

"UMA TEORIA PARA ATRAS^SOS LONGOS
Q-SWITCHING E FENÔMENOS CORRELATOS"

Autor : Frederico Dias Nunes

Orientador : Navin B. Patel

Tese apresentada ao
Instituto de Física Gleb
Wathagin para a obtenção
do Título de Doutor em
Ciências

- Dezembro de 1976 -

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

Lembra-te do teu Criador nos dias na tua mocidade antes que venham os maus dias, e cheguem os anos em que dirás: Não tenho neles prazer algum;

antes que se escureçam o sol e a lua, e a lua, e as estrelas, e tornem a vir as nuvens depois da chuva; no dia em que tremerem os guardas da casa, e se encurvarem os homens fortes, e cessarem os moedores, por já serem poucos, e se escurecerem os que olham pelas janelas, e as portas da rua se fecharem; quando for baixo o ruído da moedura, e nos levantarmos à voz das aves, e todas as filhas da música ficam abatidas;

como também quando temerem o que é alto, e houver es pantos no caminho: e florescer a amendoeira, e o gafanhoto for um peso, e falhar o desejo; porque o homem se vai à sua casa eterna, e os pranteadores andarão rodeando pela praça;

antes que se rompa a cadeia de prata, ou se quebre o copo de ouro, ou se despedaça o cântaro junto à fonte, ou se desfaça a roda junto ao poço, e o pó volte a terra como o era, e o espírito volte a DEUS que o deu.

Vaidade de vaidades, diz o pregador tudo é vaidade.

As palavras dos sábios são como agulhões; e como pregos bem fixados são as palavras coligidas dos mestres as quais foram dadas pelo único pastor.

Além disso, filho meu, sê avisado. De fazer muitos livros não há fim; e o muito estudar é o enfado da carne.

Este é o fim do discurso; tudo já foi ouvido: Teme a DEUS, e guarda os seus mandamentos; porque isto é todo o dever do homem. Porque DEUS há de trazer a juízo toda obra, e até tudo que está encoberto, quer seja bom, quer seja mau.

Aos meus amados Évia e Andrei, e os demais entes queridos, a minha mais profunda gratidão, pelo amor, paciência, cooperação e suas orações.

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Prof. Navin B. Patel, pela sua orientação eficaz e acima de tudo pelo amigo que tenho em sua pessoa e família.

Ao Prof. J. E. Ripper, a quem devo a ajuda e incentivos para chegar até aqui.

Ao Prof. Curt E. Hennies e família, pela amizade e apoio desde o dia em que aqui iniciei os meus estudos.

Aos meus companheiros de trabalho, amigos preciosos, Benny, Bull, Chico, Morosini e Salete, que fazem a vida mais feliz com o calor das suas amizades.

Ao Prof. Nicholas Winogradoff, pela sua paciente audiência.

À Ana e Marisa, pela paciência para com os distúrbios em sua sala de trabalho, durante as correções do trabalho.

À Rosa e Miriam, pela paciente decifração dos meus hieroglifos a datilografar.

À Telebras que subvenciona a nós, o Grupo de Dispositivos.

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

Í N D I C E -

1- <u>INTRODUÇÃO</u>	1
2- <u>QUAIS OS PROCESSOS-SEUS DADOS EXPERIMENTAIS</u>	4
2.1 - Atrasos curtos	4
2.2 - Atrasos longos	6
2.2.1 - Lasers de homoestrutura	7
2.2.2 - Heteroestrutura simples	9
2.3 - Q-Switching	10
2.3.1 - Homoestrutura	10
2.3.2 - Heteroestrutura simples	13
2.4 - Atrasos Anormais	14
2.4.1 - Homoestrutura	14
2.4.2 - Heteroestrutura simples	15
2.5 - Comportamento Bi-estável	17
2.6 - Queda de emissão espontânea	18
3- <u>MODELOS EXISTENTES</u>	20
3.1 - Comentários introdutórios	20
3.2 - Modelo de alta concentração de armadilhas de portadores	22
3.3 - Absvedor saturável	24
3.4 - Aceitador duplo	27
3.4.1 - Atrasos longos	27
3.4.2 - Q-switching e atrasos anormais	30
3.5 - Teoria das bandas de impurezas	33
3.5.1 - Banda Exponencial	33
3.5.2 - Banda Gaussiana	34
3.5.3 - Processo complementar para o modelo das bandas de impurezas	37
4- <u>LASER</u>	39
4.1 - Introdução	39
4.2 - Perdas na região ativa	44
4.3 - Perdas por difração	47
4.3.1 - Variação do índice de refração	48
4.3.2 - Modos transversais em guias de ondas	50
4.3.3 - Atenuação (Ganho)	53
4.4 - Perdas nas regiões passivas	56
5- <u>MODELO TÉRMICO</u>	61
5.1 - Considerações qualitativas	61
5.2 - Descrição qualitativa para os atrasos longos e Q-Switching	63

5.3 - Perturbações sobre o índice de refração	65
5.3.1 - Portadores	66
5.3.2 - Proposta experimental	75
5.3.3 - Temperatura da região ativa	77
5.3.4 - Ganho	83
6- <u>RESULTADOS</u>	86
6.1 - Discussão introdutória	86
6.2 - Resultados iniciais	89
6.2.1 - Corrente limiar	94
6.2.2 - Atrasos	96
6.2.3 - Q-Switching	99
6.3 - Resultados em Computador	104
6.3.1 - Corrente limiar	113
6.3.2 - Atrasos	118
6.3.3 - Q-Switching	121
7- <u>EXPERIENCIA DE ROSSI</u>	126
7.1 - Modelo térmico	128
8- <u>COMPLEMENTOS</u>	133
8.1 - Homoeestrutura	133
8.1.2 - Temperatura de transição vs Pressão Uniaxial	135
8.2 - Heteroeestruturas	137
8.3 - Críticas	138
9- <u>CONCLUSÕES</u>	140
Apêndice I	142
Apêndice II	145
Apêndice III	164
Apêndice IV	169
Referências do texto	178
Referências das figuras	185

UMA TEORIA PARA ATRASOS
LONGOS-Q-SWITCHING E FENÔMENOS
CORRELATOS

1. Introdução:

Hoje é fato definido a aplicação de lasers de semicondutor como fonte emissora de sinais em aplicações, como p.ex. comunicações óticas. Isto requer a modulação AM ou PPM da luz emitida pelo laser, o que quer dizer que o laser precisa ser operado com pulsos (corrente é o que mais interessa neste trabalho). Assim sendo a resposta pelo laser com luz, a aplicação de injeção, variáveis no tempo, assume importância. Neste trabalho consideraremos alguns fenômenos que ocorrem em lasers de GaAs, que se relacionam ao comportamento de emissão de luz por parte deles em função do tempo.

Os estudos do comportamento em tempo dos lasers de GaAs, tanto de homoestrutura, quanto os de heteroestrutura simples e dupla, apresentam uma demora entre o início da excitação (Por exemplo, um pulso de 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 até mesmo centenas de nanosegundos. Enquanto o primeiro é verificado em todos os tipos de lasers de GaAs mencionados acima, os atrasos longos são percebidos apenas em lasers de homoestrutura e heteroestrutura simples. Embora estes atrasos tenham um valor que dependa da amplitude do pulso de corrente, alguns lasers apresentam um atraso que é tão longo quanto a largura do pulso de corrente. Isto é, a emissão estimulada, inicia sempre no fim do pulso de corrente. Este fenômeno é conhecido como Q-Switching. A explicação destes efeitos só foi

realizada para atraso curto, que está associado com o tempo necessário a que a densidade de portadores injetados atinja o nível suficiente para o início a emissão estimulada. Este efeito, em particular, é sabido ser um fenômeno genérico aos diversos tipos de lasers de GaAs. Os outros dois assuntos, atrasos longos e Q-Switching, como outros efeitos correlatos permanecem, já há mais de 10 anos, sem explicação definida.

Como será discutido a seguir, os modelos ⁽¹⁻⁹⁾ que até hoje foram feitos não se mostraram, por diversas razões, capazes de explicar de um modo satisfatório os efeitos de atrasos longos e Q-switching.

Fazemos restrição ao modelo desenvolvido por Dymont e Ripper ⁽³⁾, usando um aceitador duplo, que se mostrou capaz de explicar matematicamente, não só atrasos longos e Q-switching, como também o comportamento bi-estável dos lasers de homoestrutura e heteroestrutura simples. Este modelo chegou a prever a existência de um atraso anormal, verificado experimentalmente.

O problema do modelo de Dymont e Ripper é a ausência de uma verificação experimental da existência do aceitador duplo, e mesmo o que é fisicamente este aceitador duplo, além de tomar em consideração um comportamento dos quase-níveis reconhecido como contrário ao que normalmente deveria ser.

Neste trabalho apresentamos uma teoria que usa processos físicos comuns em lasers de semicondutores para explicar os efeitos básicos de atrasos longos normais e anormais, e Q-switching, usando um cálculo gráfico e depois cálculos em computador.

A nossa atenção será concentrada, uma vez que sendo explicados todos os demais fenômenos que são correlatos a eles poderão ser explicados.

Em primeiro lugar discutiremos o que vem a ser os processos mencionados, tais como, atrasos curtos e longos, Q-switching, atrasos anormais, comportamento bi-estável e queda da emissão espontânea. Estes fenômenos fazem parte de um grupo de fenômenos correlatos.

Depois discutiremos os modelos mais importantes, apresentando as suas deficiências. Acharmos por bem apresentar uma discussão de alguns processos físicos que ocorrem nos diversos tipos de lasers de GaAs, e então apresentar a nossa teoria e seus resultados.

2. Atrasos

2.1 Atrasos Curtos

Desde o início dos estudos sobre lasers de semicondutor, que na época eram de homoestrutura, uma simples junção p-n de semicondutores degenerados (altamente dopados), se verificou um atraso entre o início da injeção (do pulso de corrente) e o início da emissão estimulada⁽¹⁾.

Este atraso, quando de alguns nanossegundos, foi associado ao tempo necessário para que os níveis de concentração de portadores fossem suficientes para ocasionar a emissão de luz estimulada.

Isto que está ilustrado na fig. (1), pode ser calculado através de um modelo simples, que é descrito pela equação.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau} \quad (2.1.1)$$

Nesta equação temos:

n - concentração dos portadores.

J - densidade de corrente.

τ - tempo de recombinação total (radiativa e não radiativa)

e - carga do elétron

d - largura da região ativa.

Dada a condição de contorno $t=0, n=0$, a

solução da equação (2.1.1) será:

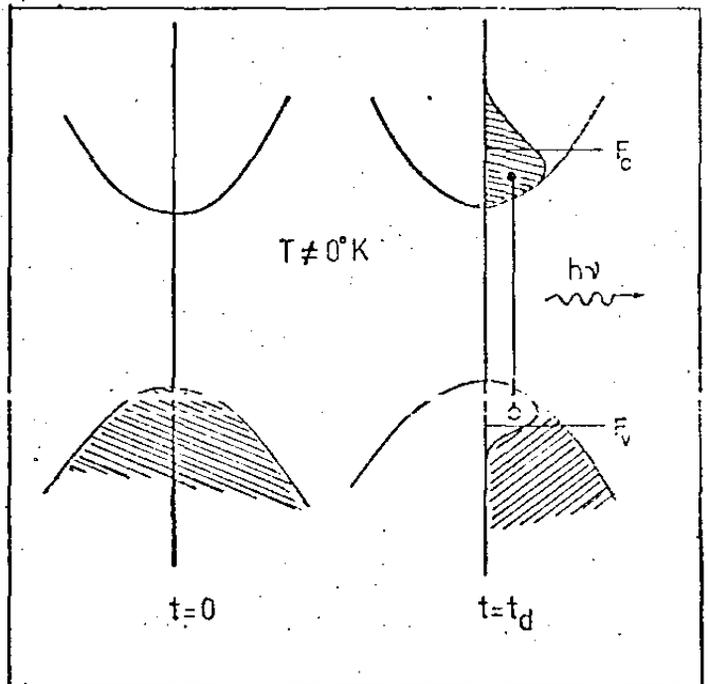


Figura.1- Ilustração de atrasos curtos em um laser de semicondutor.

$$\frac{n(t)}{n_1} = \frac{J}{J_1} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.1.2)$$

onde fizemos $n_1 = \frac{J_1 \tau}{ed}$, a população de portadores para a qual se inicia a emissão de luz estimulada. O tempo t_d necessário para este fim, será:

$$t_d = \tau \ln(J/J - J_1) \quad (2.1.3)$$

A fig. (2) mostra os dados experimentais de atrasos em homoestrutura⁽¹⁾, e a fig. (3) mostra

estes dados experimentais para heteroestrutura dupla⁽¹⁰⁾

Vemos que há uma boa concordância entre a teoria e os dados experimentais.

