracterizado por uma constante dielétrica bidimensional dada por:

$$\epsilon(x,y) = \epsilon_0 - a^2 y^2 \quad \{111\}$$

Para x na camada ativa.

$$\epsilon(x,y) = \epsilon_1 - b^2 y^2 - c^2 x^2 \quad \{112\}$$

Para x nas camadas graduais.

onde

- ϵ_0 - É a constante dielétrica não perturbada na camada ativa
- ϵ_1 - É a constante dielétrica não perturbada nas camadas graduais
- a - É uma constante complexa, caracterizando a focalização na direção y .
- b - É uma constante real a qual caracteriza o guiamento de onda devido ao perfil de temperatura ao longo do plano da junção.
- c - É uma constante real, a qual caracteriza o perfil embutido nas camadas graduais de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.
- x, y - São os eixos perpendicular e paralelo à junção (veja figura 39).

Seguindo o tratamento convencional para análise do guiamento da luz no laser, vamos agora resolver a equação de onda, para obter os modos guiados, usando a constante dielétrica já definida.

Os modos guiados pela cavidade de um laser, podem ser aproximadamente calculados como solução da equação de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \epsilon(X,Y,Z) \vec{E} = 0 \quad \{113\}$$

onde,

\vec{E} - Representa o vetor campo eletromagnético

$\epsilon(x,y,z)$ - ϵ a constante dielétrica

K_0 - $2\pi/\lambda$

λ - λ o comprimento de onda da radiação

Como primeira aproximação, temos soluções da forma:

$$E(x,y,z) = E_x(x) E_y(y) \exp(-i\beta z) \quad \{114\}$$

Substituindo a equação {114}, na equação {113}, e dividindo-se por $E(x,y,z)$, obtem-se:

$$\frac{1}{E_x(x)} \frac{\partial^2 E_x(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{E_y(y)} \frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} - \beta^2 + K_0^2 \epsilon(x,y) = 0 \quad \{115\}$$

E desde que esperamos que a constante dielétrica $\epsilon(x,y)$ varia mais lentamente com y (ao longo do plano de junção) do que com x , assumimos que a distribuição modal $E_x(x)$ não é apreciavelmente afetada pelo confinamento ao longo da direção y , então:

$$\frac{1}{E_y(y)} \frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} = \beta_0^2 \quad \{116\}$$

onde β_0 é determinado pela equação de auto valores para um guia de onda plano

Então resumindo, temos:

$$\frac{\partial^2 E_x(x)}{\partial x^2} + \left[K_0^2 \epsilon(x,y) - \beta_0^2 - \beta \right] E_x(x) = 0$$

e

$$\frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} + \beta_0^2 E_y(y) = 0$$

E, agora, usando a constante dielétrica definida anteriormente na equação {112}, encontramos a equação de onda para direção x , como sendo:

$$\frac{\partial^2 E_x(x)}{\partial x^2} + \left[K_0^2 (\epsilon_1 - c^2 x^2) - \beta_0^2 - \beta^2 \right] E_x(x) = 0 \quad \{117\}$$

Para se obter uma equação simples para $E_y(y)$, devemos substituir a equação {117} na equação {113}, e multiplicar esta por $E_x(x)^*$, e integrar a equação em x , no intervalo de $-\infty < x < \infty$ (33), onde obtemos (veja apêndice I):

$$\frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} + \left[K_0^2 \Gamma p^2 - K_0^2 y^2 m^2 + \beta_0^2 \right] E_y(y) = 0 \quad \{118\}$$

com,

$$p^2 = \epsilon_0 - \epsilon_1 + \frac{c^2 d^3}{12} \quad \{119\}$$

$$m^2 = \Gamma a^2 + (1-\Gamma) b^2 \quad \{120\}$$

onde o fator de confinamento Γ (39) é dado pela relação:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_x(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_x(x)|^2 dx} \quad \{121\}$$

e p e m são constantes de propagação complexa.

A solução das distribuições modais ao longo do plano da junção (equação 113), é dada pelas funções de Hermite - Gauss (63).

$$E_p(y) = H_p \left[(mK_0)^{1/2} y \right] \exp \left(- \frac{mK_0}{2} y^2 \right) \quad \{122\}$$

onde, p é um número inteiro indicando a ordem do modo, H_p , são os polinômios de Hermite-Gaus (63). Estes polinômios satisfazem as seguintes relações de recorrência:

$$H_0(\zeta) = 1 \quad ; \quad H_1(\zeta) = 2\zeta$$

$$H_{n+1}(\zeta) = 2\zeta H_n(\zeta) - 2nH_{n-1}(\zeta)$$

onde,

$$\zeta = (mK_0)^{1/2} y$$

A seguir, apresentamos as expressões analíticas obtidas da eq. {122} para os três primeiros modos.

$$E_0(y) = \exp \left(- \frac{mK_0}{2} y^2 \right) \quad \{123\}$$

$$E_1(y) = 2 \left[(mK_0)^{1/2} y \right] \exp \left(- \frac{mK_0}{2} y^2 \right) \quad \{124\}$$

$$E_2(y) = 4 \left[(mK_0)^{1/2} y \right]^{-2} \exp \left(- \frac{mK_0}{2} y^2 \right) \quad \{125\}$$

A equação {122}, fornece a distribuição do campo, segundo a direção y , paralela ao plano da camada ativa (dentro do guia, que é, no caso, igual à distribuição nos espelhos); o módulo ao quadrado das equações {123}, {124} e {125} fornece o campo próximo ao longo de y .

XI-3 - Análise do Modo Fundamental:

Na equação {123}, temos a expressão para o modo fundamental y , obtida com $p = 0$.

A análise do modo fundamental permite comparar nossos cálculos teóricos, com nossos dados experimentais.

As medidas experimentais da largura do modo (w) são feitas em um ponto no qual a intensidade do modo se iguala a uma fração $1/e^2$, do seu valor de pico em $y = 0$.

Tomando-se a expressão para o modo fundamental (equação 123), e igualando-se a intensidade do modo fundamental (definida por $|E_0(y)|^2$), com a fração $1/e^2$, obtemos:

$$\exp \left(- \frac{m_r w^2}{2} \right) = \frac{1}{e^2} \quad \{126\}$$

ou

$$w = \left(\frac{2}{m_r K_0} \right)^{1/2} \quad \{127\}$$

onde, m_r = real (m)

XI-4 - Índice de Refração Efetivo:

Vamos, nesta seção, examinar o guiamento de luz através do perfil de índice de refração efetivo ao longo da direção y .

Partindo-se da equação {120}, e escrevendo-se o coeficiente complexo a em função de suas componentes real e imaginária, temos:

$$m^2 = \Gamma (a_r^2 - a_i^2) + b^2 (1-\Gamma) + i 2 \Gamma a_r a_i \quad \{128\}$$

Conforme cálculos apresentados no apêndice I podemos escrever que:

$$a_r^2 - a_i^2 = \frac{8}{S^2} n(0) \Delta n a \quad \{129\}$$

$$a_r a_i = \frac{\lambda}{S^2 \pi} n(0) \Delta g \quad \{130\}$$

onde,

$n(0)$ - é o índice de refração da camada ativa no centro da canaleta confinadora de corrente.

Δn_a - É a diferença criada no índice de refração da camada ativa devido a injeção de portadores.

Δg - É a diferença criada no ganho da camada ativa devido a injeção de portadores.

As demais grandezas já foram definidas anteriormente.

Substituindo-se as equações {129} e {130} na equação obtém-se:

$$m^2 = \left[\frac{\Gamma 8}{S^2} n(0) \Delta n_a + b^2 (1-\Gamma) \right] + i \left[\frac{\Gamma 2 \lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right] \quad \{131\}$$

O valor do coeficiente real b , é definido, inicialmente, na constante dielétrica para pontos fora da camada ativa (camadas graduais), como sendo:

$$\epsilon(x,y) = \epsilon_1 - b^2 y^2 - C^2 x^2$$

Considerando-se a constante dielétrica acima para pontos no centro das camadas confinantes ($x=0$) e nos limites da camada ativa ($y=s/2$), obtém-se o valor da constante real b : (veja apêndice I):

$$b^2 = \frac{8}{S^2} n_1(0) \Delta n_{CG} \quad \{132\}$$

onde,

$n_1(0)$ - É o índice de refração nas camadas graduais ($Ga_{1-x}Al_xAs$) no centro da

canaleta confinadora de corrente.

Δn_{CG} - É a diferença criada no índice de refração das camadas graduais devido a difusão do calor

Assim, substituindo-se o valor de b na equação {131}, obtêm-se:

$$m^2 = \frac{8}{s^2} \left[\Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma) \right] + i \left[\frac{\Gamma 2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right] \quad \{133\}$$

Usando-se a definição de números complexos, podemos reescrever a equação {133} da seguinte forma (veja apêndice I).

$$m = \left\{ \left[\frac{8}{s^2} (\Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma)) \right]^2 + \left[\frac{\Gamma 2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right]^2 \right\}^{1/4} \cdot \left(\cos \frac{\theta}{2} + i \operatorname{sen} \frac{\theta}{2} \right) \quad \{134\}$$

onde,

$$\theta = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\frac{\Gamma \lambda}{\pi} n(0) \Delta g \cdot \frac{1}{4 (\Gamma n(0) \Delta n_a + \Delta n_{CG} n_1(0) (1-\Gamma))} \right] \quad \{135\}$$

Finalmente, o índice de refração efetivo Δn_{eft} , é definido a partir da equação {134}, como sendo:

$$\Delta n_{\text{eft}} = \Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma) \quad \{136\}$$

Pelo fato da região ativa no laser de poço quântico ser muito fina ($L_z \approx 200\text{\AA}$), o perfil de índice de refração complexo, estabelecido nas camadas de confinamento gradual irá influenciar o guiamento da luz, dentro da camada ativa. Como resultado, o modo que se propaga na região ativa será guiado por um índice de refração efetivo (33) que leva em conta os efeitos perturbativos ocorridos nas camadas adjacentes à camada ativa.

Resumindo, a equação {136} representa uma perturbação no índice de refração complexo, a qual é causada pelos perfis de portadores e temperatura estabelecidas ao longo da direção paralela à camada ativa, quando o laser está em operação.

Tomando-se as expressões dadas nas seções X-3, X-4 e X-5 (equação {86} e {88}) para as perturbações causadas pelos portadores e pela temperatura, podemos obter uma expressão para Δn_{eft} em função destas perturbações:

$$\Delta n_{\text{eft}} = (-A \Delta N(y)) n(0) + C\Delta T (1-\Gamma) n_1(0) \quad \{137\}$$

É importante conhecermos Δn_{eft} , porque ele nos dá informação sobre qual processo está envolvido no guiamento do modo; quando $\Delta n_{\text{eft}} > 0$, estamos tendo guiamento real do modo; quando $\Delta n_{\text{eft}} < 0$, estamos tendo guiamento do modo por amplificação diferencial.

XI-5 - Ganho Modal:

Para que um modo esteja presente na emissão do laser, é necessário que o ganho médio experimentado por esse modo (ganho modal), seja maior ou igual às perdas sofridas por ele, dentro e fora da camada ativa.

O ganho modal é definido (39), como a razão de amplificação de um modo por unidade de comprimento. Ele depende do perfil de ganho existente ao longo da camada ativa e da ordem do modo:

$$G_m = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} g(y) |E(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(y)|^2 dy} \quad \{138\}$$

onde, $g(y)$ é o ganho local (47), (49), o qual é dado pela relação:

$$g(y) = a N(y) - b \quad \{139\}$$

A dependência linear do ganho local $g(y)$, com a concentração de portadores local $N(y)$, é fundamentada no fato de $N(y)$ variar com a posição na direção y , dentro da camada ativa, e pelo fato de $g(y)$ ser também uma função desta posição.

Os valores das constantes a e b na equação {139}, no caso de lasers DH de GaAlAs com canaleta confinadora de corrente feita por bombardeamento de prótons, foram obtidas por Hakki e Paoli (64), em medidas espectrais do ganho

abaixo do limiar de emissão estimulada. Eles obtiveram os seguintes valores para a e b.

$$a = (1,08 \pm 0,06) \times 10^{-16} \text{cm}^2$$

$$b = 146 \text{cm}^{-1}$$

Para os lasers de poço quântico de GaAlAs, foi medido experimentalmente, que o valor do ganho local $g(y)$ é aproximadamente duas vezes maior que nos lasers de DH (65). Portanto $g(y)_{\text{QW}} \sim 2 g(y)_{\text{DH}}$

O ganho modal G_m , foi calculado por Nasch (47), integrando a equação {138}, e usando a aproximação para $g(y)$ equação {139}. Ele obteve que o ganho modal é dado por:

$$G_m = \left[g(0) - \Delta g \left(\frac{w}{s} \right)^2 \right] \Gamma \quad \{140\}$$

onde,

$g(0)$ - É o ganho local no centro da canale
ta confinadora de corrente.

e, é dado pela seguinte relação:

$$g(0) = a N(0) - b \quad \{141\}$$

Δg - É a variação entre o centro e a bor-
da da canaleta confinadora de corren-
te.

e, é dada pela seguinte relação:

$$\Delta g = g(0) - g(S/2) \quad \{142\}$$

ou

$$\Delta g = a (N(0) - N(S/2)) \quad \{143\}$$

W - É a largura do modo de ordem zero, e foi determinado na seção XI-3 como sendo:

$$W = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{m_r}} \quad \{144\}$$

m_r - É a parte real (m), a qual foi encontrada a partir da equação {134}.

$$m_r = \left\{ \left[\frac{8}{S^2} \Delta n_{\text{eft}} \right]^2 + \left[\frac{\Gamma 2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right]^2 \right\}^{1/4} \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \quad \{145\}$$

Como a corrente limiar do laser por nós usado não é suficientemente alta, e a largura da canaleta confinadora de corrente é estreita ($\sim 4\mu\text{m}$), o ganho modal é calculado somente para o modo de ordem zero.

XI-6 - Efeito da Pressão Uniaxial no Ganho Modal em Lasers de Poço Quântico de GaAlAs:

Como foi discutido no capítulo IV, a aplicação de pressão uniaxial em lasers semicondutores, produz uma redução da simetria do material de cúbica para tetragonal, o que induz mudanças significativas nas bandas eletrônicas de energia, o que causa variações nos ganho líquidos dos modos (equações 50 e 51).

No caso dos lasers de poço quântico, o efeito da aplicação da pressão uniaxial será análogo aos dos lasers de heteroestrutura dupla.

Como já foi discutido anteriormente, os lasers de poço quântico apresentam um atraso longo na emissão estimulada. O efeito da pressão uniaxial sobre o ganho modal, destes lasers, será analisado observando-se a dependência deste atraso com a pressão.

Observamos experimentalmente que a pressão uniaxial, provoca um aumento no atraso da emissão estimulada, o que pode ser entendido como uma redução no ganho modal.

A análise experimental nos permitiu escrever uma expressão empírica para o comportamento do ganho modal com a pressão uniaxial, partindo da equação {140}.

$$G_m = \left[g(0) - \Delta g \left(\frac{w}{S} \right)^2 \right] \Gamma - \gamma P \quad \{146\}$$

onde, γ deve ser uma função da estrutura de banda do semicondutor, do tensor de compliança elástica, e da densidade de portadores (11). Portanto γ é um valor característico do dispositivo.

O valor de γ é determinado experimentalmente plotando-se o valor do ganho modal em função da pressão unia

xial. Uma discussão mais detalhada sobre o comportamento dos lasers de poço quântico com a pressão uniaxial, será feita no capítulo seguinte.

CAPÍTULO XII:

XII-1 Resultados Experimentais:

Os lasers de poço quântico, usados neste trabalho, possuem uma estrutura de confinamento separada por índice de refração gradual (SCH-QW). Esta estrutura é conveniente pois permite um maior confinamento dos portadores na região ativa, que as estruturas convencionais de poço quântico. Os lasers foram crescidos pelo processo de MOCVD (Metalorganic Chemical Vapor Deposition) (66) e tem faixa definida por bombardeamento de prótons, o que limita a emissão de luz em apenas um filamento. Os lasers têm, tipicamente, 500 x 400 μm de área, 100 μm de espessura da camada ativa. Na figura 44, ilustramos esquematicamente a estrutura de um SCH-QW laser, crescido por MOCVD, e seu diagrama de banda associado.