Pode parecer estranho que para $J = J_{th}$ não haja valores grandes de t_d . Entretanto em casos práticos, aquecimento e as irregularidades do pulso de injeção, fazem com que t_d sejam menores que 10τ ⁽¹⁰⁻¹¹⁾, mesmo quando

$J = J_1$. Ainda mais quando nesta condição $J = J_1$ os erros de medida são muito grandes, e impedem qualquer análise

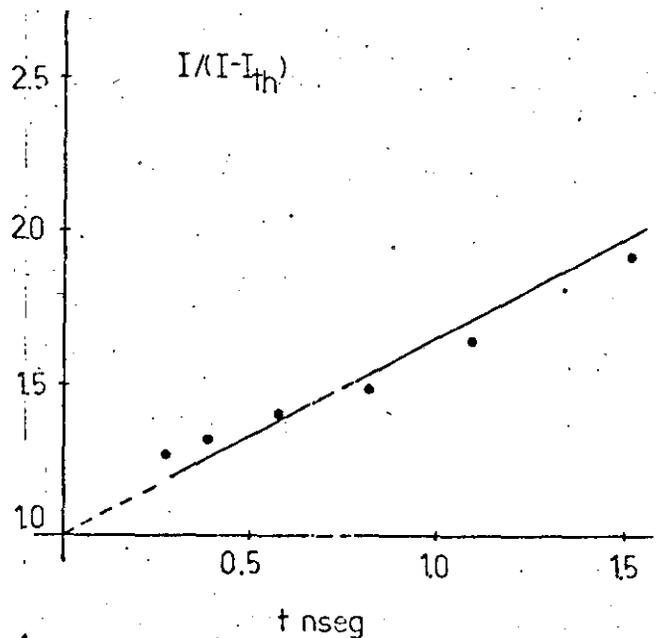


Figura.2- Dados experimentais sobre atrasos curtos em um laser de homojunção. Konnerth. (F.1)

se de confiança. O valor de τ , pode em GaAs, variar entre 1 e 10 nsec, dependendo das condições de dopagem na região ativa (10 a 12) e da energia de emissão. Para os diodos de heteroestrutura dupla verifica-se que os tempos de vida dos portadores é 3 vezes maior que aqueles em diodos de heteroestrutura simples, e seis vezes maior que em diodos de homojunção (por difusão).

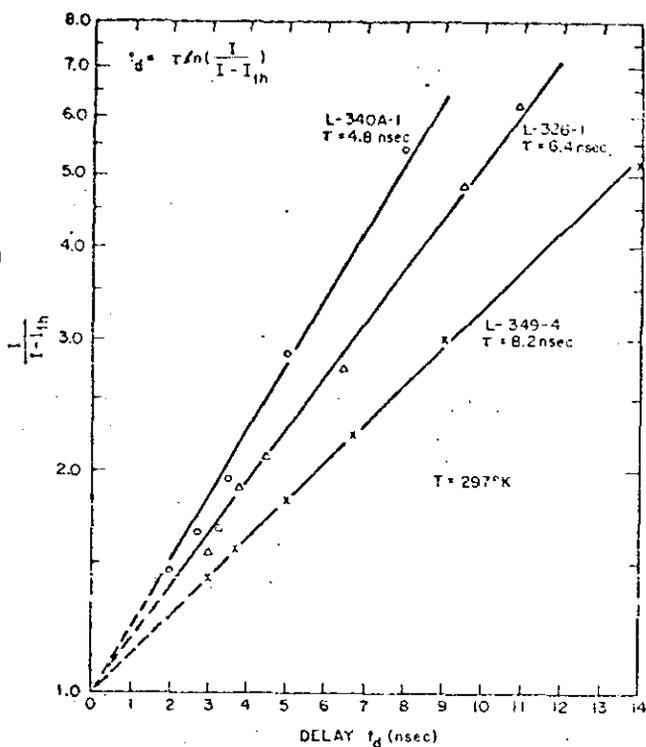


Figura.3- Dados experimentais sobre atrasos em lasers de hetero estrutura dupla. Dymment. (F.2)

2.2 Atrasos Longos

Além do atraso curto, os diodos de homoeestrutura e heteroestrutura simples apresentam um atraso que é muito maior que os atrasos curtos que acabamos de discutir. Estes atrasos foram observados por Crowe e Niebuhr⁽¹³⁾. Seu valor pode ser uma ou duas ordens maiores do que o valor dos atrasos curtos. Estes atrasos não têm as mesmas características dos atrasos curtos, a não ser o fato de diminuírem com o aumento da corrente como mostra a fig.(4). Sabe-se, além disso, que não podem ser associados, ao tempo neces-

sário ao enchimento das bandas para que possa emitir luz estimulada. Este fenômeno nunca foi observado em lasers de heteroestrutura dupla, exceto num estudo feito por Rossi⁽¹⁴⁾, operando lasers com esta estrutura, em condições especiais. Deste modo a totalidade dos dados experimentais que apresentaremos neste trabalho, será de lasers de homo e heteroestrutura simples.

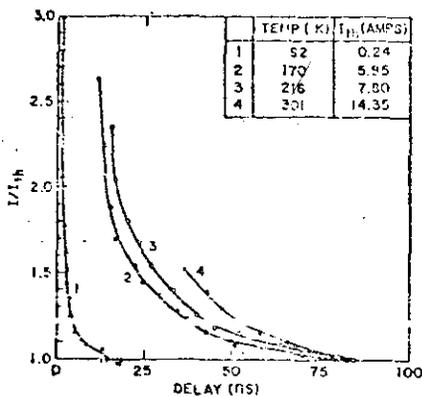


Figura.4- Atrasos medidos a temperaturas constantes do absorvedor de calor. Ripper. (F.3).

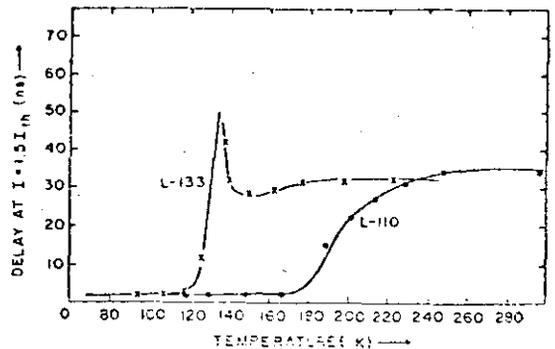


Figura.5- Atrasos vs temperatura do absorvedor de calor para diodos de homojunção. Dymant. (F.4).

2.2.1 Lasers de Homoeestrutura

A- Temperatura de transição

Após se perceber a existência dos atrasos longos, ficou estabelecido que eles aparecem nos lasers de GaAs (homoeestrutura) a partir de uma temperatura T_t ^{(3), (15)}, quando o valor do tempo de atraso muda de curto para longo, como mostra a fig. (5)

Como T_t indica a temperatura em que se verifica esta transição de comportamento, ela é chamada de temperatura de transição.

A transição de atraso curto para atraso longo é tão mais abrupta quanto menor é a temperatura T_t . Esta temperatura é fortemente dependente do processo de fabricação do laser⁽³⁾

mesmo da sua história.

Dependendo do processo de fabricação, T_t pode variar desde abaixo de 100 K até temperaturas bem acima de 300 K. Além disso T_t aumenta monotonicamente com o aumento da dopagem do substrato ou com o aumento do gradiente da junção⁽³⁾.

Sabe-se também que T_t varia quando o diodo sofre um tratamento térmico como mostra a fig (6).

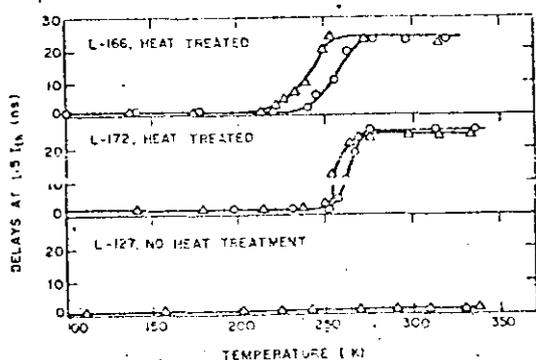


Figura.6- Atrasos em homojunção medidos 50% acima do limiar. Dymant. (F.5).

Na tabela (2.2.1) é apresentada uma relação dos efeitos do substrato, condições de difusão, e tratamento térmico sobre os atrasos longos e temperatura de transição.

TABLE I
EFFECTS OF SUBSTRATE, DIFFUSION CONDITIONS, AND HEAT TREATMENTS ON OBSERVED DELAYS

Substrate	Wafer Number	Diffusion Time/Temperature	Percentage Zn in Ga	Heat Treatment	T_t (*K)	Delay at 500°K $I = 1.5 I_0$ (ns)
1	L-110	1 hr/800°C	2.0	none	200-235	~35
	L-133	4 hr/810°C	0.6	none	120-180	~30
	L-137	1 hr/800°C	2.0	30 min/980°C*	130-130	~35
2	L-127	4 hr/500°C	1.5	none	>350	~22
	L-129	4 hr/860°C	1.4	5 hr/500°C†	330	~28
	L-154	4 hr/800°C	2.1	4 hr/850°C*	320	~26
	L-166	4 hr/800°C	2.1	4 hr/980°C*	240-260	~25
	L-168	4 hr/800°C	2.1	4 hr/980°C*	270-275	~25
	L-172	4 hr/800°C	2.0	4 hr/850°C*	235-265	~25
3	L-108	1 hr/500°C	2.2	none	~230	—
4	L-148	2 hr/800°C	1.8	none	—	~40
	L-189	1 hr/800°C	2.0	none	~175	~30
5	L-149	2 hr/500°C	1.5	none	205	~35
6	L-105	3 hr/800°C	2.0	none	320	~23
	L-192	3 hr/800°C	2.0	4 hr/850°C*	270-280	~35
	L-193	3 hr/800°C	2.0	4 hr/850°C*	275	~35

Substrate 1 Sn-doped (0.96 to 1.3×10^{18} cm⁻³) Bridgman
 2 Te-doped (2.9 to 4.0×10^{18} cm⁻³) Czochralski
 3 Te-doped (0.75 to 1.2×10^{18} cm⁻³) Bridgman
 4 Sn-doped (1.2 to 1.4×10^{18} cm⁻³) Bridgman
 5 Si-doped (1.7 to 2.1×10^{18} cm⁻³) Czochralski
 6 Te-doped (3.1 to 4.3×10^{18} cm⁻³) Czochralski

Tabela 2.2.1- Efeitos do substrato, condições de difusão e tratamento térmico em atrasos e temperaturas de transição, em lasers de homojunção. Dymant. (F.5).

* Heated in the presence of excess arsenic pressure and quenched to 0°C except for L-133 (no quench).
 † Heat treatment as described in text.

B-Corrente Limiar

Associado ao início dos atrasos longos, a partir de T_t , verifica-se um aumento da corrente limiar, com temperatura, numa taxa maior que $\exp(T/T_0)$. Na fig. (7) está apresentado este comportamento. Este aumento de corrente limiar é tão mais violento quanto mais baixa for a temperatura de transição, principalmente, para $T < 150K$.

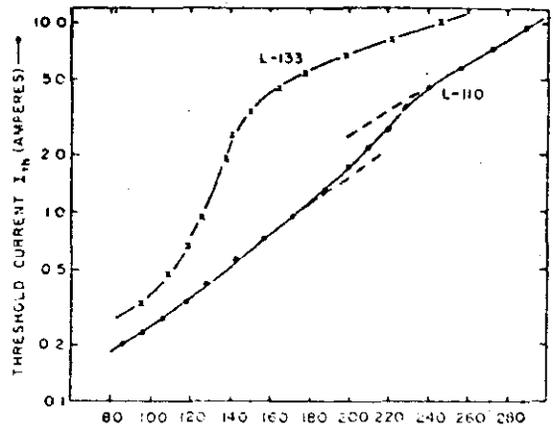


Figura.7- Corrente limiar para para lasers de homojunção (HJ) vs temperatura do absorvedor de calor Dyment. (F.7)

2.2.2 Heteroestrutura Simples

Para os lasers de heteroestrutura simples os efeitos de atrasos longos também são verificados, com uma temperatura de transição dependente do substrato e dos procedimentos de fabricação. Também o aumento da dopagem no substrato impõe um aumento na temperatura de transição⁽¹⁶⁾. Neste tipo de lasers, os efeitos ligados a atrasos longos aparecem mais intensos do que nos de homoes- trutura, e os tempos de atraso apresentam uma forte dependência da largura da região ativa.

Nas figs. (8 e 9) apresentamos a dependência da temperatura de transição com as dimensões da região ativa, comprimento e largura.

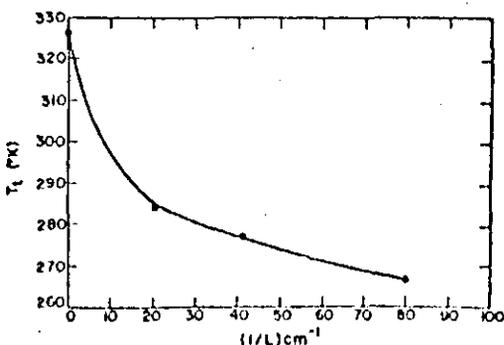


Figura.8- Temperatura de transição vs inverso do comprimento do guia de ondas de lasers de heteroestrutura simples (HS). Ulmer. (F.8).

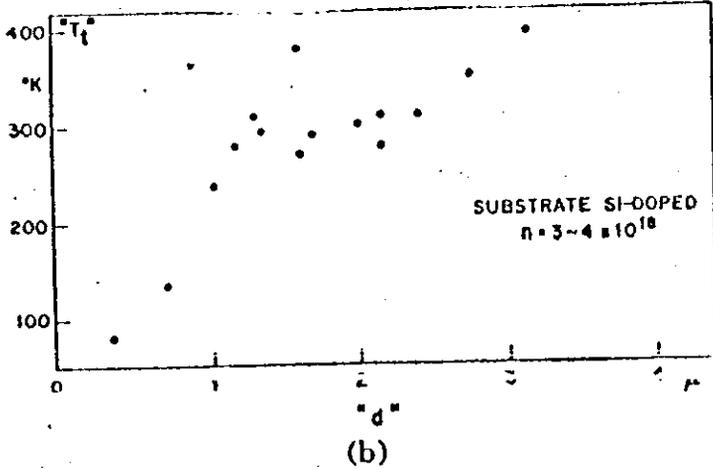
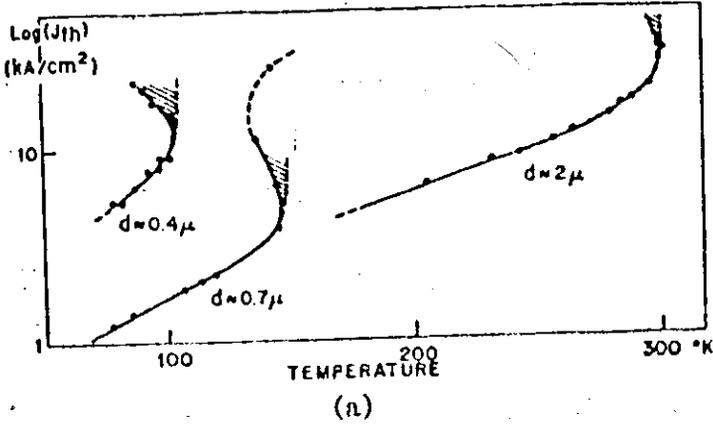


Figura.9- Temperatura de transiç~ao para lasers HS de diferentes largu - ras de regi~ao ativa. Ulmer.(F.9).

Como nos lasers de homoestrutura para temperaturas acima da temperatura de transiç~ao, a corrente limiar apresenta um aumen - to supra exponencial, como mostra a fig.(10).

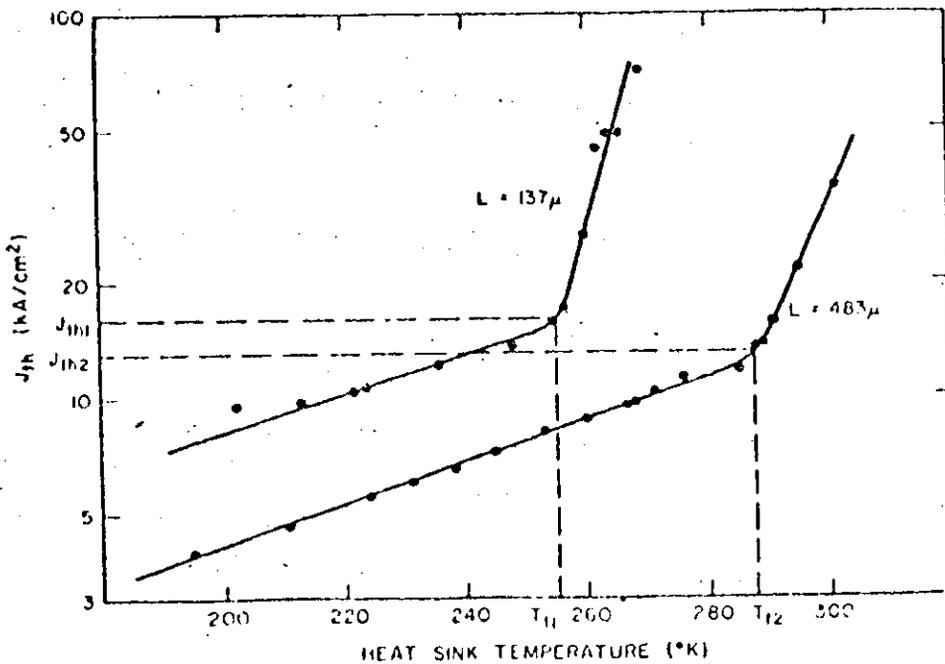


Figura.10- Corrente limiar vs temperatura para lasers HS de com - primentos diferentes. Ulmer.(F.10).

2.3 Q-Switching

2.3.1 Homoestrutura

Observou-se em lasers de homoestrutura de GaAs (17) por

Ripper e Dyment, que alguns deles tinham um atraso tão grande quanto a largura do pulso, como ilustra a fig. (11)

Nestes lasers a emissão estimulada ocorria apenas no final do pulso de corrente quando então era emitido um pulso muito estreito de luz.

A largura destes pulsos era menor que 400 pseg., sendo o valor mínimo em torno de 100 pseg. Este efeito ocorria para pulsos de corrente desde 2 nseg até alguns microsegundos.

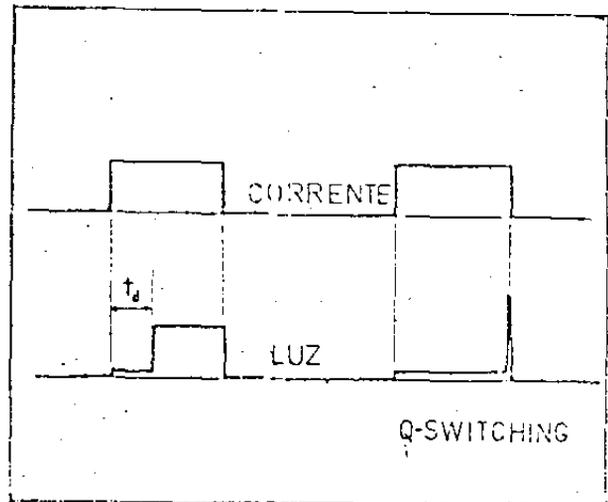


Figura.11- Ilustração de atraso e Q-switching.

Q-Switching se mostra um efeito que depende muito da temperatura e corrente⁽¹⁷⁾. Na fig.(12) é apresentada esta dependência com temperatura e corrente.

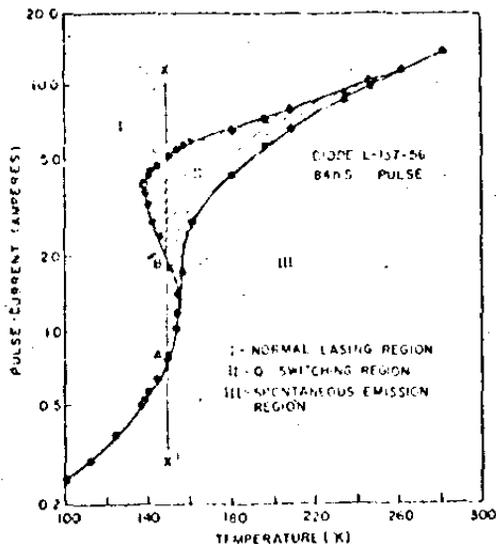


Figura.12- Curva característica de um laser de HJ, mostrando Q-switching (região II) como uma função da corrente e da temperatura do absorvedor de calor. Ripper. (F.11).

Vemos que para a temperatura determinada pela linha XX' ($T = 149$ K), o aumento de corrente a partir de zero, leva o laser da região de emissão espontânea (região III) à região de emissão estimulada, (região I) entre A e B. Para correntes que fiquem entre os pontos B e C o laser apresenta Q-Switching, emitindo luz estimulada apenas no final do pulso de corrente (região II). Afinal, para correntes maiores que aquela determinada pelo ponto C, a emissão estimulada (região I) reinicia-se.

Entre os pontos A e B, os diodos apresentam um comportamento anormal dos atrasos que não diminuem com o aumento da corrente. Este efeito será discutido adiante.

Nos lasers de homoestrutura de GaAs, Q-Switching é um efeito que ocorre quando a temperatura de transição T_t , que separa atrasos curtos e longos, é muito baixa.

É possível se assumir que o processo de recombinação que é responsável pelo Q-Switching é o mesmo⁽¹⁸⁾ que aquele que determina a emissão de luz estimulada normal. Isto pode ser confirmado pela fig. (13) onde se pode perceber que o espectro da luz estimulada na região de Q-Switching ($I = 4,0$ amp) é comparável ao espectro para $I = 4,5$ amp, quando o laser emite luz estimulada normalmente. A mudança de espectro é muito pequena, e verifica-se uma diferença entre os máximos dos espectros menor que 10\AA . Esta diferença na qual o espectro de emissão normal ($I = 4,5$) está deslocado para maiores comprimentos

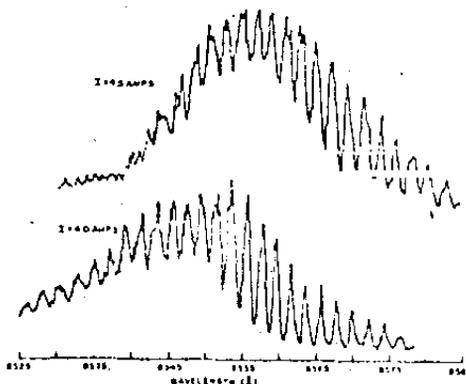


Figura.13- Espectro experimental para dois valores de corrente a 156K. Para $I = 4.0$ amp o laser opera em Q-switching. Dymnt. (F.12).

de onda, pode ser associado ao pequeno aumento da temperatura da junção devido ao seu aquecimento maior para correntes maiores.

2.3.2 Heteroestrutura Simples

Nos lasers de heteroestrutura simples também se verifica Q-Switching, sendo agora um efeito que ao contrário do laser de homoeestrutura ocorre para quase todos os lasers que sejam operados acima da temperatura de transição T_t . Além do mais a região de Q-Switching é verificada para um intervalo maior de temperatura e corrente nestes lasers, em oposição ao que é verificado para os lasers de homoeestrutura⁽⁴⁾.

Na fig.(14) temos uma amostra da distribuição das regiões de emissão espontânea, estimulada e de Q-Switching, com temperatura e corrente, para duas larguras de pulso.

Vemos que o aumento da largura do pulso reduz a região de Q-Switching.

Quanto ao espectro vemos também uma diferença entre os lasers de homoeestrutura e heteroestrutura simples.

Nestes últimos foi anunciado () Adams.(F.13).

energias maiores, ficando o máximo do espectro em torno de 20 meV em relação ao máximo do espectro de emissão estimulada normal. (Veja fig. 15).

Como falamos no parágrafo anterior o deslocamento em lasers de homoeestrutura é desprezível.

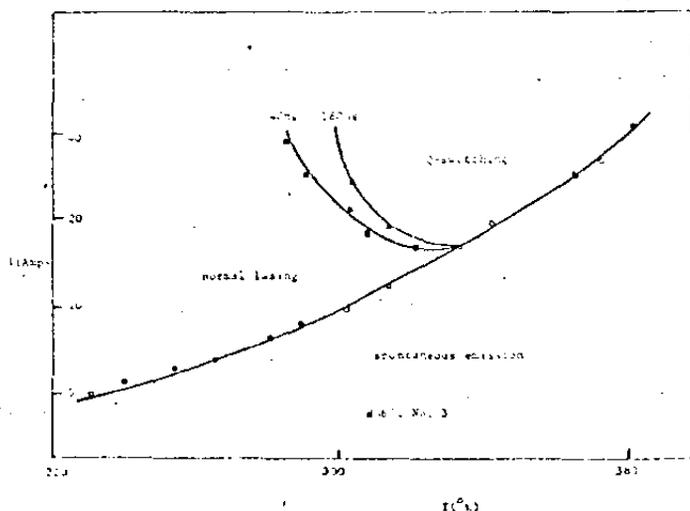


Figura.14- Corrente limiar vs temperatura do absorvedor de calor para pulsos de largura diferentes, em laser HS.

() Adams.(F.13).