As medidas experimentais foram feitas, com laser operando em regime pulsado, com uma razão de repetição de 1KHz, a temperatura ambiente. A montagem experimental está descrita no capítulo V.

As medidas foram feitas para diferentes tempos, dentro do pulso utilizando-se um "box-car" com "gate" de ~ 30 ns.

A seguir apresentamos vários resultados experimentais, obtidos para lasers de poço quântico de GaAlAs.

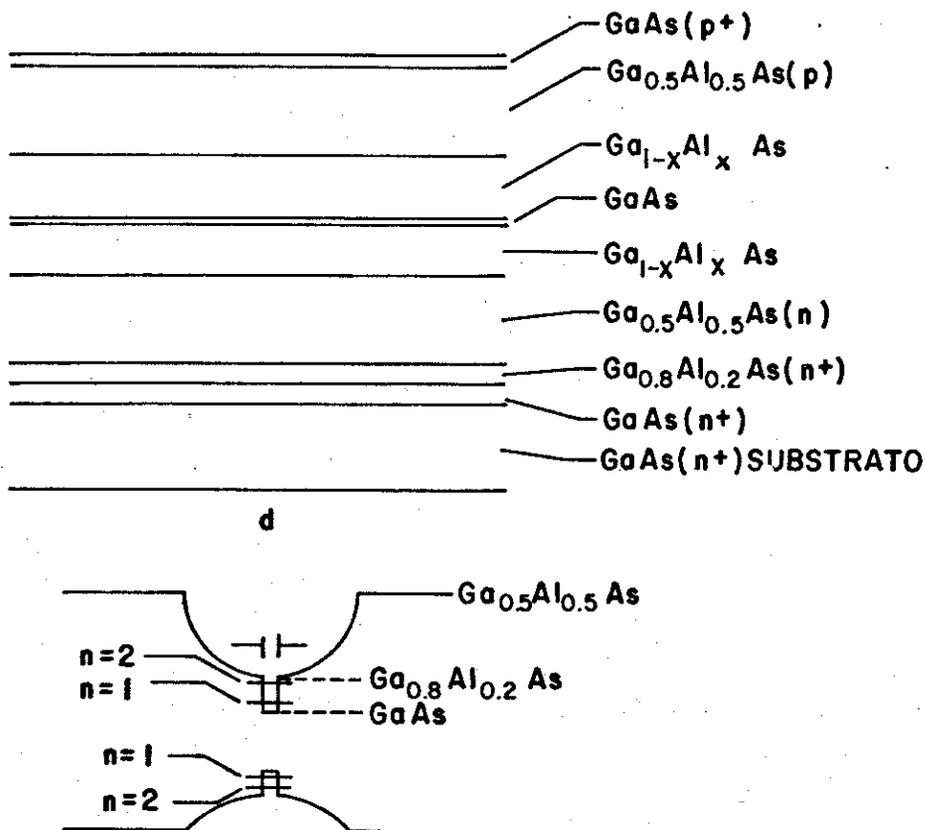


Figura 44 - Estrutura esquemática de um SCH-QW laser crescido por MOCVD, e seu diagrama de banda.

Iniciamos nosso trabalho, observando a dependência temporal da curva característica do laser (Intensidade Luminosa x corrente), figura 45.

Observa-se na figura 45, uma redução da corrente limiar, com evolução do tempo. Este comportamento, é decorrente da variação da temperatura da camada ativa e das camadas confinantes, e o conseqüente aumento do ganho modal, conforme discutido no capítulo X. Observa-se também, para tempos suficientemente longos, uma variação brusca na declividade da curva, o que sugere o aparecimento de um novo modo de emissão, como será discutido na seção XII-3.

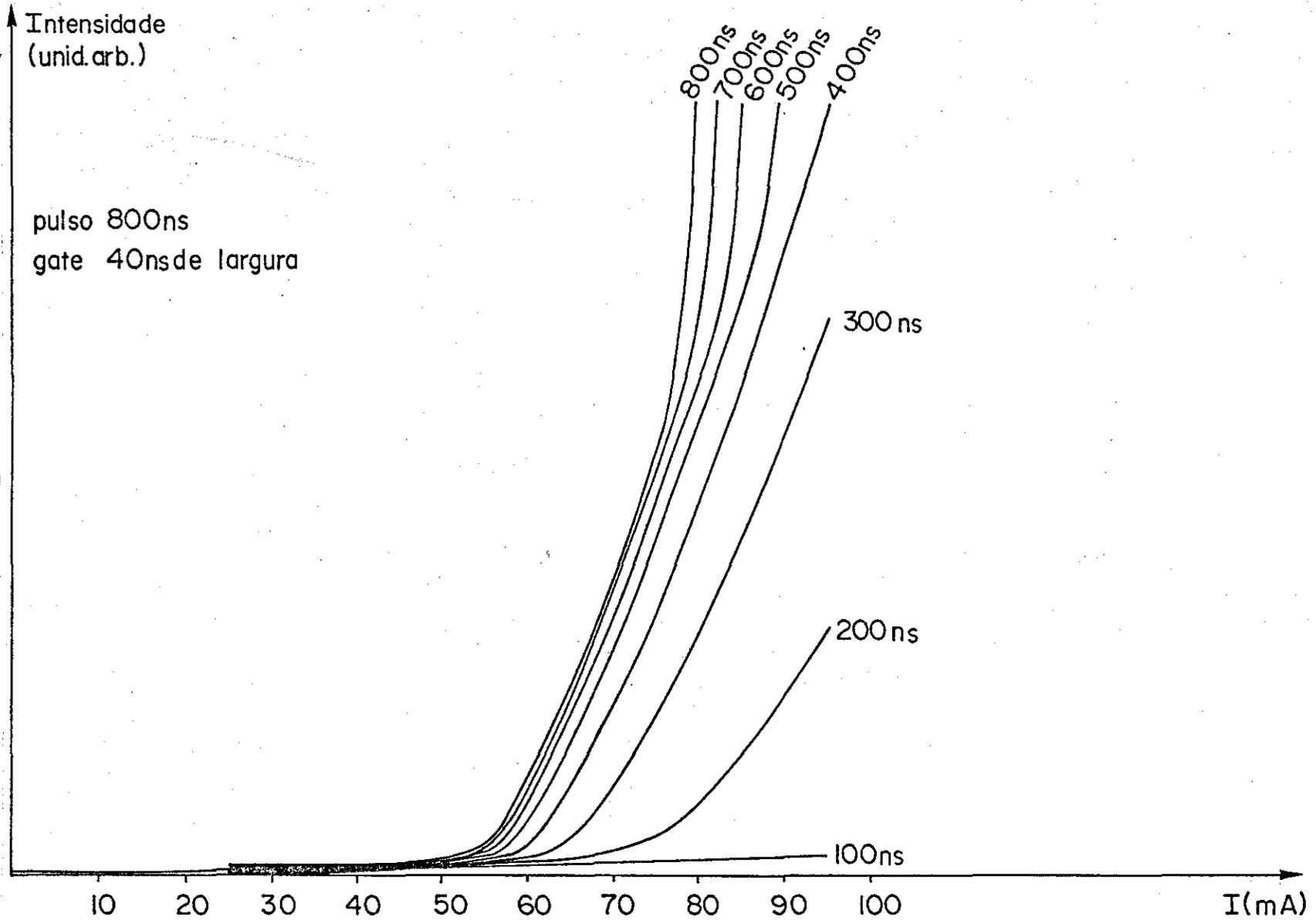


Figura 45 - Variação curva característica do laser, com a evolução do tempo.

Para se obter maiores informações, sobre a evolução da intensidade luminosa com o tempo, fomos levados a investigar o comportamento do ganho dos modos em função do tempo.

A figura 46, mostra o espectro de emissão espontânea, para diferentes tempos durante o pulso. Nela podemos observar um nítido aumento da amplitude dos modos com a evolução do tempo, o que torna evidente o efeito da temperatura sobre o guia de ondas do meio.

A partir destes espectros podemos calcular o ganho dos modos do laser, utilizando-se o método proposto por Hakki-Paoli (64). Este método consiste em medir a profundidade da modulação, r_i , produzida pelas ressonâncias na cavidade de Fabri-Perot, no espectro de emissão espontânea, isto é:

$$r_i = \frac{P_i + P_{i+1}}{2V_i} \quad \{147\}$$

onde, P_i e P_{i+1} são dois modos consecutivos do espectro, e V_i o vale intermediário (veja figura 47).

O ganho dos modos ou ganho modal, como é mais comumente chamado, g_i , é dado pela relação (64):

$$\Gamma g_i = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{r_i^{1/2} + 1}{r_i^{1/2} - 1} \right) - \frac{1}{L} \ln R \quad \{148\}$$

onde, Γ é o fator de confinamento (39), L é o comprimento do laser, e R é a refletividade dos espelhos.

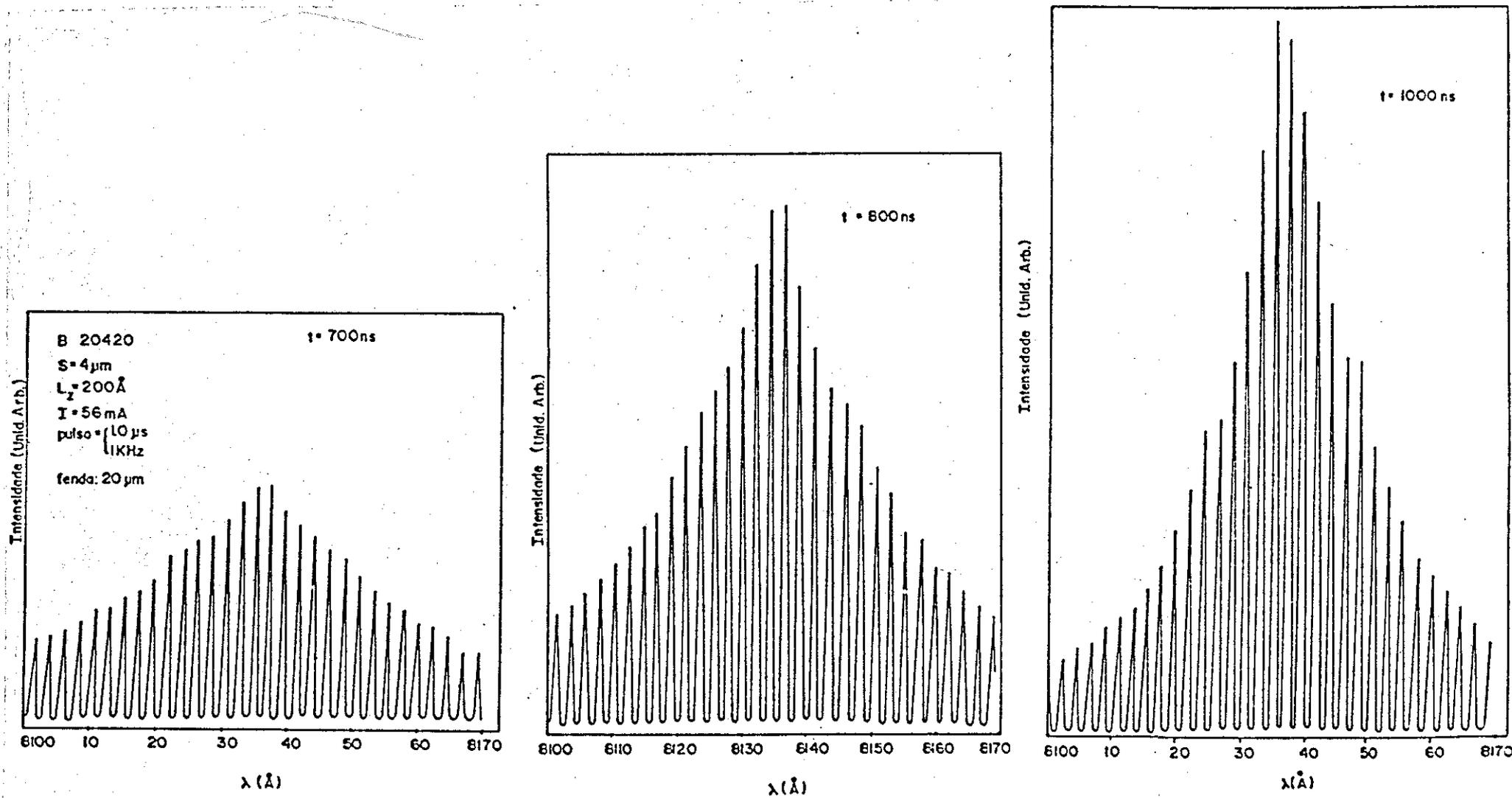


Figura 46 - Evolução do ganho dos modos com o tempo durante o pulso aplicado.

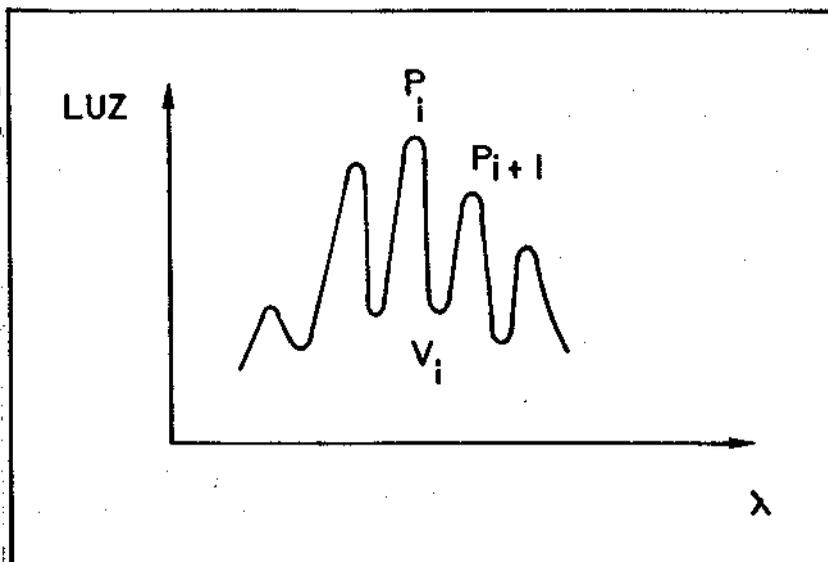


Figura 47- Ganho dos modos em função do comprimento de onda (ref. 64).

A evolução do ganho modal com o tempo, é calculada a partir do espectro de emissão espontânea, e é ilustrada na figura 48, para duas corrente de injeção.

Da figura 48, observa-se que o valor máximo do ganho líquido, ocorre em torno de $\lambda \approx 8140 \text{ \AA}$. Observa-se também uma redução na variação do aumento do ganho com a evolução do tempo, e uma tendência de saturação para tempos suficientemente longos. Esta saturação no ganho, é resultado da estabilização da temperatura da camada ativa com o tempo, devido a perda de calor para as camadas vizinhas.

A partir da figura 48, plota-se a evolução do ganho modal com o tempo, para o comprimento de onda que tem maior ganho líquido, ($\lambda \approx 8140 \text{ \AA}$), (veja figura 49). Desta figura, torna-se evidente a saturação do ganho modal, com o tempo. Nota-se também que esta saturação ocorre para tempos menores, a medida que a corrente aumenta. Isto mais uma vez,

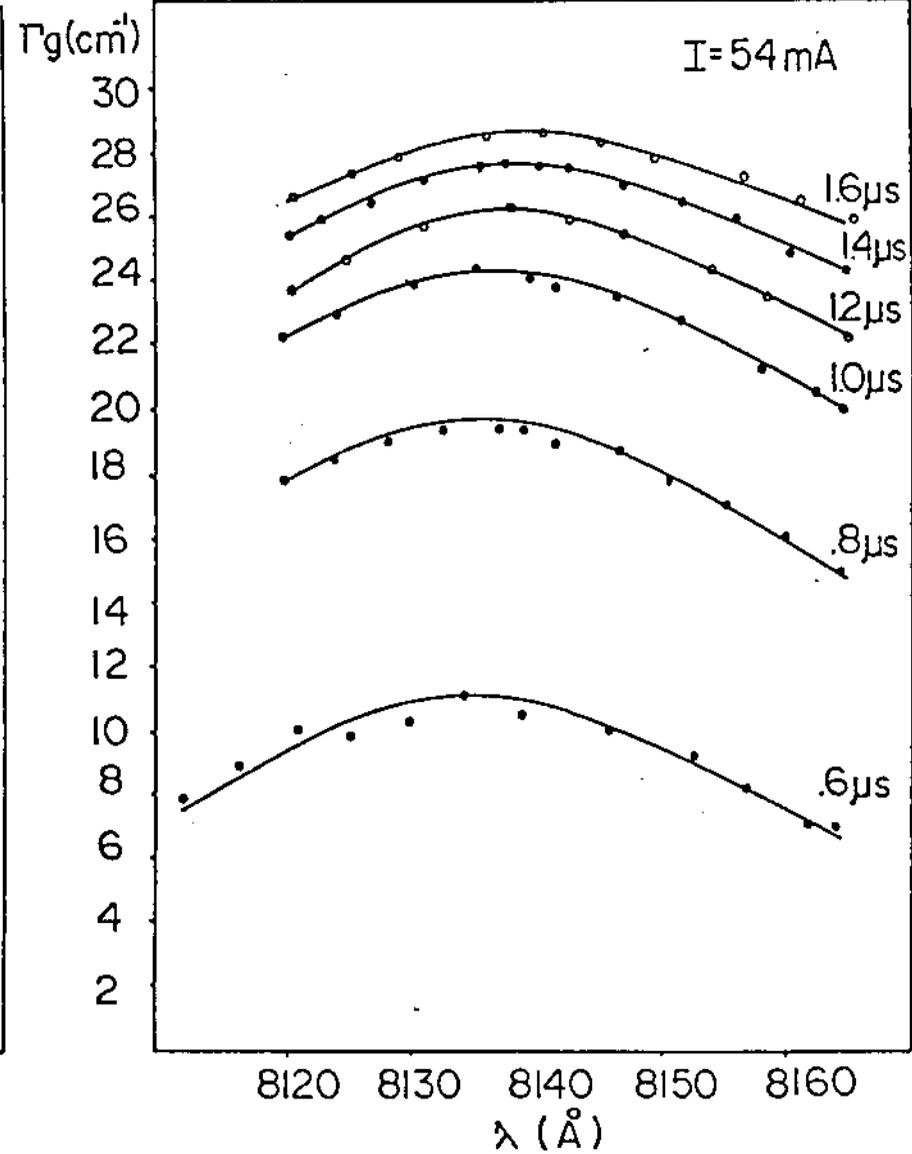
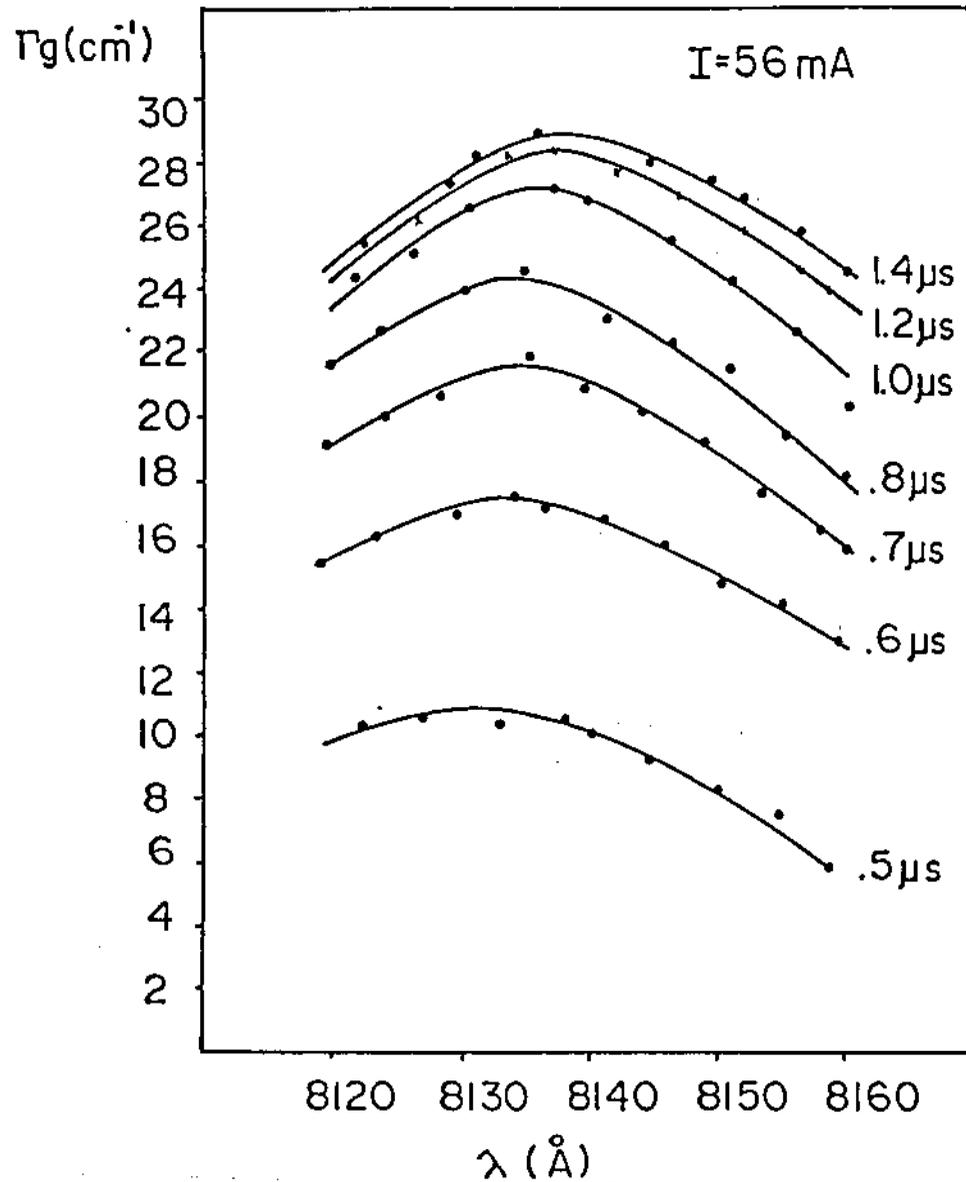


Figura 48 - Ganho espectral em função do tempo para duas correntes de injeção, $I=56 \text{ mA}$ e $I=54 \text{ mA}$.

confirma a hipótese de se ter um guiamento induzido pela temperatura.

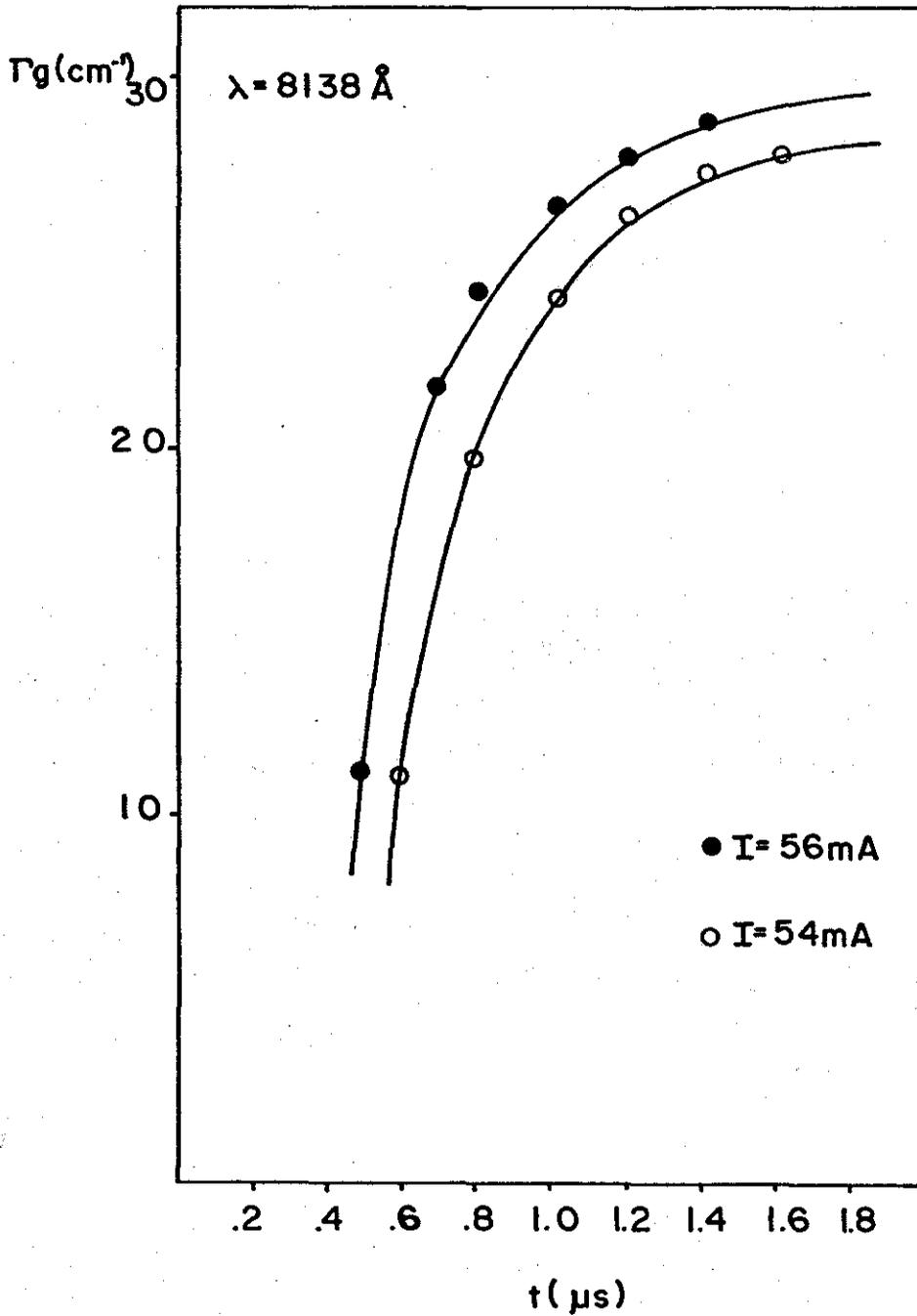


Figura 49 - Ganho modal em função do tempo para duas correntes de injeção, $I = 56 \text{ mA}$ e $I = 54 \text{ mA}$, para $\lambda = 8138 \text{ \AA}$.

A seguir mostramos comportamento da corrente limiar com a variação da pressão uniaxial, na figura 50.

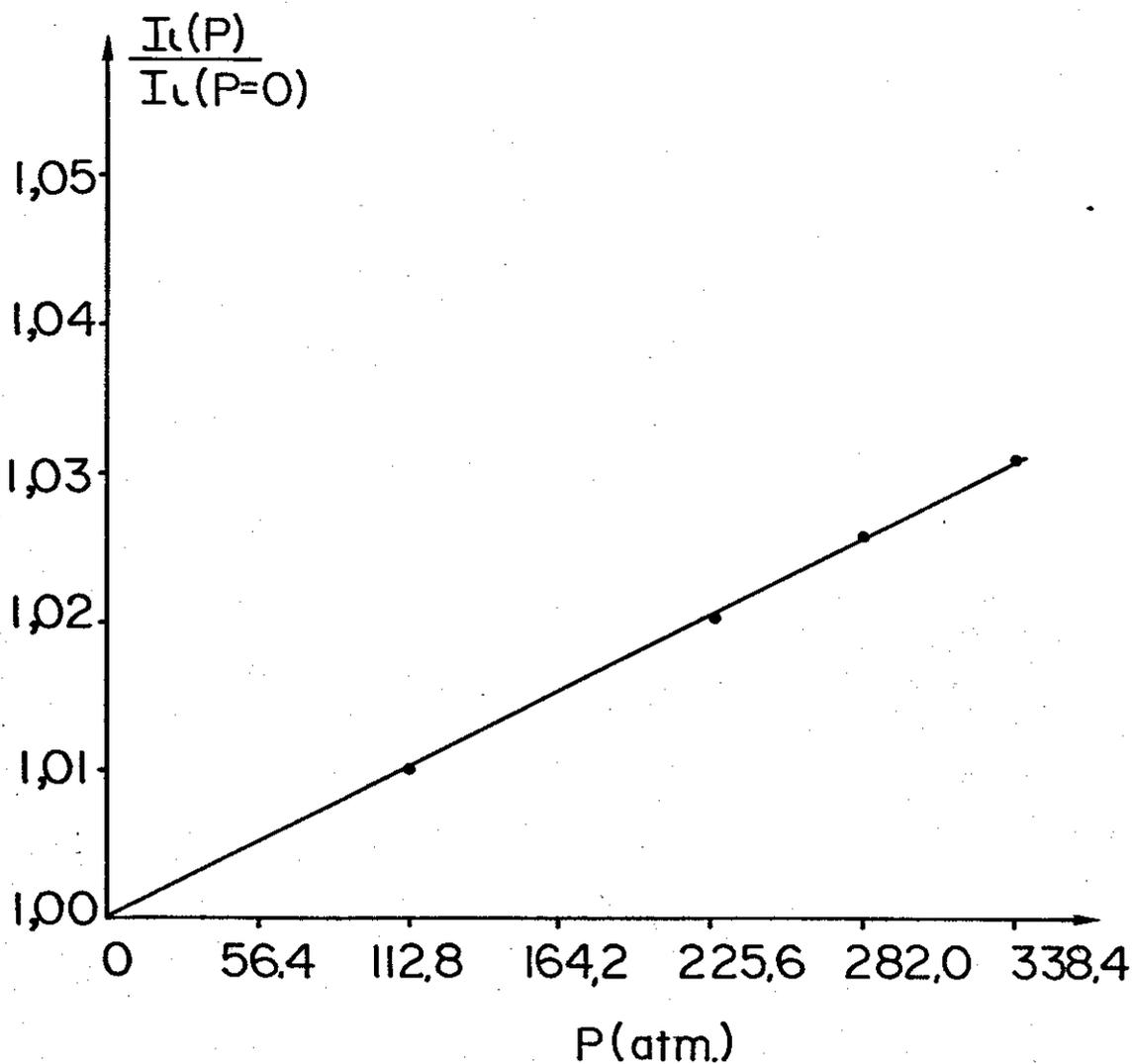


Figura 50- Variação da corrente limiar com aumento da pressão uniaxial.

Como se observa, a pressão causa um aumento na corrente limiar do laser. Este aumento é devido a diminuição do ganho líquido.

Além do aumento da corrente limiar, a pressão uniaxial, causa atraso na emissão estimulada, como mostra a

a figura 51.