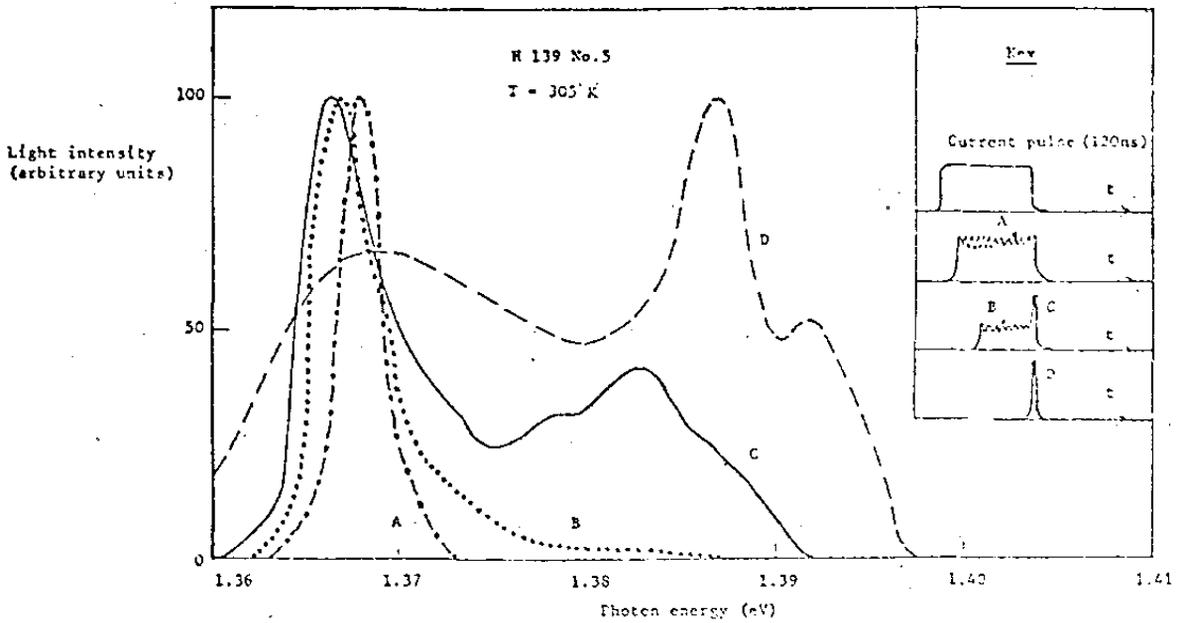


Figura.15- Contorno do espectro da emissão estimulada para varios casos: A-lasing normal.B-Atrasos.C-Q-switching seguindo a emissão e atraso.D-Q-switching puro.Adams.(F.14).

2.4 Atrasos Anormais

2.4.1 Homoestrutura

Além dos atrasos curtos e longos, que diminuem com o aumento da corrente de injeção, foi verificada experimentalmente - que alguns lasers exibiam um atraso com um comportamento diverso.

Em princípio os atrasos diminuiam com o aumento de corrente. Continuando-se a aumentar a corrente os atrasos passavam a aumentar, até atingirem a um valor máximo a partir do qual diminuiam como atrasos normais. Estes atrasos em homoestrutu-

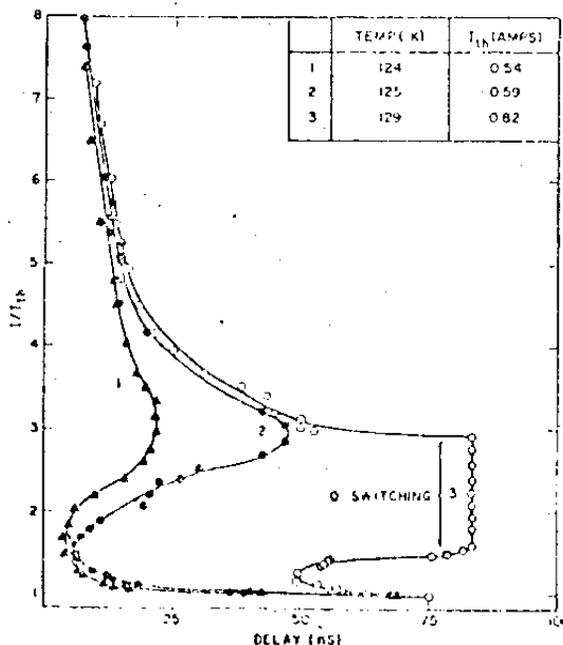


Figura.16- Atrasos anormais medidos para lasers de HJ em pulsos de corrente de 84 nseg. Ripper.(F.15).

tura estão exemplificados na fig. (16).

Este comportamento aparecia em diodos que possuíam uma temperatura de transição muito baixa, e tal qual foi predito por Ripper and Dymant, estes atrasos anormais ocorriam para temperaturas do absorvedor de calor, T_b , em torno da temperatura de transição.

Como a fig.(16) mostra pequenas variações da temperatura T_b são capazes de levar um aumento substancial deste efeito, chegando a levar o laser a funcionar em Q-Switching. Este é o caso da curva número 3, da Fig.(16).

Deste modo o comportamento do laser em Q-switching é um caso especial de atrasos anormais.

2.4.2 Heteroestrutura Simples

Para heteroestruturas simples não há a mesma quantidade de dados como para os lasers de homoeestrutura. Inclusive, não há, no caso de atrasos anormais, dados experimentais em quantidade como apresentamos para lasers de homoeestrutura.

Entretanto, atrasos anormais existe em lasers de heteroestrutura simples, como é citado por G.H.B. Thompson e cooperadores⁽²⁰⁾. Apresentamos apenas os dados experimentais de M.J. Adams e seus cooperadores⁽⁴⁾, na fig. (17), onde os atrasos mostram o comportamento anômalo com a corrente, a partir de aproximadamente 300 K, em um laser de heteroestrutura simples. Para temperaturas menores que 300 K, os atrasos são atrasos curtos.

Percebe-se entretanto a ausência, na figura para as temperaturas em que os atrasos não são uma função monotônica decrescente da corrente, daquele valor máximo de atraso a partir do qual

os atrasos normais, como foi mostrado na fig. (16), para lasers de homojunção. Observando a fig. (17), devido aos valores de corrente que apresenta, podemos deduzir que esta ausência pode estar ligada a uma limitação do equipamento que não permitia correntes mais altas.

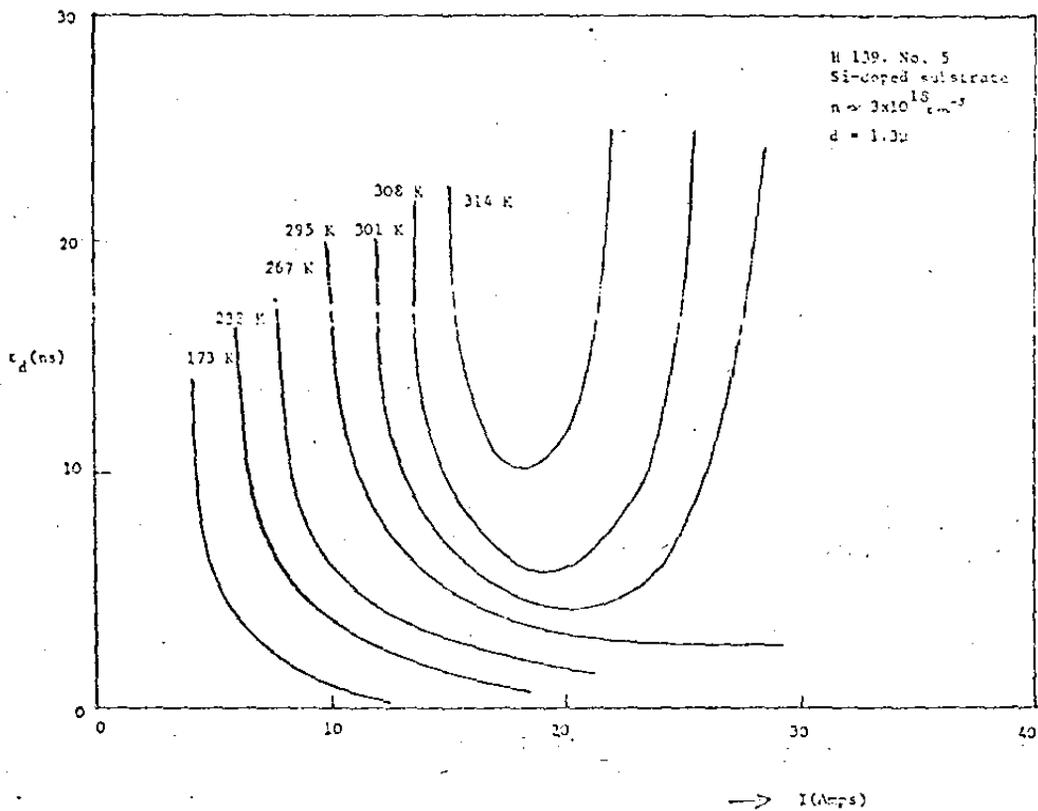


Figura.17- Atrasos longos anormais vs corrente, em laser HS para várias temperaturas. Adams. (F.16).

2.5 Comportamento bi-estável em diodos operados em injeções DC

Até o momento temos falado de efeitos que ocorrem em lasers excitados com injeção de portadores, variáveis no tempo. A - chamamos conveniente acrescentar aos dados experimentais conhecidos, o efeito chamado de comportamento bi-estável que ocorre quando lasers que em regime de pulso mostram atrasos longos, são excitados em regime DC. Este fenômeno que foi visto pela primeira vez por Ripper e Paoli⁽²²⁾, ocorre a partir da temperatura de transição que já comentamos a respeito antes.

A figura (20) mostra numa distribuição de 3 regiões, um gráfico corrente x temperatura.

Nas regiões I e III o laser sempre emite luz estimulada, enquanto na região II o laser pode estar emitindo ou não dependendo se o laser veio para esta região de operação da região I ou da região III, respectivamente. Isto quer dizer que a emissão de luz, apresenta uma função da corrente, para uma da

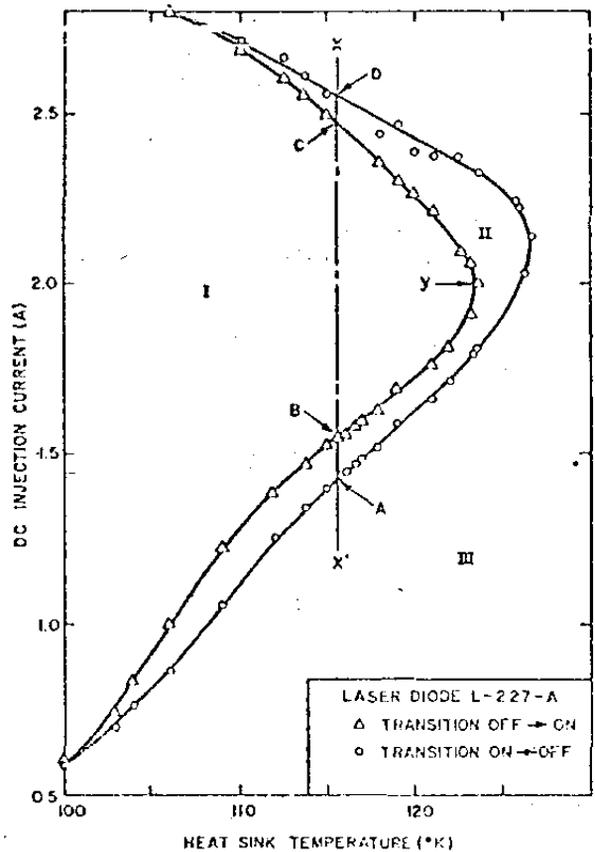


Figura.18- Regiões de um laser HJ em regime bi-estável como uma função da temperatura e corrente injetada. Ripper. (F.17)

da temperatura um ciclo de histerese, como mostra a fig. (19).

Como vemos, o aumento de corrente a partir de B (veja fig. (18)), a partir de onde entra em emissão estimulada, indo para B'. No caso de se reduzir a corrente a partir de B', a intensidade de luz não diminui segundo o caminho BB', mas com valores maiores de intensidade, até voltar ao ponto A'. Neste ponto o laser volta a se comportar normalmente.