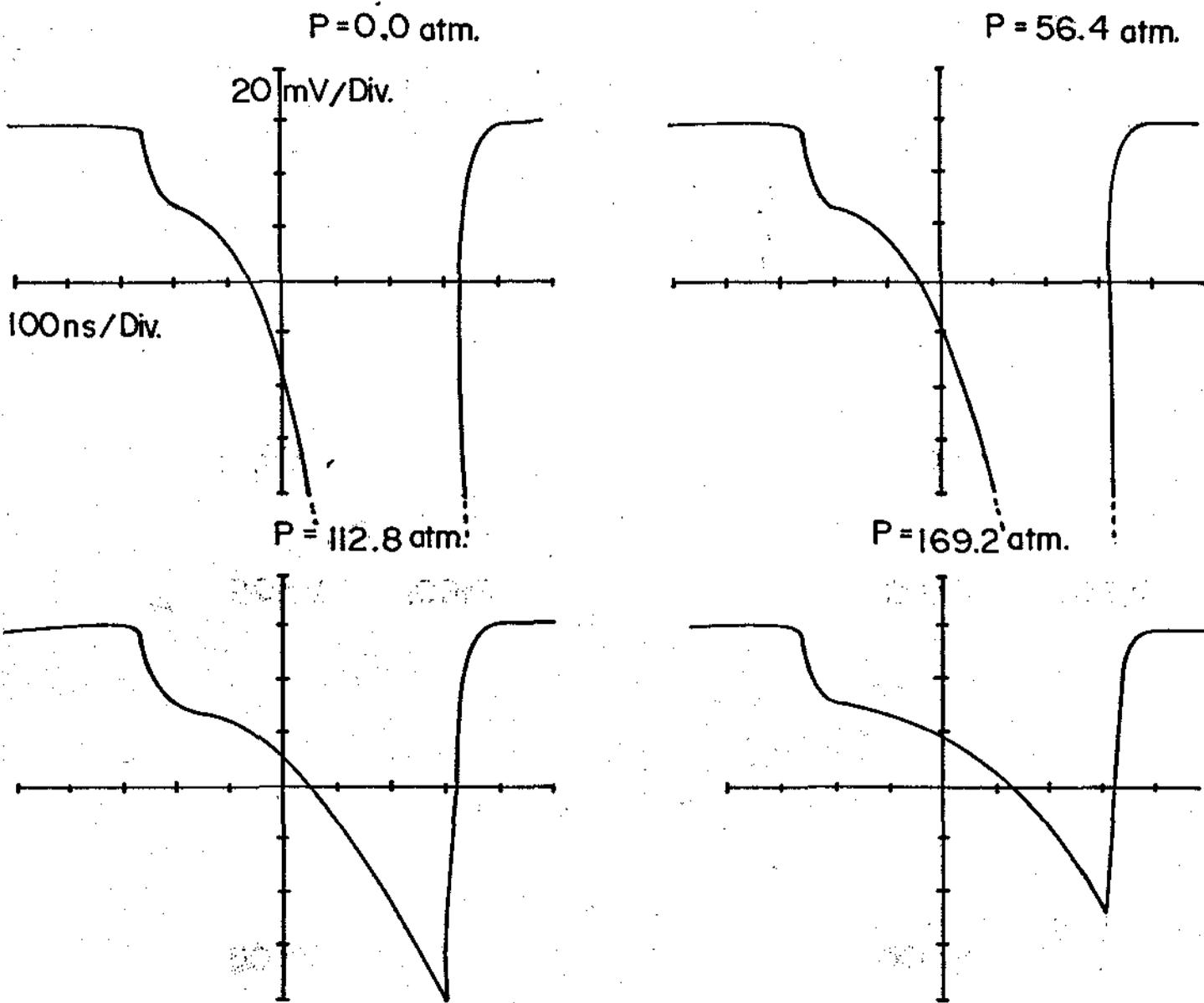


Figura 51 - Variação no atraso da emissão estimulada nos lasers de poço quântico ($L_2 = 200 \text{ \AA}$), causada pelo aumento da pressão uniaxial.

Nesta figura, observa-se um aumento gradual no atraso da emissão estimulada, e uma redução da intensidade de luz, o que mostra, estar havendo uma redução do ganho dos modos do laser com aumento da pressão uniaxial.

Com a finalidade de estudar, o efeito da pressão uniaxial, sobre ganho de modos, observamos a evolução do ganho com o tempo para diferentes pressões. Na figura 52, Ilustramos este comportamento.

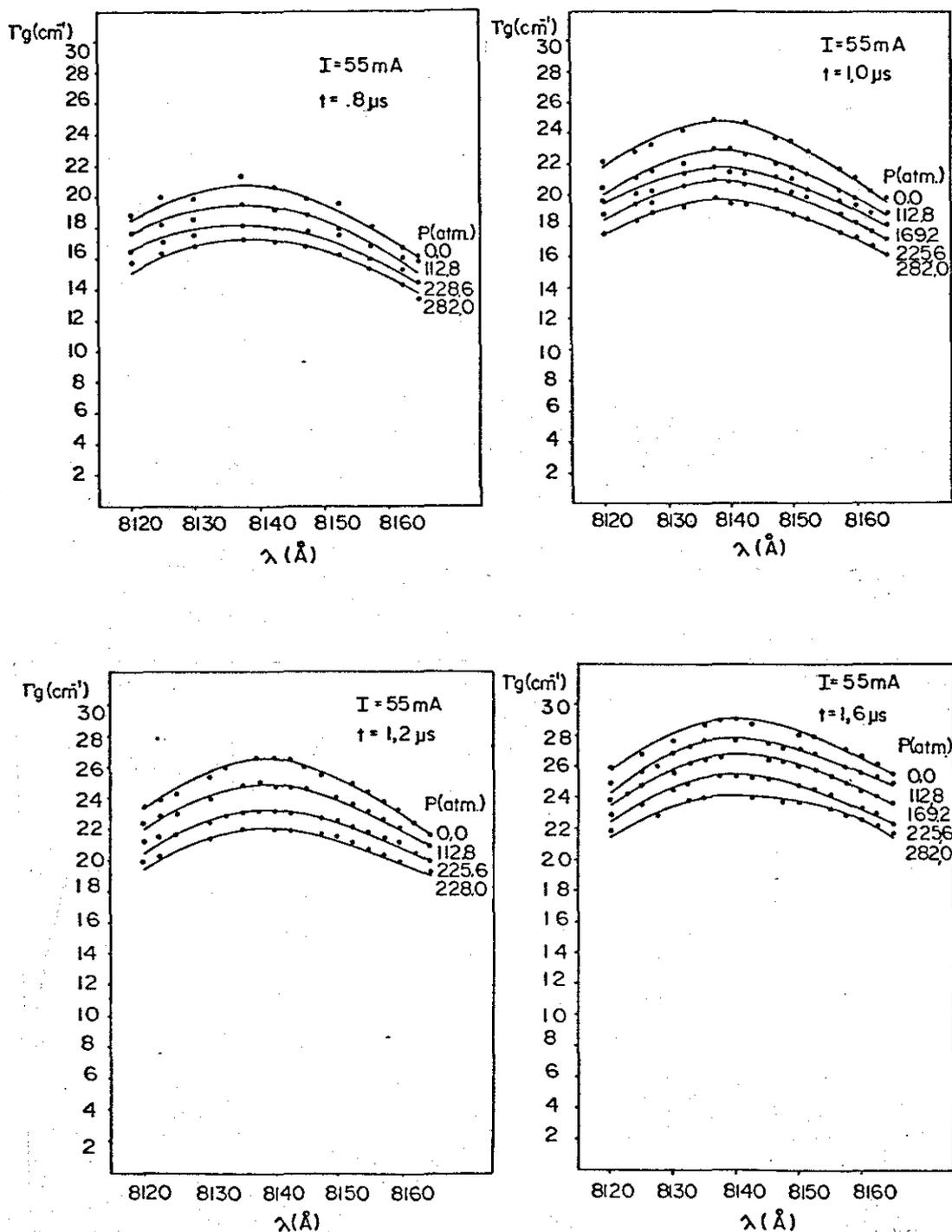


Figura 52 - Variação do ganho modal com o tempo para diferentes pressões.

Como era esperado, a figura 52, mostra uma redução gradual no ganho dos modos, com aumento da pressão.

A partir da figura 52, plotamos na figura 53, a evolução do ganho modal com o tempo para $\lambda \approx 8138\text{\AA}$. Estes resultados mostram claramente a redução do ganho com a pressão uniaxial.

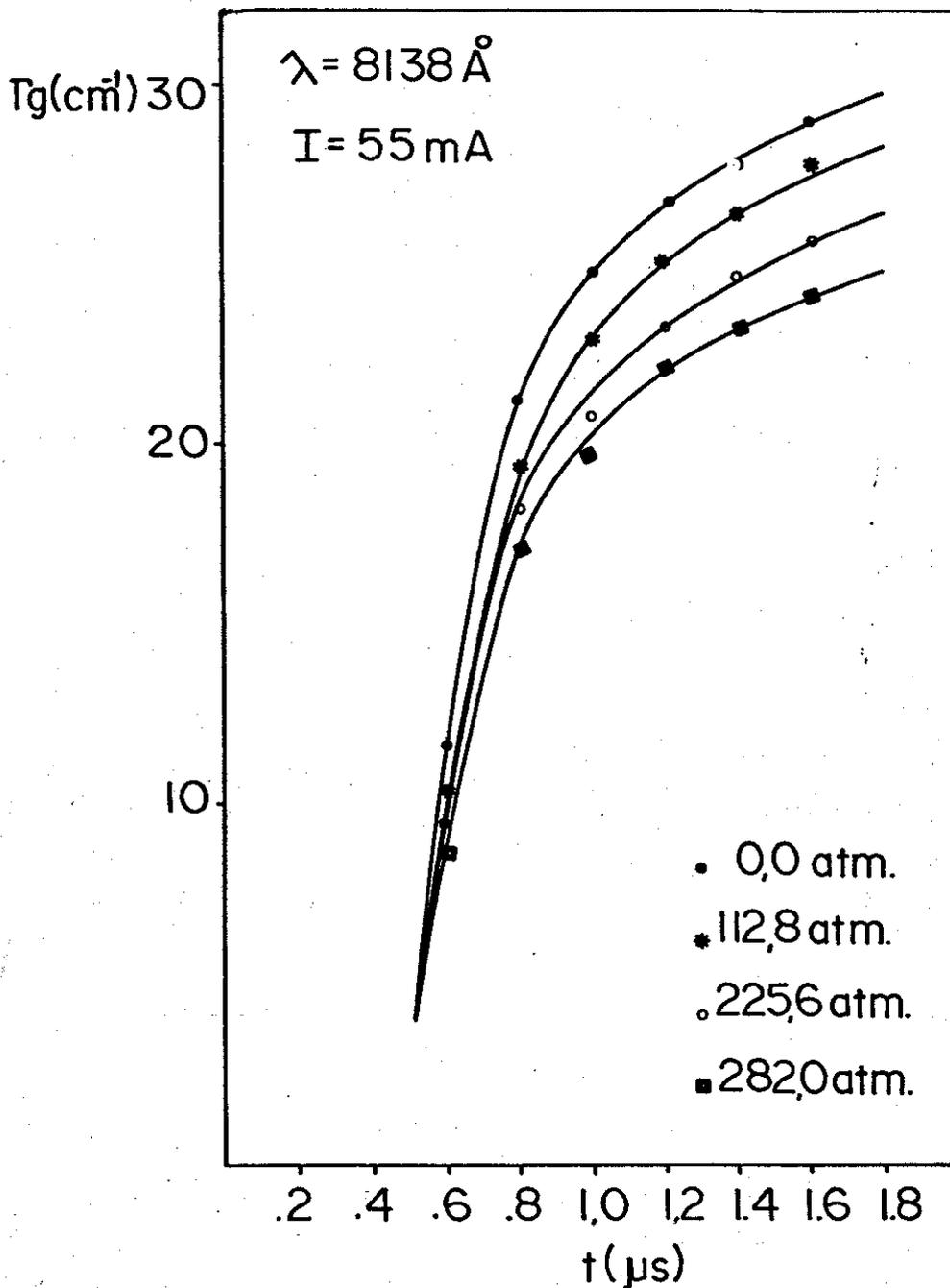


Figura 53 - Variação do ganho modal com aumento da pressão uniaxial, $\lambda \approx 8138\text{\AA}$.

Na figura 54, plotamos o ganho modal em função da pressão para diferentes tempos. Esta figura deixa claro que a redução do ganho com a pressão uniaxial é linear para todos os tempos observados. O valor do coeficiente angular da reta, γ , para este laser é $\gamma = -1,578 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}/\text{atm}$. O valor de γ é uma função da densidade de portadores da constante de compliança elástica e da estrutura de banda do semicondutor, e deve variar de dispositivo para dispositivo.

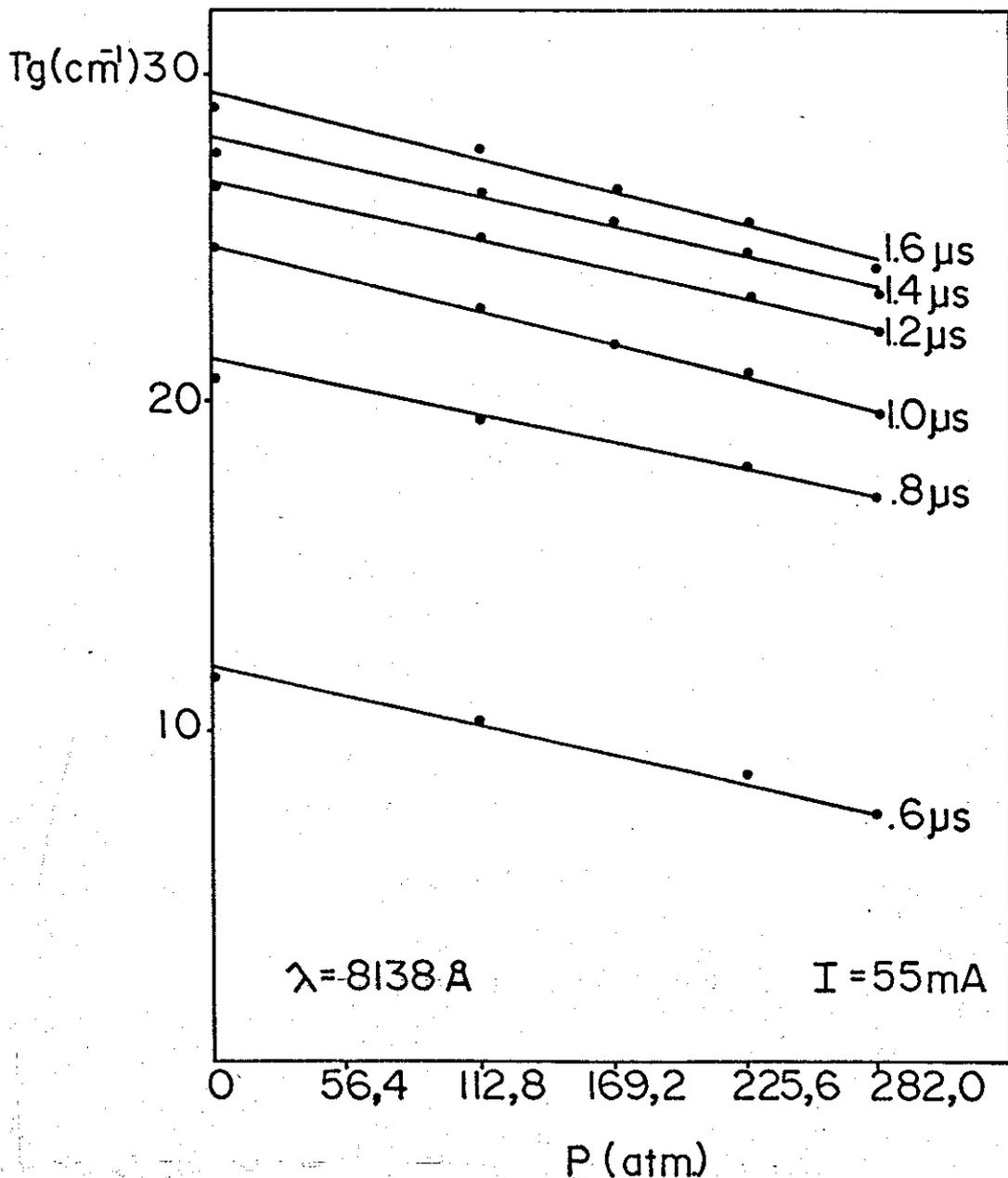


Figura 54 - Variação do ganho modal com a pressão para diferentes tempos.