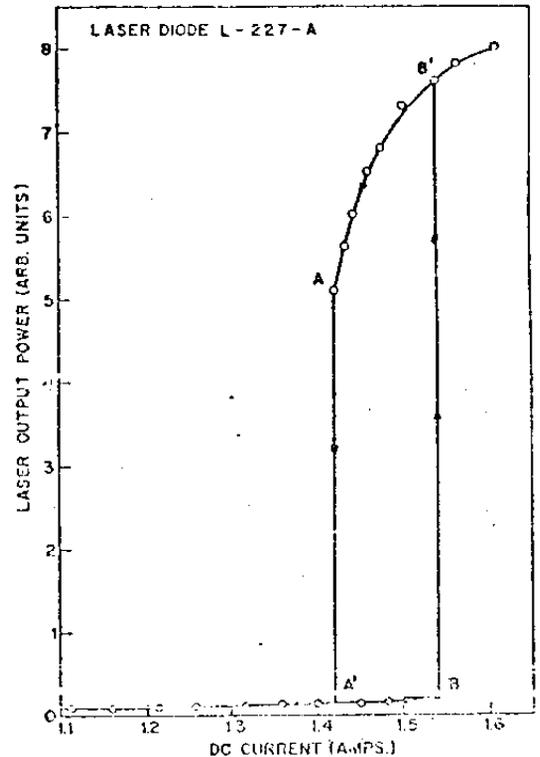
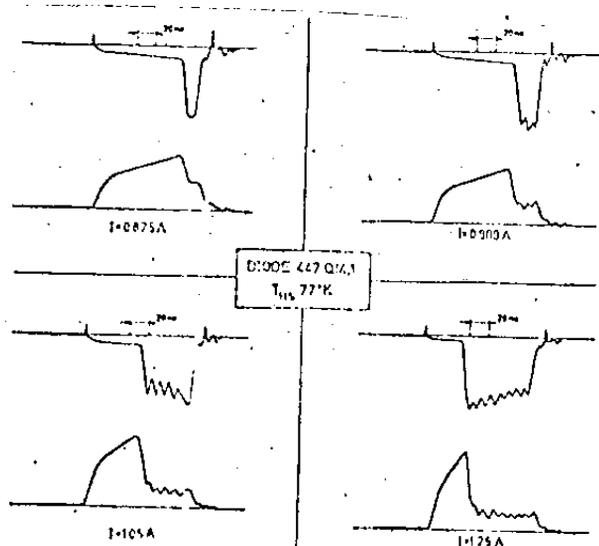


Figura.19- Intensidade de luz vs corrente para uma temperatura constante do absorvedor de calor Ripper. (F.18).

2.6 Queda de emissão espontânea

Como último dado experimental, apresentamos o efeito da redução da emissão espontânea, em lasers que estão funcionando em regime de atrasos longos, quando se inicia a emissão estimulada (22). A fig. (20) mostra dados publicados por Brosson e cooperadores, obtidos com um laser de heteroestrutura simples, operado a 77K. Como se vê na figura, o início da emissão estimulada provoca uma redução abrupta da emissão espontânea.

Figura.20- Intensidade da emissão de luz espontânea e estimulada durante o pulso de corrente. Brosson. (F.19).



Este comportamento foi observado para todas as frequências acima da frequência onde ocorre o pico da emissão estimulada.

Estes dados indicam que o laser no início da emissão estimulada, se encontra em um regime instável, visto através da súbita queda da emissão espontânea através do qual o dispositivo busca o regime estável de operação.

Esta instabilidade é provocada pelo fato de haver uma redução das perdas do laser logo no início da emissão estimulada - provocando um superavit de ganho sobre as perdas.

Esta instabilidade determina uma redução do ganho ao nível das perdas que leva o diodo à estabilidade.

A redução do ganho é causada pela diminuição no tempo - devido as recombinações estimuladas, e conseqüente diminuição do número de portadores na região ativa, embora a razão de injeção - permaneça constante.

Como a recombinação espontânea é proporcional à concentração de portadores em equilíbrio na região ativa, a diminuição do número destes portadores provoca uma redução da intensidade de emissão espontânea.

3. Modelos Existentes

3.1 Comentários Introdutórios

Depois de apresentar uma revisão dos dados experimentais sobre atrasos curtos e longos, Q-Switching, atrasos anormais e comportamento bi-estável, vejamos agora alguns modelos que foram feitos para explicar estes ou alguns destes fenômenos.

Como vimos são fenômenos que ocorrem no tempo e têm a haver com a emissão da luz estimulada pelos lasers.

Antes de apresentarmos os modelos faremos uma pequena análise das condições exigidas para um laser emitir luz estimulada.

Dizemos que um laser de semicondutor, como os demais, é um sistema ressonante, que entra em ressonância quando o seu ganho supera as perdas emitindo luz. Isto quer dizer que a luz gerada pelas recombinações dos portadores em uma região do laser chamada região ativa, e em parte re-injetada no laser pelos seus espelhos (Veja a figura ilustrativa 21) é capaz de estimular novas recombinações a ponto deste processo ser dominante sobre as recombinações espontâneas. O que vem a ser perdas, liga-se a aqueles processos através dos quais é subtraído do sistema a capacidade de produzir luz estimulada.

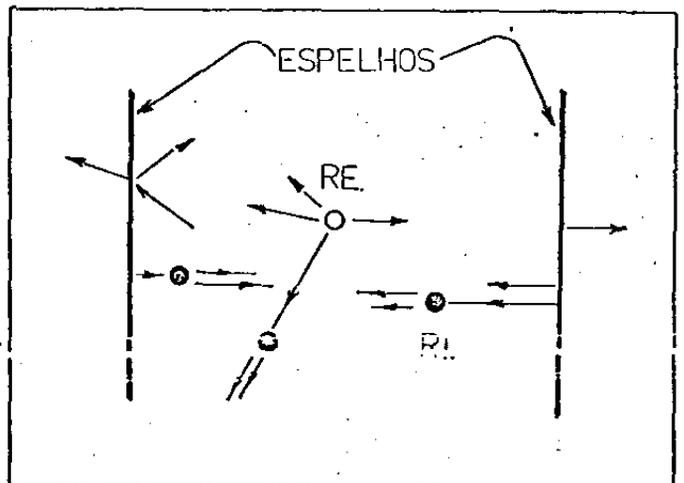


Figura.21- Ilustração da ação realimentadora dos espelhos em um laser. RE-recombinação espontânea. RI-recombinação estimulada.

Aqui consideramos apenas os casos de lasers excitados - por injeção de portadores, isto é, lasers através dos quais faremos passar corrente elétrica.

Dois agentes são responsáveis (com as características - que o sistema impõe) por estes processos portadores de cargas e fótons.

Nos lasers que queremos discutir estes portadores de carga são eletrons e buracos.

Exemplos de processos de perdas são:

- A) injeção de portadores fora da região ativa
- B) supressão por captura de portadores injetados
- C) recombinação sem emissão de luz
- D) saída de luz para fora da região ativa

Se chamarmos α ao valor das perdas e g ao ganho, a condição limiar, ou início da emissão estimulada será:

$$\alpha(T....) = g(J....) \quad (3.1)$$

Nesta condição as perdas e o ganho são funções de diversos parâmetros e grandezas, como por exemplo, temperatura, injeção indicados nos parênteses. Entre os parâmetros, poderíamos citar aqueles que determinam as dimensões do laser, como sejam o seu comprimento, a largura da região ativa, do guia de ondas etc.

Salientamos que por perdas aqui, entendemos todas aquelas que estejam ocorrendo no laser, que pode englobar todas as que foram citadas logo atrás.

O que vimos anteriormente é que esta condição através de alguns processos varia com o tempo.

No caso de atrasos curtos, a condição (3.1) é atingida.

após alguns nano segundos, exatamente porque é necessário este tempo até que haja na região ativa uma concentração de portadores suficiente para igualar o ganho às perdas. Como esta concentração pode ser dada por:

$$n = \frac{J \tau}{e d}$$

(3.1.2)

onde cada letra tem o significado já definido, falar em corrente é o mesmo que falar em densidade de portadores, na aproximação que usamos. Por isso usamos $g=g(J)$, embora fosse mais correto se falar em $g=g(n...)$.

3.2 Modelo da alta concentração de armadilhas de portadores

Na tentativa de explicar os atrasos longos, Konnerth⁽¹⁾, sugeriu a existência de uma alta concentração de armadilhas, isto é, impurezas ou defeitos na rede cristalina ou qualquer outra coisa, capazes de capturar e manter presos portadores injetados.

Assim sendo uma quantidade de portadores ao serem capturados serem impedidos de se recombinarem, gerando então perdas.

Passando algum tempo depois que se começou a injetar os portadores, estas armadilhas estariam preenchidas e neutralizadas, de modo que a partir daquele instante os portadores injetados poderiam ficar liberados de captura, atingindo o nível de concentração necessário a que haja o limiar ou seja às perdas iriam reduzindo com o passar do tempo, até que para aquela corrente, a equação (3.1), fosse satisfeita.

Este tempo de preenchimento das armadilhas seria bem maior que o tempo de atraso curto, sendo o atraso longo.

A concentração de armadilhas necessária a que este processo pudesse explicar os atrasos longos seria de $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Este modelo poderia explicar a diminuição dos atrasos longos com o aumento da corrente de injeção, desde que levaria menos tempo para encher as armadilhas com um maior número de portadores injetado por unidade de tempo. Entretanto ficava em aberto a ação destas armadilhas só a partir de uma temperatura característica T_t , quando começava a ocorrer atrasos longos, experimentalmente verificados.

Para que esta dependência dos atrasos longos ou da ação das armadilhas com uma temperatura característica existisse, Dobson⁽²²⁾ sugeriu que os centros de armadilhas estivessem associados com o mínimo {100} da banda de condução.

Ainda assim, o modelo de alta concentração de armadilhas não pode descrever uma série de propriedades experimentais dos atrasos longos, como a abrupta variação da corrente limiar, ou transição de atrasos curtos para longos mostrada experimentalmente.

Em segundo lugar, é impossível explicar a existência de Q-switching, desde que o aumento de corrente, logo da concentração dos portadores, é que diminui as perdas, e este fenômeno ocorre após o final do pulso de corrente quando a concentração de portadores começa a diminuir.

Em terceiro lugar, este modelo prevê uma diminuição suave da emissão espontânea.

Como se vê em efeitos como comportamento bi-estável, uma pequena variação de corrente pode levar a uma diminuição abrupta das perdas, aumentando abruptamente a luz estimulada emitida pelo laser. Além do mais, temos a queda de emissão espontânea de modo abrupto medida por Brosson⁽²³⁾, em regime pulsado, logo após o atraso longo, com o início da emissão estimulada. Isto sugere tam-

bém uma diminuição repentina das perdas no laser.

Este fato não pode ser explicado por este modelo.

Para completar, recorreremos às experiências de Ripper e Pínes⁽²⁴⁾ que usaram diodos de hetero estrutura simples, para testar a hipótese de Dobson, aplicando pressão hidrostática.

Mesmo com pressões acima de 6 kbar, que provoca um grande deslocamento da posição das bandas, apenas variações desprezíveis ocorreram na temperatura de transição, mostrando que os efeitos de atraso não estão associados ao mínimo {100} da banda de condução.

3.3 Absorvedor saturável

Após o modelo de alta concentração de armadilhas surgiu o modelo idealizado por Fenner (4), baseado em um absorvedor saturável.

No modelo de Fenner ele não usou armadilhas que produzissem atrasos longos privando a densidade de portadores de atingir o nível limiar. Ele supôs armadilhas que absorviam fótons, aumentando as perdas (perdas óticas) por decréscimo da quantidade de luz disponível na região ativa, o que pode impedir a emissão de luz estimulada. Estas armadilhas seriam estados na banda proibida mais próximos ao topo da banda de condução. Estes estados podem capturar elétrons injetados na banda de condução, com uma longa constante de tempo, ou elétrons da banda de valência com o auxílio de um foton. Através deste último processo a armadilha funciona como um absorvedor de fótons. Se este absorvedor for neutralizado após capturar um elétron, depois de algum tempo de injeção, uma certa quantidade de absorvedores estará saturada com elétrons, e as perdas reduzidas a ponto do ganho se igualar às perdas. Neste instante o laser atinge o limiar, e o tempo requerido para que isto ocorresse seria o

atraso longo.

Fenner mostrou que durante o tempo de atraso, quando a quantidade de fótons seria pequena para saturar as armadilhas, os eletrons injetados na banda de condução poderiam saturar uma boa parte deles. Ele apresentou provas experimentais excitando um laser com um pulso duplo, e cujos resultados estão na Fig. (22). O modelo de Fenner, não pode explicar a ausência de atrasos longos verificados a temperaturas muito baixas, desde que os absorvedores no seu modelo estão sempre ativos qualquer que seja a temperatura. Assim sendo, deveria haver atrasos longos mesmo para baixa temperaturas se o laser tiver armadilhas na região ativa. Também não é possível com este modelo explicar a existência de Q-switching, uma vez que o pulso de emissão estimulada ocorre quando, no final do pulso de corrente, há a diminuição de portadores e aumento das perdas.

Como ocorre para todas as teorias com armadilhas, no modelo de Fenner também é muito difícil identificá-las experimentalmente. Um dos argumentos para isto é que a absorção por estes estados na banda proibida, é mascarada pela absorção banda-banda. São quando há inversão de população, e subsequente remoção de absor-

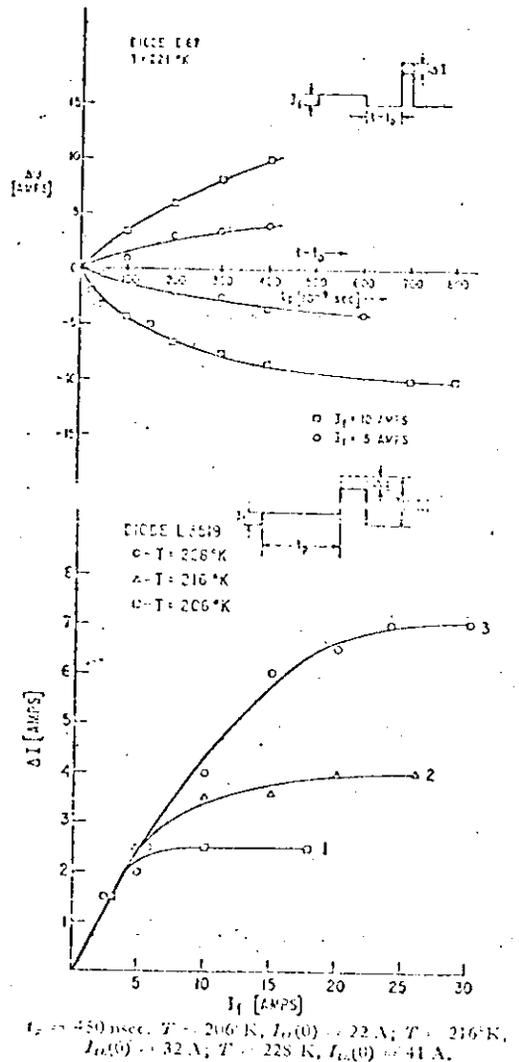


Figura.22- Dados experimentais de Fenner para mostrar o comportamento de absorvedores óticos.

ção banda-banda, é que a absorção por estas armadilhas se torna significativa. Não é difícil de se prever que os demais efeitos citados anteriormente, além de atrasos longos e Q-switching, não conseguem ser explicados por este modelo.

3.4 Aceitador duplo

(3.4.1)

(3.4.2)

3.4.1 Atrasos longos

Dyment e Ripper, apresentaram em 1968⁽³⁾ um modelo para os atrasos longos que explicava a existência da temperatura de transição entre os atrasos curtos e longos.

Este modelo era baseado na hipótese da existência de armadilhas na região ativa do laser, capazes de agir como o absorvedor saturável de Fenner.

Neste modelo entretanto, a armadilha era considerada capaz de prender mais de um elétron. Todas as características desejadas dele vinham com o aprisionamento de dois elétrons. Daí o nome do modelo, aceitador duplo.

O aprisionamento do primeiro elétron levava a armadilha a funcionar como o aceitador saturável de Fenner, isto é absorvendo luz na região ativa, quando aprisionar o segundo elétron, vindo da banda de valência, assistido por um fóton.

Antes de analisar o efeito coletivo de uma dada concentração de armadilhas n_a , vejamos com mais detalhe o comportamento de uma delas.

No modelo cada uma destas armadilhas é capaz de aprisionar mais de um elétron. O primeiro elétron deve ter energia E_1 , próxima ao topo da banda de valência. (Veja Fig. (23.a)).

Ocupado este estado - (Tr_1) o segundo estado

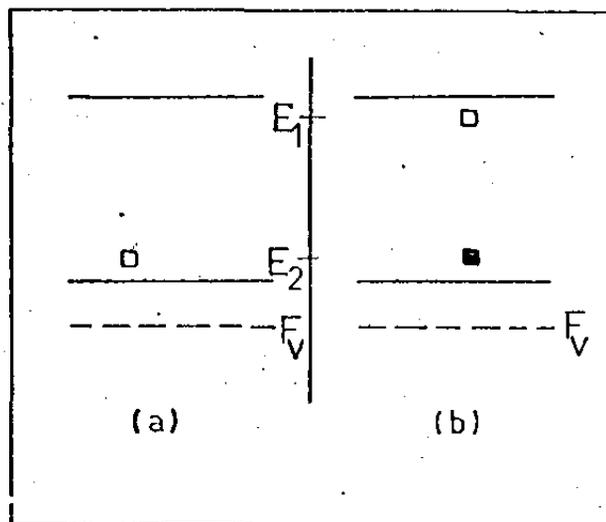


Figura.23- Ilustração dos dois estados de um aceitador duplo que produzem o mecanismo de absorção ótica para produzir atrasos em um laser.

de ocupação seria Tr_2 de energia E_2 próximo à banda de condução (veja a Fig. (23.b)). A transição entre estes estados é reversível e é controlada pela diferença de energia entre E_1 e energia do quasi-nível de Fermi da banda de valência F_V . Isto vinha do fato do estado de energia E_1 estar muito próximo do topo da banda de valência, e eletron que o ocupa entra rapidamente em equilíbrio com os eletrons desta banda.

O segundo estado Tr_2 pode aprisionar eletrons que vinham da banda de condução ou da banda de valência associados por fótons, sendo neste segundo processo um absorvedor de fótons. Não é difícil ver que no estado Tr_2 a armadilha funciona como o absorvedor saturável de Fenner mencionado antes.

Só que neste modelo agora, a temperatura de regime da região ativa determina, através da separação de energia $(E_1 - F_V)$, a probabilidade da ocupação do estado Tr_1 , conseqüentemente, quando os estados Tr_2 estarão ativos, absorvendo fótons, e provocando perdas.

Seria bom acrescentar que após preenchido o estado Tr_2 o próximo estado que seria possível ser ocupado por um terceiro elétron, teria energia que está fora do intervalo de interesse, isto é muito acima do mínimo da banda de condução.

Agora que temos idéia de como funciona uma destas armadilhas vejamos o seu comportamento coletivo.

Consideremos um diodo com uma certa dopagem da região ativa $(N_A - N_D)$, dada pela diferença entre as concentrações dos aceitadores (N_A) e doadores (N_D) .

Esta dopagem estabelece a separação relativa $(E_1 - F_V)$ entre energia do estado Tr_1 e o quasi-nível da banda de valência.

Como ilustra a Fig. (24) a uma temperatura T menor que uma dada temperatura T_t , as armadilhas tem seus estados Tr_1 prati

camente vagos. Para $T > T_t$ temos o estado T_{r1} das armadilhas praticamente cheio, e elas se tornam absorvedoras ativas de fótons. Sendo ativas as perdas aumentam além da sua dependência normal com a temperatura dada pela expressão

$$\alpha_e = \alpha_o e^{T/T_o} \quad (3.5.1)$$

Nesta situação as perdas seriam dadas por:

$$\alpha = \alpha_o e^{T/T_o} + \alpha_a \quad (3.5.2)$$

onde α_a representa as perdas provocadas pelas armadilhas ativas.

Para uma dada densidade de corrente J a densidade de portadores n estabelece um ganho g .

Consideremos que com a existência das perdas α_a , devido às armadilhas ativas, o ganho é menor que as perdas.

Seja que com o passar do tempo após a aplicação da injeção J , as armadilhas estejam saturadas. Neste instante podemos ter o ganho igual às perdas. Como estas armadilhas não aprisionam os portadores por tempo indefinido, mesmo após o instante em que as armadilhas estão neutralizadas, parte da injeção pode ser usada para um equilíbrio dinâmico da neutralização das armadilhas. Um tanto mais de corrente, acima daquele nível levará à saturação das armadilhas e geração de ganho que supere as perdas. Assim sem as armadilhas temos que as perdas normais de um laser, variam segun-

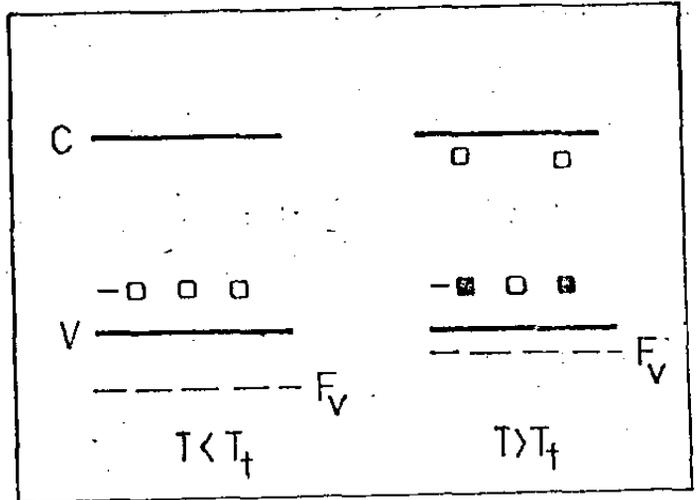


Figura.24- Ilustração do comportamento coletivo dos aceitadores duplos para temperaturas acima e abaixo da temperatura de transição.

do uma exponencial da temperatura como mostra a eq. (3.5.1) e do mesmo modo a corrente limiar. Entretanto a corrente limiar para o caso em que existem as perdas por armadilhas saturáveis exigem sempre mais corrente com T que a relação exponencial. Daí resulta a dependência supra exponencial que já vimos anteriormente.

As perdas devido às armadilhas que estamos considerando dependem da dopagem, da corrente e da temperatura.

3.4.2 Q-switching e Atrasos anormais

O comportamento de um laser em Q-switching também pode ser incorporado ao modelo do aceitador duplo, sendo isto feito por Ripper⁽²⁵⁾. (26).

A fim de conseguir uma descrição para este fenômeno, além de supor que a população do nível E_1 do aceitador duplo, era controlada pelo quasi-nível de Fermi F_V da banda de valência, Ripper supôs que a diferença em energia ($E_1 - F_V$) diminuía com o aumento da excitação do laser. Isto significa que com o aumento da excitação há um aumento da probabilidade de ocupação dos estados Tr_1 , criando os estados Tr_2 , e dando lugar a uma intensa absorção de luz. Isto dá lugar a grandes perdas óticas, sendo em alguns lasers suficientemente grande para privar a emissão de luz durante o pulso de corrente. No final do pulso como há a súbita queda das perdas óticas, torna-se possível ao ganho superar às perdas totais do laser, produzindo a amplificação de luz estimulada.

A diminuição das perdas, de modo mais rápido do que o ganho, vinha com a diminuição da injeção que aumentando a diferença ($E_1 - F_V$) provocava o esvaziamento dos estados Tr_1 . Esvaziados estes estados (Tr_1), os estados Tr_2 desaparecem e cai a absorção ótica.

Este modelo previu para lasers de baixa temperatura de transição, a existência do comportamento anômalo dos atrasos, que apresentamos anteriormente.

Nestes lasers o modelo prevê para uma dada temperatura de banho uma redução rápida dos atrasos até um valor mínimo com o aumento da corrente. Depois com o começo do preenchimento dos estados Tr_1 das armadilhas, e subsequente aumento das perdas óticas, há o aumento dos atrasos com a corrente. Este aumento leva os atrasos a um valor máximo, quando passa a decrescer normalmente com a corrente, após o início da saturação dos estados Tr_2 das armadilhas.

Este comportamento predito pelo modelo foi posteriormente verificado experimentalmente.

Embora o modelo do aceitador duplo tenha tido a seu crédito uma descrição para os atrasos longos e de todos os efeitos correlatos, verificados até então, tendo inclusive predito a existência dos atrasos longos anormais, ele possui falhas que o impedem de ser definitivo.

Entre estas falhas temos:

1 - Não há até o momento nenhum experimento independente daquelas em lasers que atestem a existência das armadilhas de aceitadores duplos. Isto leva a idéia dos aceitadores duplos ao nível apenas da suposição.

2 - O comportamento da separação em energia entre o nível E_1 , do estado Tr_1 das armadilhas, e o quasi-nível de Fermi da banda de valência. Neste modelo, esta separação varia bastante, diminuindo com o aumento da injeção. Considerando a densidade de estados vazios da banda de valência, muito maior que a dos eletrons injetados, não há fisicamente razão que venha a justificar variações expressivas.

Além do mais, a exigência da neutralidade de carga na região ativa, apresenta um abaixamento do quasi-nível de Fermi da banda de valência (F_V), o que levaria a um aumento de $(E_1 - F_V)$. A menos que as armadilhas de algum modo possam reduzir esta diferença, fato fisicamente estranho, esta variação se opõe àquela usada no modelo.

Outros fatos como, falta de explicação para os efeitos de atrasos longos e Q-switching em lasers excitados com feixe de elétrons (27,29), principalmente aqueles de GaAs do tipo n (29), ficam sem justificativa através deste modelo.

Entretanto, as duas primeiras oposições apresentadas são fortes e suficientes para por em dúvida as bases físicas em que se apoia o modelo dos aceitadores duplos. Não há dúvidas no entanto que se trata de um excelente modelo matemático para descrição dos efeitos envolvidos por ele.

3.5 Teoria das bandas de impurezas

Para explicar a existência de atrasos longos e Q-switching, Adams⁽⁴⁾ e Grundorfer⁽⁵⁾ propuseram uma teoria sugerida por Thompson na qual estes efeitos estão relacionados com propriedades intrínsecas do material dopado com que se fabrica os lasers. Nesta teoria, não há nenhum tipo particular de armadilha.

O modelo usa a existência de uma banda de impurezas que se estende dentro da banda proibida a partir do mínimo da banda de condução (parabólica). A forma desta banda de impurezas foi considerada exponencial e gaussiana.