XII-2 - Comparação dos Resultados Experimentais com Resultados Teóricos:

A evolução do ganho modal com o tempo durante o pulso de corrente, foi calculada teóricamente a partir da equação {146}.

$$G = \left| g(0) - \Delta g \left(\frac{w}{S} \right) \right| \Gamma \quad \{146\}$$

O cálculo teórico que simula a evolução do ganho do modo com o tempo, foi feito com auxílio de um programa computacional que tem como variáveis de entrada, a corrente fornecida ao laser I_0 , a espessura da camada ativa L_z , o comprimento de difusão dos elétrons L_n , a constante de tempo τ , o comprimento de onda λ , a velocidade de recombinação nas hetero interfaces S_V , e a pressão P , (veja apêndice II).

Na figura 55, comparamos os resultados experimentais com os teóricos, obtidos para a evolução do ganho com o tempo, para duas correntes.

Na figura 56, a mesma comparação é feita, levando-se agora em conta o efeito da pressão uniaxial.

A boa concordância existente entre os resultados teóricos e experimentais, permite concluir que o modelo proposto, representa bem os processos envolvidos na determinação do guiamento de luz.

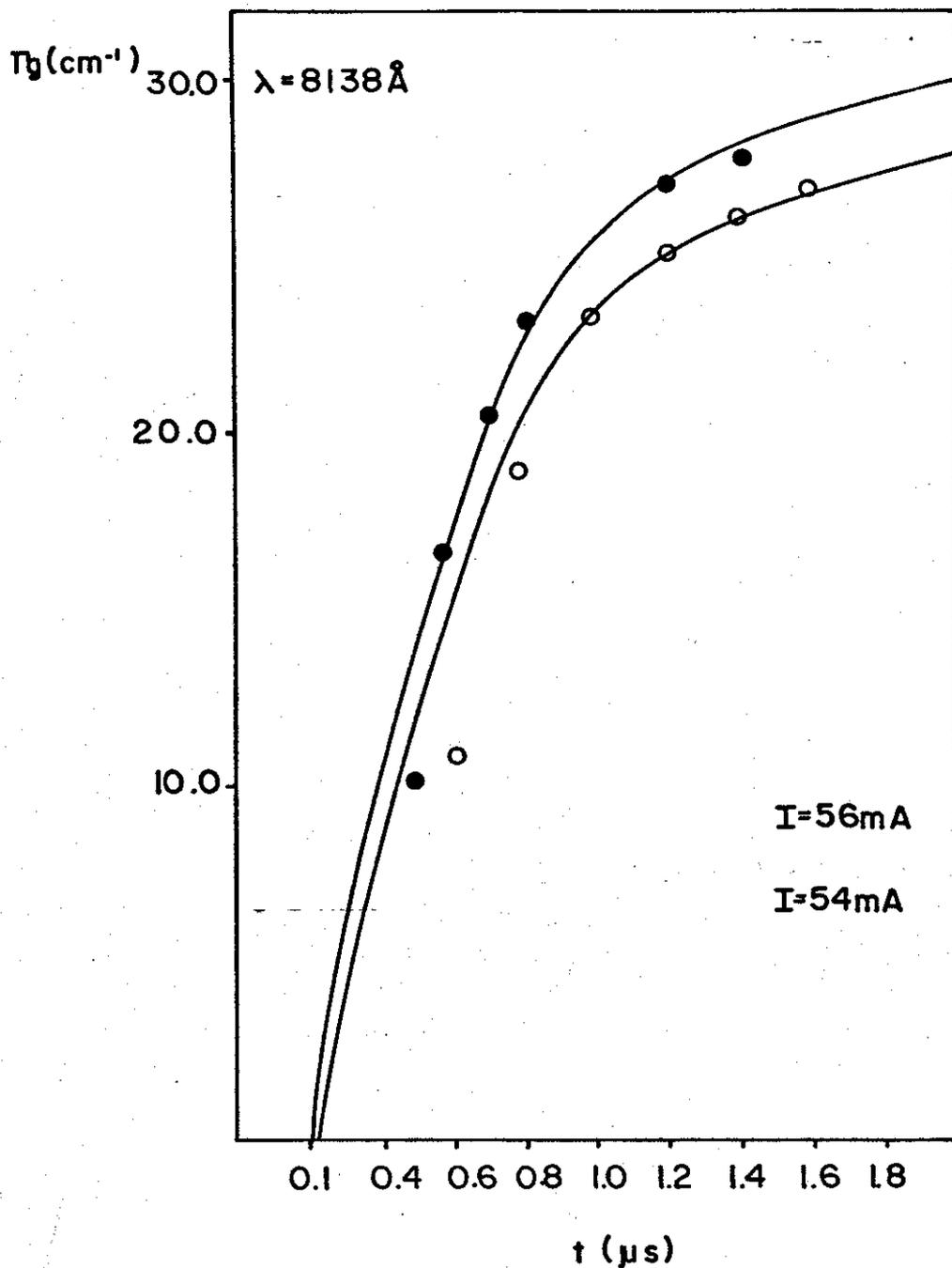


Figura 55 - Comparação entre os resultados experimentais e teóricos para evolução do ganho com o tempo para duas correntes. Experimental (o) e (●), teórico (—).

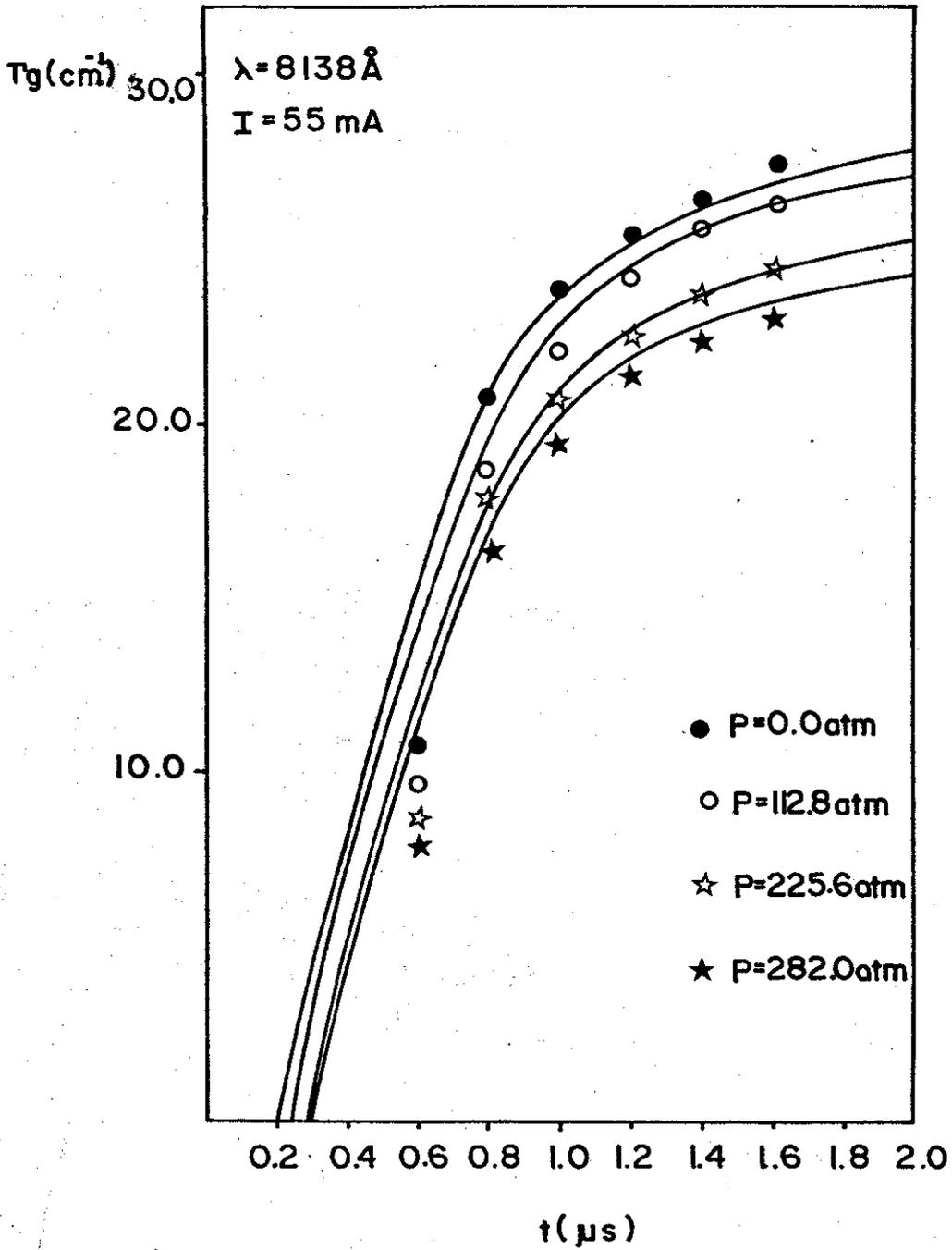


Figura 56- Comparação entre os resultados experimentais e teórico para evolução do ganho com o tempo para diferentes pressões.

XII-3 - Níveis de Energia:

Na figura 57, representamos os níveis de energia de um poço quântico de largura $L_z = 200\text{Å}$, com barreiras potenciais finitas $\Delta E_c = 65\% \Delta E_g$ e $\Delta E_v = 35\% \Delta E_g$ para banda de condução e valência, respectivamente. Mostramos também algumas das possíveis transições e seus respectivos comprimento de onda.

Na figura 58, apresentamos a evolução espectral do ganho com o tempo, para um laser de poço quântico de espessura da camada ativa de $L_z = 200\text{Å}$.

Os vários picos observados na figura 58, representam recombinações entre os níveis de energia da banda de condução com a banda de valência.

Se compararmos a figura 58 d, com a figura 57, observamos que existe uma correspondência entre os níveis de energia do poço quântico, com os picos observados. Contudo, para uma conclusão mais detalhada entre os níveis de energia do poço com os picos observados, um estudo mais cuidadoso deve ser feito.

Na figura 59, apresentamos o que acreditamos ser evidências de emissão estimulada de um outro modo de emissão, o qual deve estar associado a recombinação entre níveis de energia do poço quântico.

A figura 59, mostra claramente que este "nível de energia" é uma função da densidade de corrente, e que segue basicamente os mesmos processos de guiamento do modo já discutido.

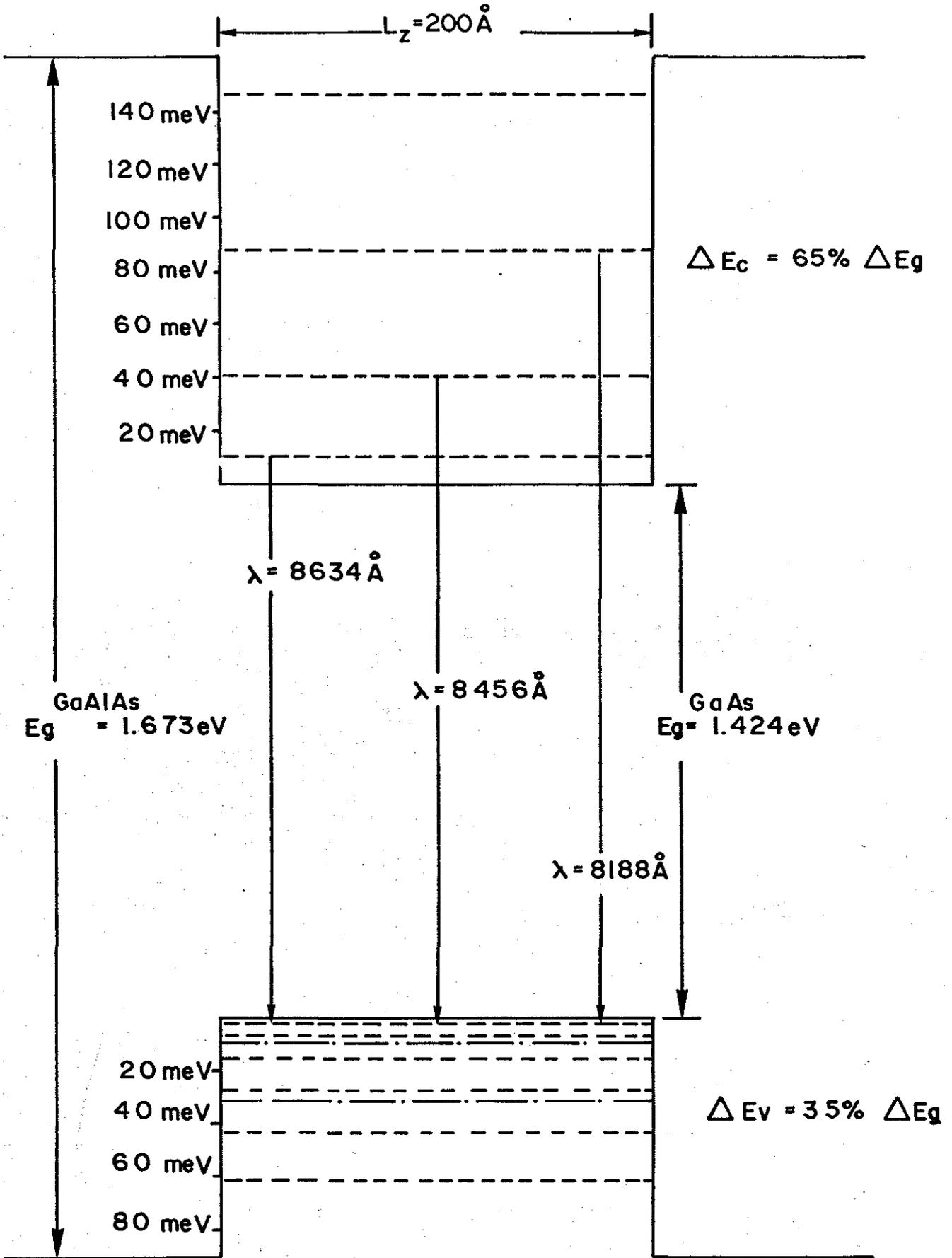
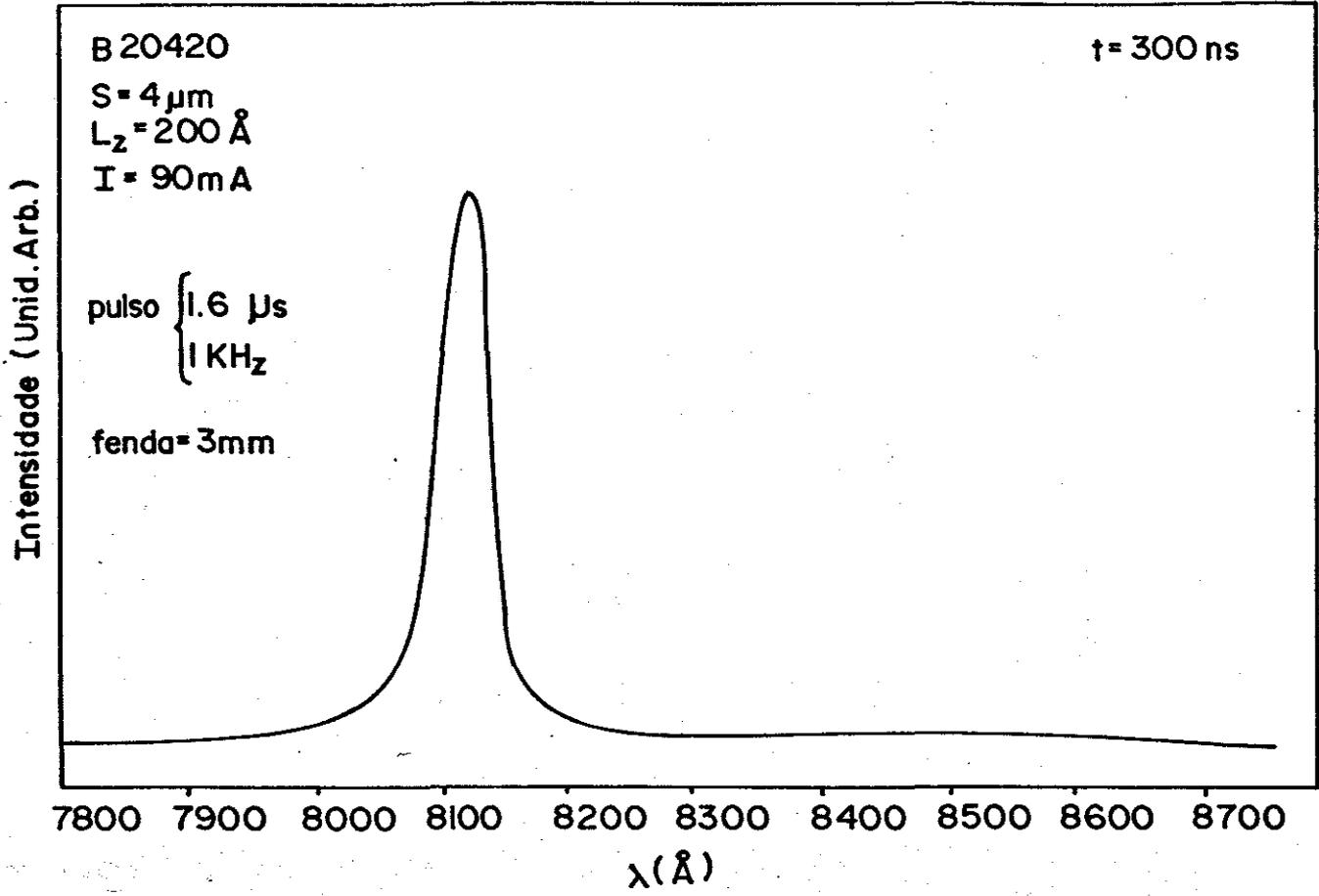
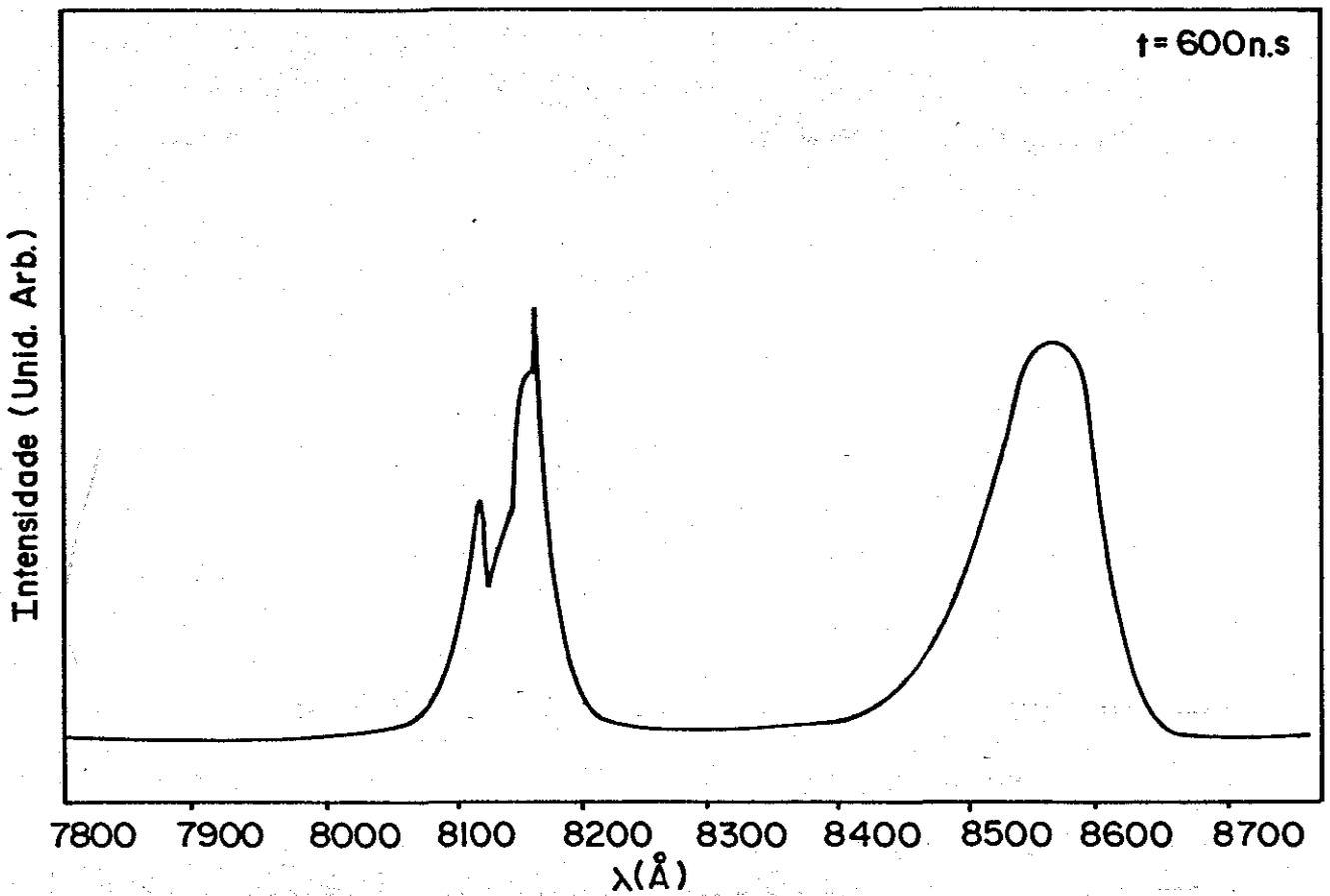


Figura 57 - Diagrama de energia para um poço quântico de largura $L_z = 200 \text{ \AA}$.

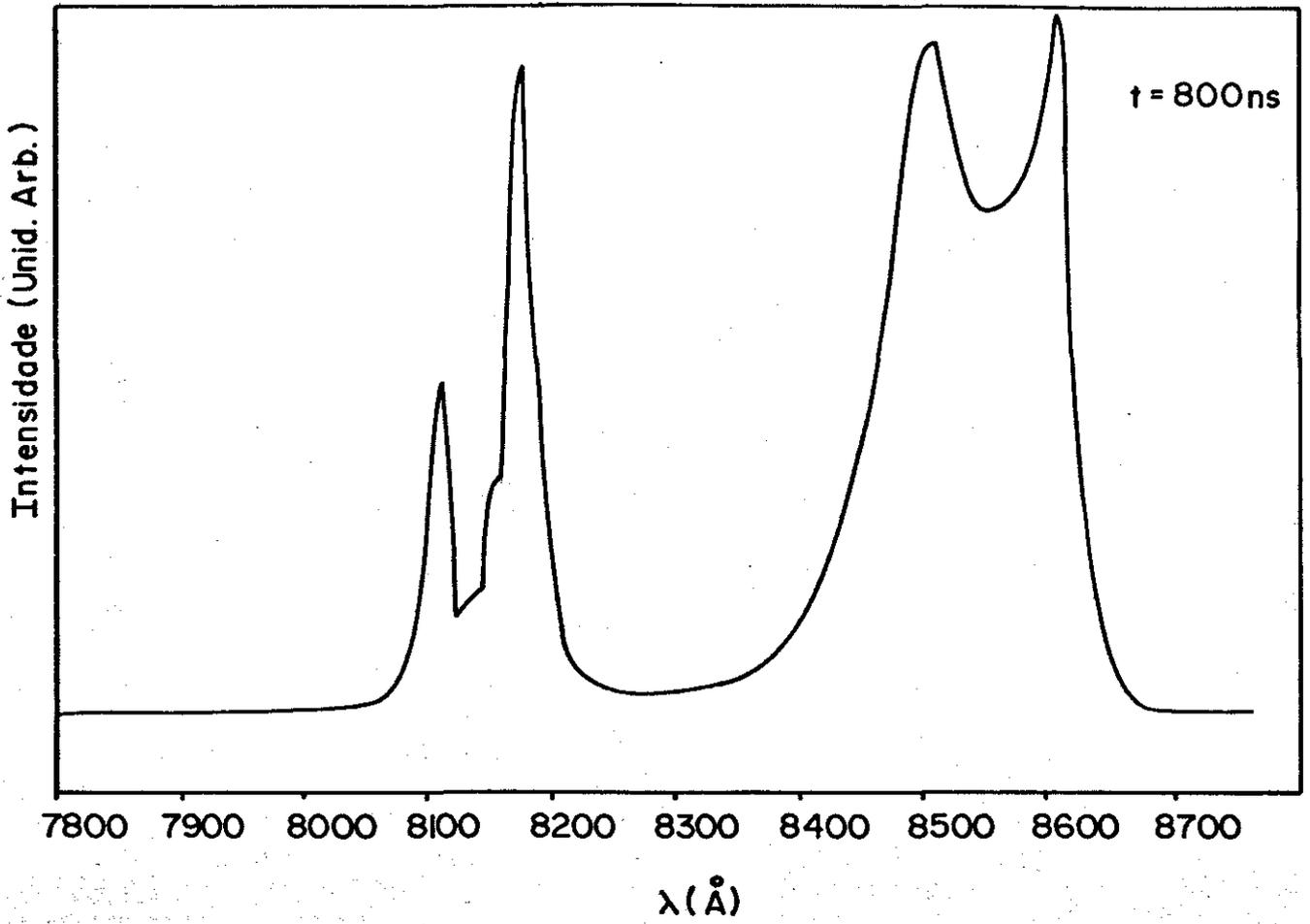


(a)



(b)

Figura 58 - Evolução do ganho para vários tempos.



(c)

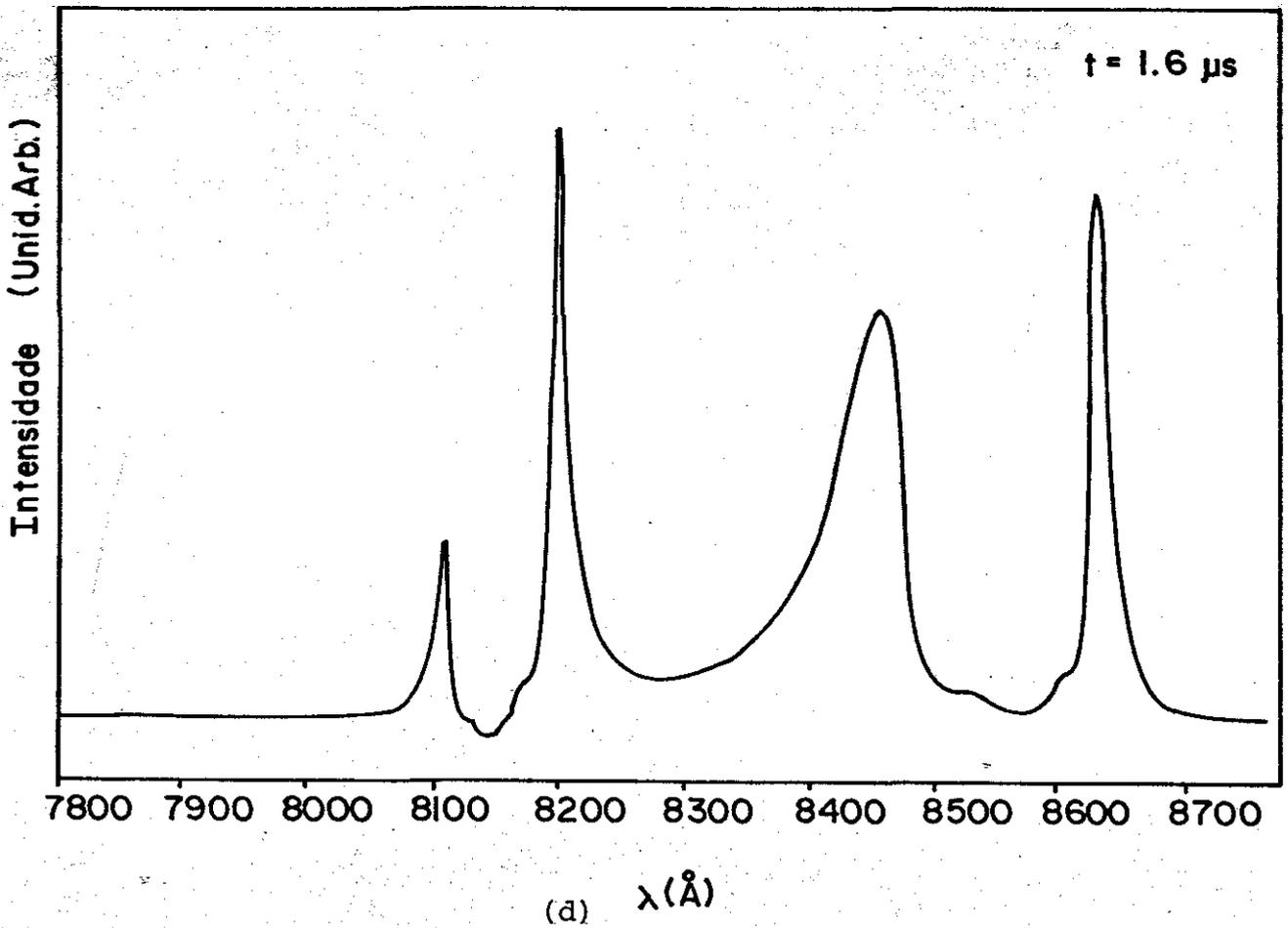
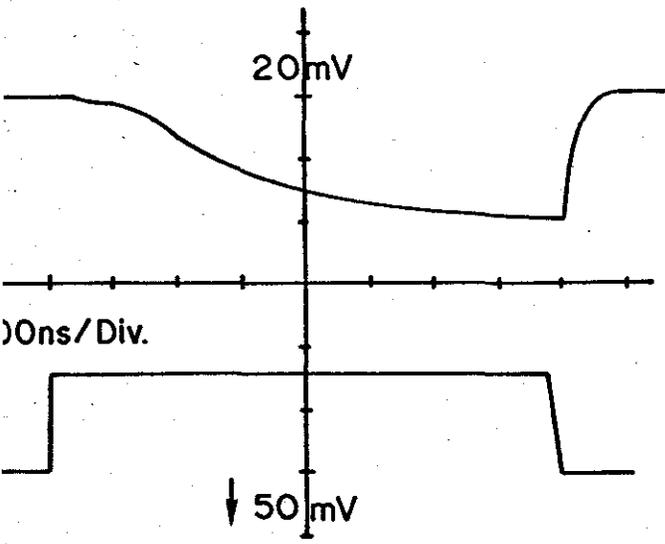
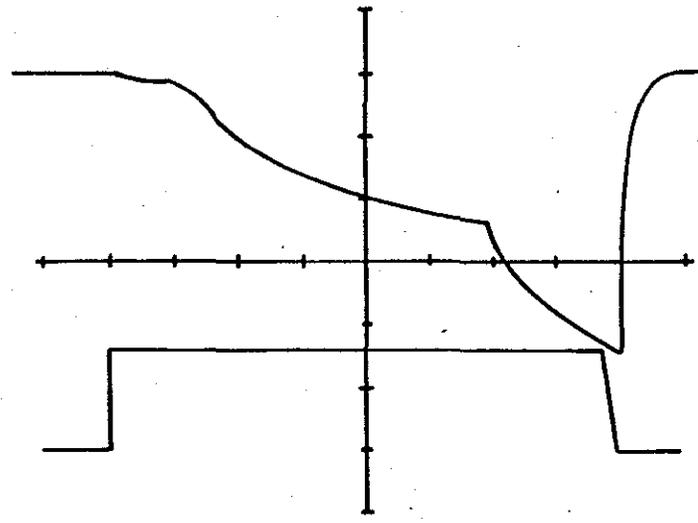


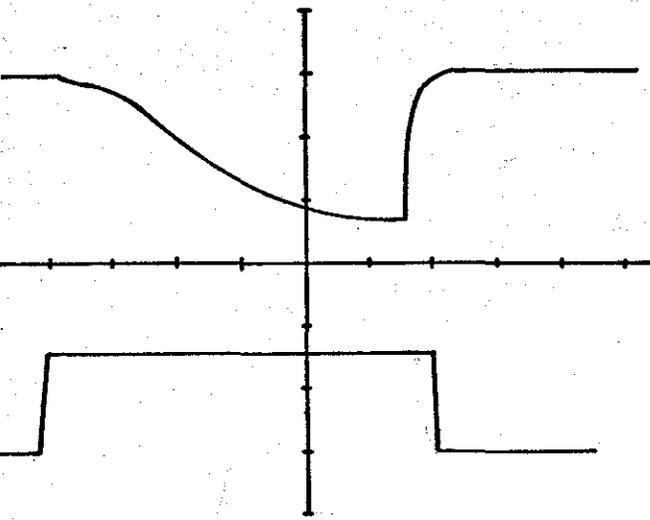
Figura 58- Evolução do ganho para vários tempos.