3.5.1 Banda Exponencial

Tomemos o caso de uma banda de impurezas exponencial, e uma banda de condução parabólica.

Para temperaturas menores que uma certa temperatura T_c , a emissão de luz estimulada se dá através dos estados da banda de impurezas (veja Fig. (25)). Para $T > T_c$ a injeção de elétrons nas bandas de condução e de impurezas se modifica de modo que não há mais equilíbrio térmico entre os elétrons das duas bandas mencionadas.

O desequilíbrio é descrito supondo-se que há um quasi-nível para cada uma destas bandas em discussão.

Nesta situação a emissão de fótons passa a ser através dos elétrons na banda de condução. Entretanto devido a estados vazios na banda de

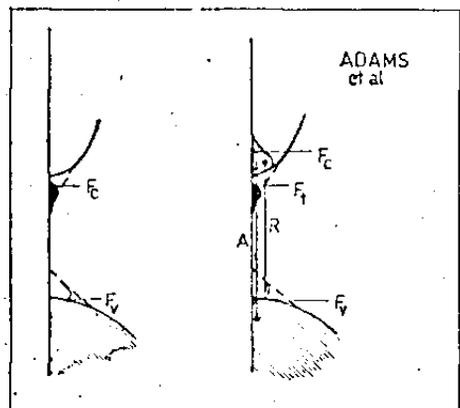


Figura.25- Ilustração da distribuição de estados na banda de condução e das impurezas em desequilíbrio térmico entre si, usada por Adams para explicar atrasos.

impurezas, com o desequilíbrio entre ela e a banda de condução, a absorção de fótons passa a acontecer. Esta absorção de fótons aumenta as perdas do laser, pela supressão de fótons que induzem a recombinação estimulada.

Os atrasos longos correspondem ao tempo necessário a que estes estados da banda de impurezas sejam neutralizados.

Quando estes estados da banda de impurezas não são completamente saturados até o final do pulso, ocorre Q-switching.

Para esta caso, o modelo usa o fato de que no final do pulso, a queda da injeção abaixa quasi-nível de Fermi da banda de valência em relação à sua posição inicial, em equilíbrio, de modo que a probabilidade de ocupação diminui para os eletrons envolvidos no processo de absorção.

Daí, diminuindo a absorção, logo as perdas, pode ocorrer a emissão estimulada, através das transições dos eletrons na banda de condução parabólica ou na região de energia maior da banda de impurezas, quando o quasi-nível de Fermi F_c desce do seu valor estacionário durante o pulso.

3.5.2 Banda Gaussiana

No caso da banda de impurezas ser Gaussiana, o modelo de Adams e cooperadores, assumem esta banda e a de condução como dois conjuntos de estados em equilíbrio térmico entre si. A vantagem deste modelo está no fato de que apenas um quasi-nível de Fermi é necessário, ao contrário do caso de uma banda de impurezas - exponencial.

Dependendo da temperatura, e da posição do quasi-nível de Fermi, dois máximos de densidade de estados, logo de concentração de eletrons, são possíveis (veja a fig. (26)) nos estados aci

ma da banda de valência.

O quasi-nível de Fermi da banda de condução que sobe em relação ao mínimo desta banda com o aumento da injeção e da temperatura determina um aumento de forma exponencial da corrente limiar.

Assim sendo, quanto maior a temperatura maior o quasi-nível de Fermi no limiar do laser.

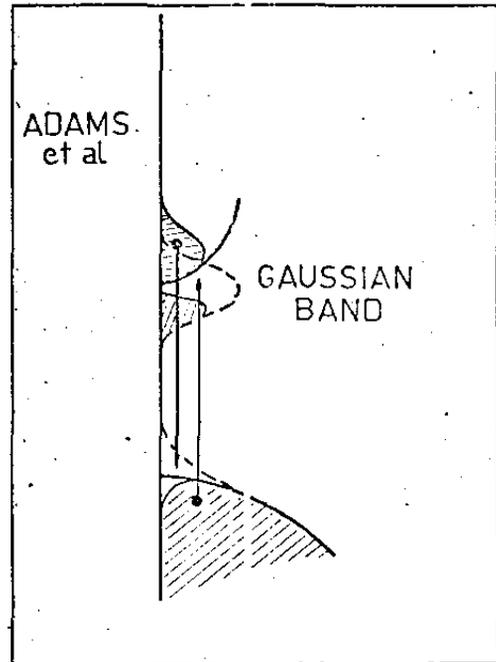


Figura.26- Ilustração da distribuição de estados na banda de condução e nos níveis de impurezas em equilíbrio térmico usadas por Adams para explicar atrasos.

Para "baixas" temperaturas, com o quasi-nível ainda na parte gaussiana das bandas, o máximo da banda gaussiana é mais importante e ela conterá mais elétrons. Para "altas" temperaturas e altos quasi-níveis de Fermi o máximo da densidade de estados na banda de condução parabólica é mais importante. Neste caso, face a estados desocupados na banda gaussiana, inicia-se absorção de fótons, ao mesmo tempo que os elétrons da parte parabólica produzem a emissão de luz.

Isto estabelece perdas adicionais que somadas às perdas do laser impedem que haja emissão estimulada. O modelo descreve o atraso longo como sendo o tempo, após o início do pulso de corrente, necessário a que os estados da banda sejam ocupados até que o quasi-nível de Fermi atinja um valor em que os estados abaixo dele estejam completos e a reabsorção de fótons desapareça.

Q-switching é explicado através de uma rápida transferência de elétrons injetados da banda de condução para a banda gaussiana, no final do pulso com a emissão de luz através dos estados da banda de impurezas ou porque o abaixamento do quasi-nível de

Fermi dos buracos após o final do pulso remove os elétrons do seu estado inicial em que ocorrem as transições de absorção.

Esta teoria tem também falhas que comprometem o modelo. Começando pelo efeito de Q-switching vemos suposições que fisicamente são pouco prováveis.

A) O longo tempo que os elétrons levam para virem da banda de condução para os estados de impurezas, durante o pulso de corrente, enquanto realizam esta transferência, algumas ordens de grandeza de tempo menores, quando termina o pulso.

B) Ocorrendo este efeito teríamos que a energia do pulso de Q-switching seria menor que a energia dos fótons do laser emitindo luz estimulada normalmente. Este fato está em desconformidade com os dados experimentais, apresentados pelo próprio Adams⁽⁴⁾.

C) Outro fator, como o grande abaixamento do quasi-nível de Fermi dos buracos, também não é físico. Além do corte de injeção movê-lo na direção oposta, a quantidade de estados da banda de valência, comparados com aqueles da banda de condução, não permitem grandes variações.

Considerando as consequências deste modelo sobre os atrasos vemos também discrepância.

Para explicar os atrasos curtos abaixo da temperatura de transição T_t o modelo de não equilíbrio tem de fazer duas hipóteses, ambas sem realidade física.

A primeira afirma que para temperaturas abaixo de T_t os elétrons são injetados diretamente na banda de impurezas, e não na parte superior da banda, produzindo ganho para a emissão de luz estimulada.

Dados experimentais⁽³⁰⁻³²⁾, mostram que os elétrons são mais facilmente injetados nos estados de energia maior da banda.

A segunda alternativa é que os portadores injetados den-

tro da banda de impurezas entram rapidamente em equilíbrio térmico, deixando os estados livres para formar a banda de absorção.

Sabe-se que o tempo de decaimento dentro da banda de impurezas deve aumentar quanto mais profundo for o estado considerado (30-32).

Daí, se associarmos o longo tempo de termalização da banda de condução para a banda de impurezas, a um tempo de termalização dentro da banda de impurezas, tão maior quanto mais profundo o estado, a banda de absorção acima da banda de ganho não pode ser formada como afirma o modelo de Adams.

Vemos que a emissão estimulada com atrasos curtos para temperaturas abaixo de T_t , depende da injeção de elétrons na banda de impurezas, o que não seria possível para lasers que operassem excitados por um feixe de elétrons ou óticamente. Isto porque para estes tipos de excitação os elétrons são injetados em estados de alta energia. Frize-se aqui que, atualmente, o comportamento dos lasers que são operados com estes dois últimos tipos de excitação se comportam de modo idêntico àqueles operados por meio de injeção de corrente. (28,33,34)

3.5.3 Processo complementar para o modelo das bandas de impurezas

Considerando as falhas existentes no modelo Adams e Gründorfer, Thomas juntamente com estes autores acrescentaram ao modelo dos estados de impurezas em desequilíbrio com a banda de condução, perdas com uma dependência super-linear com a corrente, com o fim de explicar Q-switching. Estas perdas com uma dependência super-linear com a corrente são providenciadas neste modelo através de considerações de confinamento ótico (35,36).

Com este modelo combinado, explicaram a existência de

atrasos longos, Q-switching e pulsos H⁽³⁷⁾.

A discrepancia dos dados obtidos nos cálculos, com os dados experimentais, foi associado pelos autores à necessidade da inclusão na teoria, dos efeitos de confinamento por ganho.

4. LASER

4.1. Introdução

Laser é uma palavra formada pela contração das palavras inglesas: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

Assim o dispositivo que recebe este nome é aquele capaz de emitir e amplificar luz estimulada e coerente.

Expliquemos isto em mais detalhes, concentrando a nossa atenção nos lasers de semicondutor.

Em um laser as cargas, mais especificamente os eletrons, e que de alguma maneira foram levados a um certo nível de energias E_2 , retornam a um nível de energia $E_1 < E_2$ emitindo um fóton de energia $\hbar\omega = (E_2 - E_1)$.

A este processo chamamos de recombinação. Esta recombinação pode ser espontânea, ou estimulada, isto é, pode se dar sem nenhuma interferência externa sobre o eletron (espontânea) ou pode se dar forçada pela ação de um fóton (estimulada). Vemos, de início, que em um laser para a produção de luz é necessário que eletrons ocupem níveis de energia mais alta, devendo haver estados vazios de energia mais baixa para os quais estes eletrons possam decair. Manter um regime estacionário de estados de maior energia ocupados e estados de menor energia desocupados, denomina-se inversão de população.

Nos lasers de semicondutor consegue-se esta inversão de população em diodos altamente dopados nos lados n e p, de modo que fiquem degenerados, isto é com nível de Fermi dentro das bandas como mostra a fig. (28).

Nestes diodos a aplicação de uma tensão (V) (o nosso caso de interesse) faz com que haja uma região com inversão de popula -

ção, como mostra a fig. (27), chamada região ativa.

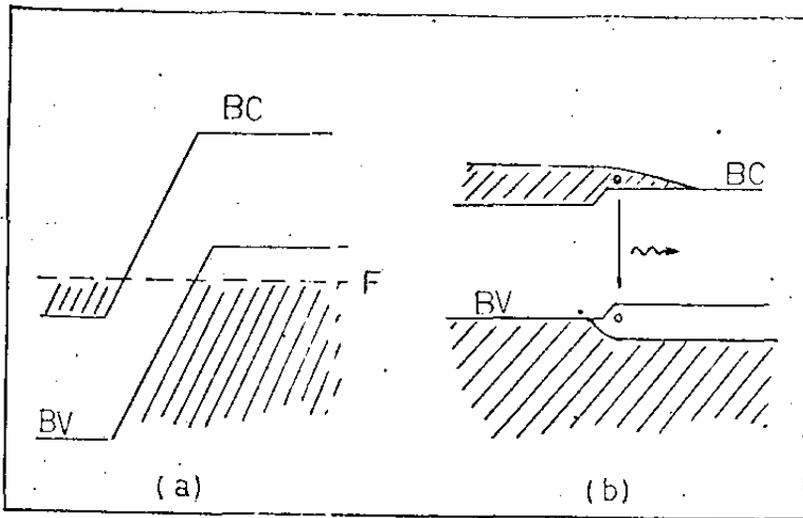


Figura.27- Ilustração da distribuição espacial das bandas de valência e condução em um laser sem e com inversão de população.

Nesta região ativa, os elétrons da banda de condução "caem" para a banda de valência, emitindo um fóton de energia igual à diferença entre as energias dos estados inicial e final.

Quando a tensão aplicada é $V = E_g$, os elétrons são injetados na região ativa começando a haver a recombinação deles com os buracos da banda de valência. O mesmo ocorreria, em essência, caso a injeção fosse de buracos.

A princípio a recombinação é espontânea. Uma vez havendo luz dentro da região ativa, esta luz começa a induzir a recombinação dos portadores que ali se encontram. Nos lasers, a região ativa é limitada por dois espelhos que devolvem parte da luz que os atinge, intensificando a luz disponível na região ativa para induzir novas recombinações estimuladas (veja a fig.(21)).

Aumentando-se a corrente (com o aumento da tensão aplicada V), e conseqüente aumento dos elétrons injetados, a recombinação espontânea aumenta, o que intensifica a emissão estimulada de luz.