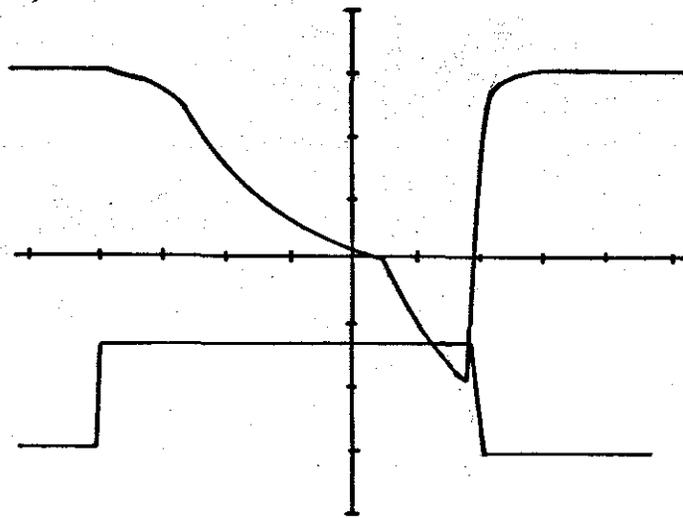
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 59 - Observação experimental de um possível nível de energia e sua evolução com a largura do pulso (b) e (c), e com a corrente (c) e (d).

Na figura 60 , mostramos o comportamento deste possível "nível de energia" com a pressão uniaxial. Observa-se que a medida que a pressão aumenta a intensidade desse "nível de energia" diminui, chegando até a desaparecer completamente. Destes resultados podemos dizer que este possível "nível de energia" segue os mesmos processos que definem o guiamento do modo, como foi discutido anteriormente.

Para se obter maiores informações sobre o comportamento destes possíveis "níveis de energia", sua dependência com a densidade de corrente e pressão uniaxial, maior número de dados devem ser analisados.

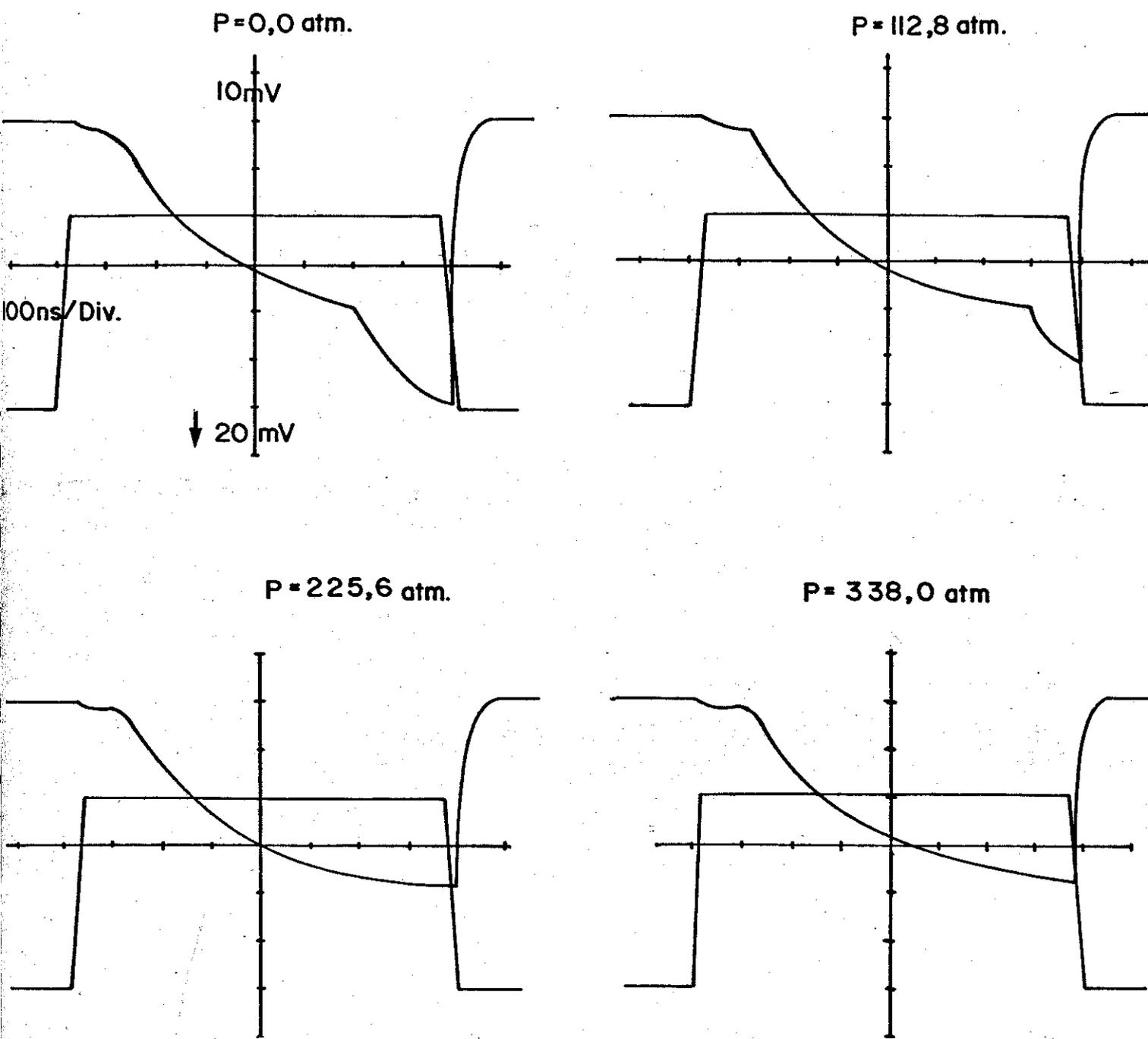


Figura 60 - Evolução do possível nível de energia para várias pressões.

CAPÍTULO XIII:

XIII-1 - Conclusão:

Como foi observado no decorrer do trabalho, os lasers de poço quântico de GaAlAs com estrutura SCH-QW, apresentam um atraso na emissão estimulada, devido a competição entre dois efeitos opostos no índice de refração da camada ativa: injeção de portadores, perfil de temperatura.

A injeção de portadores na camada ativa cria um anti-guia de ondas, o qual tende a desfocalizar o modo. Este anti-guia é compensado pela evolução no tempo e no espaço de um guia de ondas gerado pelo perfil de temperatura ao longo do plano da junção. Uma comparação entre os resultados experimentais e teóricos para o laser de GaAlAs de 200⁰Å de espessura, mostrou que o modelo teórico descreve muito bem a dinâmica envolvida no guiamento.

Foi observado que a aplicação de pressão uniaxial nos lasers de poço quântico, provoca um aumento na corrente limiar e no atraso da emissão estimulada, o que é devido a uma redução do ganho. Pela análise experimental, foi possível escrever uma equação empírica para o comportamento do ganho modal com a pressão uniaxial.

Além desses resultados foram observados, experimentalmente, emissões correspondentes a transições entre os níveis de energia do poço quântico. Foram observados também, a evolução espectral no tempo, e seu comportamento com aplicação de pressão. Contudo, nenhuma afirmação pode ser feita enquanto maior número de dados não forem analisados.

APÉNDICE I

Solução da Equação de Onda:

A equação {113}, mostra a equação de onda, que permite obter as configurações dos campos dentro do guia de ondas:

$$\nabla^2 \vec{E} + K_0^2 \epsilon(x,y,z) \vec{E} = 0 \quad \{A-1\}$$

$$\text{consideramos } E(x,y,z) = E_x(x) E_y(y) \exp(-i\beta z) \quad \{A-2\}$$

substituindo {A-2} em {A-1} temos:

$$\frac{1}{E_x(x)} \frac{\partial^2 E_x(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{E_y(y)} \frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} - \beta^2 + K_0^2 \epsilon(x,y) = 0 \quad \{A-3\}$$

seja,

$$\frac{1}{E_y(y)} \frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} = \beta_0^2 \quad \{A-4\}$$

temos a equação para direção x:

$$\frac{\partial^2 E_x(x)}{\partial x^2} + K_0^2 (\epsilon_1 - C^2 x^2) - \beta_0^2 - \beta^2 E_x(x) = 0 \quad \{A-5\}$$

A equação para direção y, é encontrada multiplicando-se {A-5} por $E_x^*(x)$ e substituindo-se esta na equação {A-3}, e integrando sobre o intervalo de $-\infty < x < \infty$

$$\beta_0^2 + \frac{1}{E_y(y)} \frac{\partial^2 E_y(y)}{\partial y^2} +$$

$$- K_0^2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_x(x) (\epsilon_1 - C^2 z^2) E_x^*(x) dx + \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x) \epsilon(x, y) E_x^*(x) dx \right] = 0$$

{A-6}

considerando,

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x) (\epsilon_1 - C^2 x^2) E_x^*(x) dx + \int_{d/2}^{\infty} E_x(x) (\epsilon_1 - C^2 x^2) E_x^*(x) dx +$$

$$+ \int_{-d/2}^{d/2} E_x(x) (\epsilon_1 - C^2 x^2) E_x^*(x) dx + \int_{d/2}^{\infty} E_x(x) (\epsilon_1 - C^2 x^2) E_x^*(x) dx$$

$$B = \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x) \epsilon(x, y) E_x^* dx = \int_{-\infty}^{-d/2} E_x(x) (\epsilon_1 - b^2 y^2 - C^2 x^2) E_x(x) dx +$$

$$\int_{-d/2}^{d/2} E_x(x) (\epsilon_0 - a^2 y^2) E_x^*(x) dx + \int_{d/2}^{\infty} E_x(x) (\epsilon_1 - b^2 y^2 - C^2 x^2) E_x^*(x) dx$$

temos:

$$A-B = \int_{-d/2}^{d/2} E_x(x) (\epsilon_1 - C^2 x^2) E_x^*(x) dx - \int_{-d/2}^{d/2} E_x(x) (\epsilon_0 - a^2 y^2) E_x(x) dx +$$

$$+ \int_{-\infty}^{-d/2} E_x(x) b^2 y^2 E_x^*(x) dx + \int_{d/2}^{\infty} E_x(x) b^2 y^2 E_x(x) dx$$

$$A-B = \epsilon_1 \Gamma - \frac{C^2 d^2}{12} - (\epsilon_0 - a^2 y^2) \Gamma + 2b^2 y^2 \quad (1-\Gamma) \quad \{A-7\}$$

onde, Γ é dado pela equação {121}.

Substituindo {A-7} em {A-6}, temos:

$$\beta_0^2 + \frac{1}{E_Y(y)} \frac{\partial^2 E_Y(y)}{\partial y^2} + \left[\Gamma K_0^2 (\epsilon_0 - \epsilon_1 + \frac{C^2 d^3}{12}) - K_0^2 y^2 (\Gamma a^2 + b^2 (1-\Gamma)) \right] = 0$$

ou

$$\frac{\partial^2 E_Y(y)}{\partial y^2} + \left[K_0^2 \Gamma p^2 - K_0^2 y^2 m^2 + \beta_0^2 \right] E_Y(y) = 0 \quad \{A-8\}$$

onde,

$$p^2 = \epsilon_0 - \epsilon_1 + \frac{C^2 d^3}{12} \quad \{A-9\}$$

$$m^2 = \Gamma a^2 + (1-\Gamma) b^2 \quad \{A-10\}$$

A solução da equação de onda {A-8}, é dada pelas junções de Hermite-Gauss.

$$E_p(y) = H_p \left[(mK_0)^{1/2} y \right] \exp \left(- \frac{mK_0}{2} y^2 \right) \quad \{A-11\}$$

onde, H_p é o polinomio de Hermite de onda p .

Para o modo fundamental, $p = 0$, $H_0 = 1$, a meia largura (W), no ponto de intensidade $1/e^2$, é dada por

$$W = \left(\frac{2}{m_r K_0} \right)^{1/2}$$

onde, $m_r = \text{real } (m)$.

Escrevendo a constante complexa a , em função de suas componentes real e imaginária, e substituindo em {A-10} temos:

$$m^2 = \Gamma(a_r - ia_i)^2 + (1-\Gamma) b^2$$

ou

$$m^2 = \Gamma(a_r^2 - a_i^2) + b (1-\Gamma) + i2 a_r a_i \quad \text{{A-12}}$$

As constantes $(a_r^2 - a_i^2)$ e $a_r a_i$, são encontradas a partir da equação {111}, e da equação {84}.

$$\epsilon(x,y) = \epsilon_0 - a^2 y^2 \quad \text{{A-13}}$$

$$\epsilon = (n+ik)^2 \quad \text{{A-14}}$$

de {A-13}, temos:

$$a_r^2 - a_i^2 + 2i a_r a_i = \frac{\epsilon_0 - \epsilon(x,y)}{y^2} \quad \text{{A-15}}$$

onde,

$$\epsilon_0 = \epsilon_r(0) + i \epsilon_i(0) \quad \text{{A-16}}$$

$$\epsilon(x,y) = \epsilon_r(x,y) + i \epsilon_i(x,y)$$

substituindo {A-16} em {A-15}, temos:

$$y^2 (a_r^2 - a_i^2) = \epsilon_r(0) - \epsilon_r(x,y) \quad \text{{A-17}}$$

$$y^2 (2a_r a_i) = \epsilon_i(0) - \epsilon_i(x, y) \quad \{A-18\}$$

considerando o ponto $y = S/2$, e substituindo {A-14}, em {A-17}, temos:

$$\frac{S^2}{4} (a_r^2 - a_i^2) = n^2(0) - n^2(S/2) - \left[\kappa^2(0) - \kappa^2(S/2) \right]$$

lembrando que $\kappa = \frac{\lambda \alpha}{4\pi}$ e que $\alpha = -g$, e que $\Delta n = n(0) - n(S/2)$ e $\Delta g = g(0) - g(S/2)$, temos:

$$a_r^2 - a_i^2 = \frac{8}{S^2} n_0 \Delta n \quad \{A-19\}$$

e

$$a_r a_i = \frac{\lambda}{S^2 \pi} \Delta n(0) \Delta g \quad \{A-20\}$$

substituindo {A-19} e {A-20} em {A-12}, temos:

$$m^2 = \left[\Gamma \frac{8}{S^2} n(0) \Delta n a + b^2 (1-\Gamma) \right] + i \left[\frac{2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right] \quad \{A-21\}$$

A constante real \underline{b} é encontrada a partir da equação {112}.

$$\epsilon(x, y) = \epsilon_1 - b^2 y^2 - c^2 x^2$$

considerando pontos no centro da camada ativa ($x=0$), temos:

$$b^2 = \frac{\epsilon_1 - \epsilon(x, y)}{y^2} \quad \{A-22\}$$

onde,

$$\epsilon_1(0) = n_1^2 \quad \text{\{A-23\}}$$

$$\epsilon_1(x,y) = n^2(x,y)$$

considerando o ponto $y = S/2$, e substituindo {A-23}, em {A-21}, temos:

$$\frac{S^2}{4} b^2 = n_1^2(0) - n_1^2(S/2)$$

lembrando que

$$\Delta n_{CG} = n_1(0) - n_1(S/2)$$

nós temos:

$$b^2 = \frac{8}{S^2} n_1(0) \Delta n_{CG} \quad \text{\{A-24\}}$$

substituindo {A-24} em {A-21}, temos:

$$m^2 = \frac{8}{S^2} \left[\Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma) \right] + i \left[\Gamma \frac{2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right]$$

Pela definição de número complexo

$$z = a + ib$$

$$z = re^{i\theta} = \sqrt{a^2 + b^2} \cdot (\cos\theta + i \sin\theta)$$

onde $\theta = \text{arc tg} \left(\frac{b}{a} \right)$

se considerarmos $z = m^2$, temos:

$$m^2 = \left\{ \left[\frac{8}{S^2} (\Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma)) \right]^2 + \left[\Gamma \frac{2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right]^2 \right\}^{1/2} \cdot e^{i\theta}$$

onde

$$\theta = \arctg \left(\frac{\Gamma \lambda}{\pi} n(0) \Delta g \cdot \frac{1}{4(\Gamma n(0) \Delta n_a + \Delta n_{CG} n_1(0) (1-\Gamma))} \right)$$

$$m = \left\{ \left[\frac{8}{S^2} (\Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma)) \right]^2 + \left[\Gamma \frac{2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right]^2 \right\}^{1/4} e^{1/2 i\theta}$$

e

$$m_r = \left\{ \left[\frac{8}{S^2} (\Gamma n(0) \Delta n_a + n_1(0) \Delta n_{CG} (1-\Gamma)) \right]^2 + \left[\Gamma \frac{2\lambda}{\pi S^2} n(0) \Delta g \right]^2 \right\}^{1/4} \cdot \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)$$

APENDICE II

```

C   PROGRAMA DELA
C   PARAMETROS USADOS NOS CALCULOS
      TYPE 98
98  FORMAT('  PRESSAO==>')
      ACCEPT *,PP
      TYPE 18
18  FORMAT('  CORRENTE EM AMPERE==>')
      ACCEPT *,RI
      TYPE 99
99  FORMAT('  FATOR DE MULTIPLICACAO DO GANHO==>')
      ACCEPT *,ZZ
      TYPE 19
19  FORMAT('  LARGURA DA FAIXA EM MICRONS==>')
      ACCEPT *,S
      TYPE 20
20  FORMAT('  ESPESSURA DA CAMADA ATIVA EM CM==>')
      ACCEPT *,D
      TYPE 21
21  FORMAT('  SURFACE VELOCITY (CM/S)==>')
      ACCEPT *,SV
      TYPE 22
22  FORMAT('  COMPRIMENTO DE DIFUSAO EM CM==>')
      ACCEPT *,RLN
      TYPE 26
26  FORMAT('  TEMPO DE RECOMBINACAO RADIOATIVA (S) ==>')
      ACCEPT *,TR
      TYPE 27
27  FORMAT('$ VALOR DO COMPRIMENTO DE ONDA EM microns ==> ')
      ACCEPT *,WL
C-----TNR, BETA E WD SAO VALORES DEFINIDOS NO TRABALHO DE KAMSET
      BETA=19.32
      RS=1000.
      C=1.E-4
      TNR=D/(2.*SV)
      RL=300.E-4
      WD=2336E-8
      GAMA=(D/WD)*(2./3.1416)**0.5
      E=1.6E-19
C   RS=SHEET RESISTIVITY
C   C=FATOR DE CONVERSAO DE MICRON PARA CM
C   D=ESPESSURA DA CAMADA ATIVA
C   RL=COMPRIMENTO DO LASER
C   SV=VELOCIDADE DE RECOMBINACAO SUPERFICIAL
C   TNR=TEMPO DE RECOMBINACAO NAO RADIOATIVO
C   TR= TEMPO DE RECOMBINACAO RADIOATIVO
C   RL=COMPRIMENTO DO LASER
C   E=CARGA DO ELETRON
C   RI=CORRENTE EM AMPERE
C   S=LARGURA DA FAIXA EM MICRON
C   NETA=EFICIENCIA QUANTICA
C-----RNO E' A DENSIDADE DE PORTADORES EM X=0
C-----RNS2 E' A DENSIDADE DE PORTADORES EM X=S/2, CONFORME EQUACAO
C-----10a DO TRABALHO DE TSANG
C   GM=GANHO
C   TPO=TEMPO EM SEGUNDOS
      WRITE(3,9)RI,S
9   FORMAT(2X,'I(A)=',G,2X,'S=',G,/)
      TYPE 2,RI,S
2   FORMAT(2X,F5.3,F4.1)
      WRITE(3,6)RLN,SV

```

```

6   FORMAT(2X, 'DIF. LENGTH=', G, 2X, 'SURFACE VELOCITY=', F6.1, /)
   WRITE(3, 7) D
7   FORMAT(2X, 'ESPESSURA DA CAMADA ATIVA=', G, /)
   WRITE(3, 8) TR
8   FORMAT(2X, 'TEMPO DE RECOMBINACAO RADIOATIVO=', G, /)
   WRITE(3, 28) WL
28  FORMAT(2X, 'COMPRIMENTO DE ONDA (microns) = ', G, /)
   WRITE(3, 30) ZZ
30  FORMAT(2X, 'FATOR DE MULTIPLICACAO DO GANHO=', G, /)
   WRITE(3, 31) PP
31  FORMAT(2X, 'PRESSAO EM ATM=', G, /)
   RJS=RI/(S*C*RL)
   PA=2. / (BETA*RS*S*C*S*C)
   RJE=((PA+RJS)**0.5-PA**0.5)**2
   TAU=TR*TNR/(TNR+TR)
   NETA=TAU/TR
   DN=RLN*RLN/TAU
   RLO=(RJS/RJE-1.)*S*C/2.
   G=RJE/(DN*E*D)
   RNO=G*RLN*RLN-G*RLN*RLN*(RLN/(RLO+RLN))*EXP(-S*C/(2.*RLN))
   CH=(EXP(S*C/(2.*RLN))+EXP(-S*C/(2.*RLN)))/2.
   RNS2=G*RLN*RLN-G*(RLN**2)*(RLN/(RLO+RLN))*CH*EXP(-S*C/(2.*RLN))
   WRITE(3, 3) G, RJE, RJS, RLO
3   FORMAT(2X, 'G= ', G, 2X, 'Je= ', G, 2X, 'Js= ', G, 2X, 'LO= ', G, /)
   WRITE(3, 29) RNO, RNS2
29  FORMAT(2X, 'DENS. PORT(X=0) = ', G, 2X, 'DENS. PORT(XX=S/2) = ', G, /)
   GANO=ZZ*(1.08E-16*RNO-146.)
   GANS2=ZZ*(1.08E-16*RNS2-146.)
   DELG=GAMA*(GANO-GANS2)
   DELNN=-5.0E-21*(RNO-RNS2)
   TYPE 4, GANO, GANS2, DELG, DELNN
   WRITE(3, 4) GANO, GANS2, DELG, DELNN
4   FORMAT(2X, 4G, /)
C   CALCULO DA TEMPERATURA
   DELFO=(1.-1.00*NETA)*1.24/WL*1.602E-19*D/TAU*(RNO-RNS2)
   DELFOII=(1.-1.00*NETA)*1.24/WL*1.602E-19*D/TAU*RNO
   WRITE(3, 23) DELFO, DELFOII
   TYPE 23, DELFO, DELFOII
23  FORMAT(/, 5X, 'DELFO=', G, 5X, 'DELFOII=', G, /)
   WRITE(3, 24)
   TYPE 24
24  FORMAT(5X, 'TPO', 14X, 'DELT', 11X, 'DELTO', 9X, 'DNEF', 12X, 'RMR', 14X,
* 'WE', 12X, 'GM', /)
   DO 10 J=1, 41
   TPO=(J-1)*50.*1E-9
   DELT=DELFO/0.13*(0.12*TPO/3.1416)**0.5
   DELTO=DELFOII/.13*(.12*TPO/3.1416)**0.5
   DELNT=DELT*5.0E-4
   DNEF=3.56*GAMA*DELNN+3.42*(1-GAMA)*DELNT
   AR=8.*DNEF/(S*C*S*C)
   AI=2.*(WL*C)*3.56*DELG/(3.1416*S*S*C*C)
   TETA=ATAN((WL*C*3.56)*DELG/(4.*3.1416*DNEF))
   IF(DNEF)15, 16, 16
15  RMR=-SIN(TETA/2.)*(AR*AR+AI*AI)**0.25
   GO TO 17
16  RMR=(AR**2+AI**2)**0.25*COS(TETA/2.)
17  WE=(WL*C/(3.1416*RMR))**0.5
   GM=(GANO-DELG/GAMA*(WE/(S*C))*(WE/(S*C)))*GAMA-1.5786E-2*PP
   TYPE 5, TPO, DELT, DELTO, DNEF, RMR, WE, GM
   WRITE(3, 5) TPO, DELT, DELTO, DNEF, RMR, WE, GM
5   FORMAT(2X, 7G)
10  CONTINUE
   STOP
   END

```

REFERÊNCIAS

REFERÊNCIAS:

- (1) - M.G. Bernard and G. Duraffourg
Phys. Status Solidi, 1, 699, (1961)
- (2) - F. Stem
IEEE J. of Quantum Electron., QE-19, 290, (1973)
- (3) - N.K. Dutta and R.J. Nelson
Appl. Phys. Letter, 38, 407, (1981)
- (4) - H.C. Casey Jr.
J. Appl. Phys., 42, 3684, (1978)
- (5) - F.C. Prince
Tese de Doutorado apresentada no IFGW - (1981)
- (6) - A.R. Beattie and P.T. Landsberg
Proc. R. Soc., A-249, 16 (1958)
- (7)- A.R. Beattie and G. Smith
Phys. Status Solidi, 19, 577, (1969)
- (8) - A. Hang
Solid State Electron., 21, 1281, (1978)
- (9) - G. Lasher and F. Stern
Phys. Rev., 133, A553, (1964)
- (10)- J.E. Ripper, N.B. Patel and P. Brosson
Appl. Phys. Letter, 21, 121, (1972)
- (11)- N.B. Patel, J.E. Ripper and P. Brosson
IEEE J. of Quantum Electron., QE-9, 338, (1973)
- (12)- G.E. Picus and G.L. Bir
Sov. Phys. Solid State, 1, 1502, (1960)

- (13)- W.H. Kleiner, and L.M. Roth
Phys. Rev. Lett., 2, 334, (1959)
- (14)- F.H. Pollak and M. Cardona
Phys. Rev., 172, 816, (1968)
- (15)- M.S. Sartório
Tese de Mestrado apresentada no IFGW - (1975)
- (16)- C. Kittel
Introd. to Solid State Phys. - John Wiley - Cap. IV
- (17)- G. Dresselhaus, A.F. Kip and C. Kittel
Phys. Rev., 98, 368, (1955)
- (18)- C. Kittel
Quantum Theory of Solids - John Wiley-Cap. XIV
- (19)- E.O. Kane
Phys. Rev., 178, 1368, (1969)
- (20)- K. Suzuki and J.C. Hensel
Bull. Am. Phys. Soc., 14, 113, (1969)
- (21)- L.D. Lande, F.H. Pollak and M. Cardona
Phys. Rev., 3, B2623, (1971)
- (22)- J.E. Ripper, N.B. Patel and P. Brosson
Proc. 11th Int. Conf. Phys. of Semic., Warsaw, Poland
(1972)
- (23)- F.K. Reinhart, I. Hayashi and M.B. Panish
J. Apply. Phys., 11, 4466, (1971)
- (24)- T. Ikegami
IEEE - J. Quantum Electron., QE-8, 470, (1972)

- (25)- A. Sugimura
IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 627, (1981)
- (26)- N.K. Dutta and R.J. Nelson
J. Appl. Phys., 53, 74, (1982)
- (27)- R.J. Nelson and N.K. Dutta
J. Appl. Phys., 54, 2923, (1983)
- (28)- S.H. Chiao and R.L. Moon
Prog. Cristal Growth, 2, 251, (1979)
- (29)- P.G. Eliseev, B.N. Sverdlov and N. Shokhvdzhaev
Quantum Electron. (USSR), 11, 1665, (1984)
- (30)- M. Horiguchi and H. Osamai
Electron. Letter, 12, 310, (1976)
- (31)- F.C. Prince, N.B. Patel, K. Kasemset and C.S. Hong
Electron. Letter, 19, 435, (1983)
- (32)- F.C. Prince, T.J.S. Mattos, N.B. Patel and D. Kasemset
IEEE J. Quantun Electron., QE-23, , (1985)
- (33)- T.L. Paoli
IEEE J. Quantum Electron., QE-13, 662, (1977)
- (34)- R. Eisberg and R. Resnick
Quantum Physics-John Wiley - Appendix G
- (35)- N. Holonyak, R.M. Kolbas, R.D. Dupuis and P.D. Dapkus
IEEE J. Quantum Electron., QE-16, 170, (1980)
- (36)- M.D. Camras, N. Holonyak, K. Hess and J.J. Coleman
Appl. Phys. Letter, 41, 317, (1982).

- (37)- R. Dingle and H.J. Queisser
Advanced in Solid State Phys. - Pergamon Vieweg (1975)
- (38)- D. Kasemset, C.S. Hong, N.B. Patel and P.K. Dapkus
IEEE J. Quantun Electron., QE-19, 1025, (1983)
- (39)- H.C. Casey and M. Panish
Heterostructure Laser - Academic Press, (1978)
- (40)- A. Siguimura
IEEE J. Quantun Electron., QE-20, 336, (1984)
- (41)- R.J. Nelson and R.G. Sobers
Appl. Phys. Letter, 32, 761, (1978)
- (42)- A. Yariv
Introduction to Optical Electronics - Holf, Rinehartand,
Winston
- (43)- D. Marcuse
Theory of Dielectric Optical Weveguides - Academic Press
- (44)- J.I. Pankove
Optical Processes in Semiconductors - Prentice Hall
- (45)- T.H. Zachos and J.E. Ripper
IEEE J. Quantum Electron., QE-5, 29, (1969)
- (46)- G.H.B. Tompson
Optic Electronics, 4, 257, (1972)
- (47)- F.R. Nash
J.Appl. Phys., 44, 4696, (1973)
- (48)- F.D. Nunes, N.B. Patel, J.G. Mendoza and J.E. Ripper
J. Appl. Phys., 50, 3852, (1979)

- (49)- D.D. Cook and F.R. Nash
J. Appl. Phys., 46, 1660, (1975)
- (50)- A.R. Jonscher and M.H. Boyle
Proc. of IPPS Symposin on GaAs, pag 78, (1966)
- (51)- F.D. Nunes
Tese de Doutoramento apresentada no IFGW - (1976)
- (52)- C.H. Gooch
Galliun Arsenide Lasers - John Wiley
- (53)- T. Kobayashi, Y. Furukawa
Japan J. Appl. Phys., 14, 1981, (1981)
- (54)- H. Carslow and X. Jaeger
Conduction of Heat in Solid - Osford, pag. 75
- (55)- J.C. Dymant
Appl. Phys. Letter, 10, 84, (1967)
- (56)- L.A. D'Asaro
Appl. Phys. Letter, 11, 292, (1967)
- (57)- W.T. Tsang
J. Appl. Phys., 49, 1031, (1978)
- (58)- B.W. Hakki
J. Appl. Phys., 44, 5021, (1973)
- (59)- A.V. Zeil
Solid State Physical Electronics - Prentice Hall
- (60)- K. Konnerth
IEEE Trnas. Electron. Devices, 12, 506, (1965)
- (61)- J.W. Crowe and K.E. Niebuhr
Solid State Commun., 2, 119, (1964)

- (62)- R.D. Burnham, C. Lindström, and T.L. Paoli
Appl. Phys. Letter., 42, 937,, (1983)
- (63)- G. Arfken
Mathematical Methods for Physicists - Academic Press
- (64)- B.W. Hakki and T.L. Paoli
J. Appl. Phys., 46, 1299, (1975)
- (65)- H. Kobayashi, H. Iwamura, T. Saku and T. Otsuka
Electron. Letters, 19, 166, (1983)
- (66)- R.D. Dupuis and P.D. Dapkus
Gallium Arsenide and Related Compounds, 1978, (Inst.
Phys. Conf. Ser. N^o 45). pag. 1