Devido aos espelhos, e como a emissão estimulada é um processo em que os fótons criados têm a mesma direção, polaridade, e energia do fóton indutor, a luz estimulada está praticamente concentrada na direção ao

longo do guia.

ao contrário, a emissão espontânea ocorre em todas as direções, e sem polaridade definida, emitindo luz em grande parte para fora do guia, com pouca parcela do total contribuindo para a luz que sai a través dos espelhos.

Assim se nota que para um determinado nível de injeção $I = I_1$ (corrente limiar), quando a recombinação estimulada é suficiente para se auto-mantecer há um abrupto aumento da luz que sai pelos espelhos. Na fig. (28) se mostra a intensidade da luz que sai pelos espelhos em função da corrente.

Não é difícil perceber que um laser funciona como um sistema ressonante, caso uma cavidade eletromagnética.

Esta cavidade confina luz no seu interior devido aos espelhos e às variações no espaço, da parte real do índice de refração segundas duas direções paralelas aos espelhos (\perp e \parallel à junção) forman-

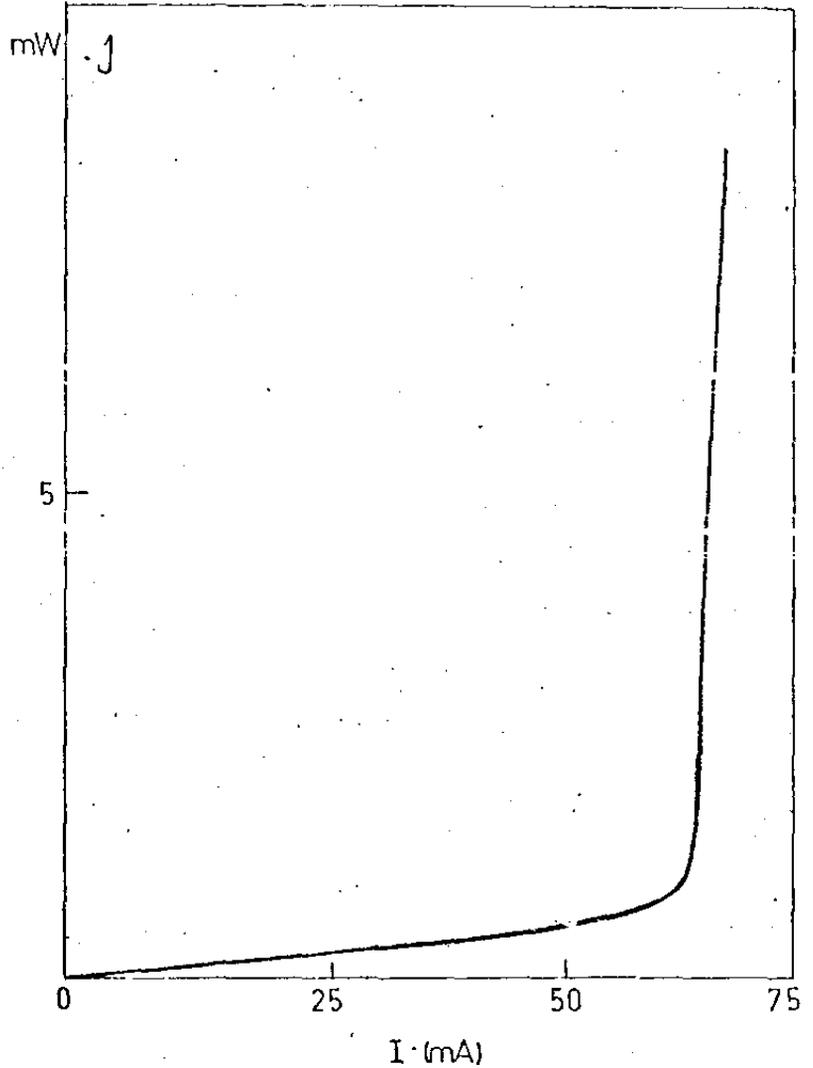


Figura.28- Intensidade da luz emitida por um laser de heteroestrutura dupla (HD) vs corrente injetada. Prince. (F.20).

do um guia de onda entre estes.

Como sistema ressoador podemos analisar as condições de amplificação da luz estimulada através das considerações de ganho e perda, como se costuma fazer para qualquer tipo de amplificador.

Vimos que a emissão estimulada num laser exige a existência de portadores que possam se recombinar radiativamente e luz para induzir as recombinações.

Assim sendo qualquer processo que impeça os portadores de se recombinarem radiativamente ou a luz de induzir recombinações, pode ser considerado como PERDAS do dispositivo. A geração de luz será obviamente ligada a GANHO do dispositivo.

Num laser, uma vez estabelecida a inversão de população na sua região ativa, a variação da intensidade de luz I que se propaga através dela, segundo a direção perpendicular aos espelhos, poderá ser descrita por:

$$\frac{(dI/dz)}{I} = -\bar{\alpha} \quad (4.1.1)$$

onde $\bar{\alpha}$ é uma constante que chamamos de coeficiente de absorção.

O coeficiente de absorção representa na eq. (4.1.1), o resultado líquido das perdas e ganho que ocorrem na região ativa e portanto poderá ser um número positivo ou negativo.

Integrando-se a eq. (4.1.1) com α constante temos:

$$I = I_0 e^{-\bar{\alpha}z} \quad (4.1.2)$$

onde tomamos a condição $I(z=0) = I_0$.

Vemos que se $\bar{\alpha} > 0$ I decresce à medida que z aumenta, indicando que há atenuação da luz, ou absorção mais do que emissão -

de luz. Quando $\bar{\alpha} < 0$, temos o caso oposto.

Entretanto $\bar{\alpha} = 0$ não serve como condição que indique o limiar da emissão estimulada. Num laser a luz sai através dos espelhos, sendo portanto uma perda para o sistema (perdas de Transmissão). Estas ainda não foram incluídas aqui, como também as perdas deste gênero devido à luz que sai pelos lados da cavidade ou perdas de difração. Enquanto estas últimas podem ser "incluídas" em $\bar{\alpha}$, as primeiras não podem, de modo que a condição limiar de leizamento é tomada como segue:

Dado um laser de comprimento L , cujos espelhos têm refletividades R_1 e R_2 , e que tenha um coeficiente de absorção efetivo $\bar{\alpha}$, considera-se o limiar do laser como sendo a situação quando a luz gerada de intensidade I_0 em um determinado ponto Z_0 da região ativa, se propaga nesta região sendo refletida pelos dois espelhos e voltando a z_0 com o mesmo valor.

Isto nos leva à condição

$$I_0 e^{-\bar{\alpha}(L-Z_0)} R_1 e^{-\bar{\alpha}L} R_2 e^{-\bar{\alpha}Z_0} = I_0$$

Simplificando, obtemos:

$$R_1 R_2 e^{-2\bar{\alpha}L} = 1 \quad \text{que podemos escrever:}$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{L} \log \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (4.1.3)$$

tomando, para simplicidade $R_1 = R_2$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{L} \log \left(\frac{1}{R} \right) \quad (4.1.4)$$

Nesta equação, $\bar{\alpha}$ é o valor líquido da diferença entre o ganho (g) e as perdas α isto é:

$$\bar{\alpha} = g - \alpha \quad (4.1.5)$$

Nesta equação α é a soma de todas as perdas, incluindo as perdas por difração α_d .

Logo a eq. (4.1.5) pode ser escrita:

$$\bar{\alpha} = g - (\alpha_\ell + \alpha_d) \quad (4.1.6)$$

onde α_ℓ representa as perdas no material da região ativa do laser. Comumente se escreve as eqs. (4.1.4) e (4.1.6) juntas no que resulta a equação:

$$g = \alpha_\ell + \alpha_d + \frac{1}{L} \log \left(\frac{1}{R} \right) \quad (4.1.7)$$

Nesta equação g representa todos os processos de produção de luz, enquanto a soma do lado direito representa todos os processos que diminuem a disponibilidade de luz no sistema (absorção, difração, etc...)

Ressaltamos que qualquer outro processo que interfira na geração de luz, como por exemplo armadilhas, que diminua o número de elétrons disponíveis para a recombinação, poderão ser incluídas nesta equação como perdas, ou como um fator de eficiência radiativa interna menor que um, na relação entre ganho (g) e a densidade (n) de portadores na região ativa.

4.2 Perdas na Região Ativa

Como já dissemos, as perdas em um laser são todos os processos que reduzem a amplificação de luz estimulada.

Na região ativa de um laser consideraremos 2 mecanismos de perdas como aqueles que compõem as perdas α que apresentamos - na secção anterior.

A - ABSORÇÃO P/ PORTADORES LIVRES

B - PERDAS P/ DIFRAÇÃO

Poderíamos incluir além destas outras perdas como por exemplo centros de espalhamento de luz devido a imperfeições e etc...

Consideraremos que os demais processos sejam irrelevantes ou já estejam incluídos na relação entre ganho e concentração de portadores ou densidade de corrente.

ABSORÇÃO POR PORTADORES LIVRES

A absorção de luz na região ativa pode ocorrer devido a transições entre as bandas de valência e condução, ou a transições dentro de cada uma destas bandas devido aos portadores livres que estão nelas.

Estas transições intra-banda dos portadores livres dão o processo que por hora nos interessa.

São transições que precisam ser assistidas por fonons a fim de se conservar o momento cristalino.

As impurezas são pouco eficientes para prover o momento necessário às transições intra-banda, em face da pequena amplitude das componentes de Fourier do potencial das impurezas para grandes variações em momento (38).

Desde que em um laser a energia dos fótons são em torno do valor da banda proibida, as transições que estes fótons podem

induzir requerem grandes variações de momento dos portadores dentro da banda que lhe é correspondente. Sabe-se, entretanto, que o aumento da dopagem intensifica a absorção de luz pelos portadores livres. Na fig. (29) se vê dados experimentais que mostram este fato.

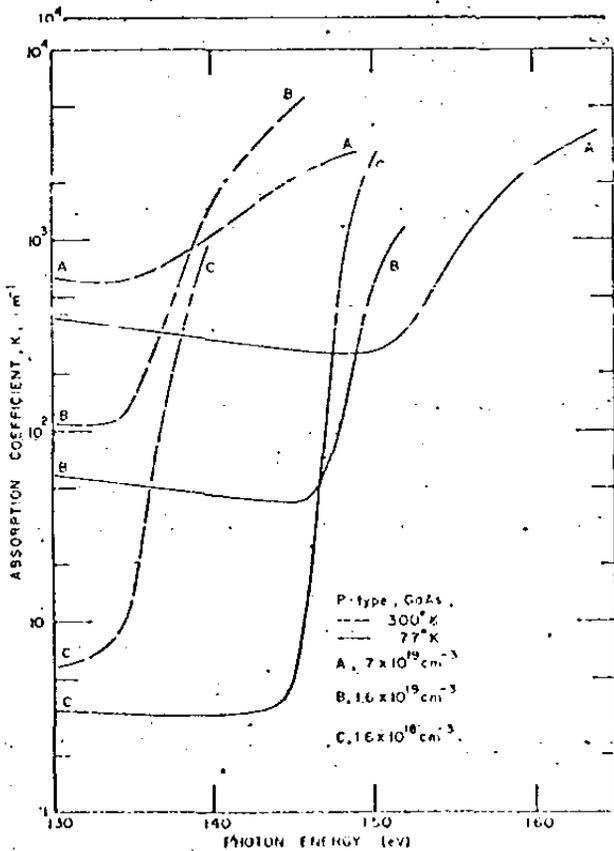


Figura.29- Coeficiente de absorção de GaAs dopado com Zinco, medido a 77 e 300K. Hill.(F.21).

Nas curvas de absorção, o patamar existente para energias menores que a banda proibida do semiconductor, é considerado como a parte de absorção por portadores livres.

(poderíamos criticar esta interpretação, chamando a atenção para o fato de que nesta região de energia, a absorção medida inclui a absorção de luz provocada pelas impurezas e estas, podem influenciar os valores medidos de modo considerável).

Se vê dos dados apresentados, que a absorção através dos portadores livres, decresce com a temperatura, uma vez que a excitação de fonons

sendo que a temperaturas menores que 100°K esta dependência se torna pequena. Isto ocorre porque, embora a concentração de fonons diminua, as transições envolvem modos de número de onda grande ⁽⁴⁰⁾.

A absorção dos portadores livres pode ser dada por uma expressão simples ⁽³⁸⁾:

$$\alpha_{fc} = \sigma_n n + \sigma_p p \quad (4.2.1)$$

onde:

$\sigma_{n/p}$ - secção de choque de eletrons (n) e buracos (p)

n/p - concentração dos portadores livres.

Este coeficiente de absorção é uma aplicação do modelo - clássico de Drude ao caso de semicondutores, onde há eletrons e buracos como Roberts ⁽³⁹⁾ mostrou em 1955.

Usando dados experimentais de absorção de GaAs dopado, tipos n e p, os valores de σ_n e σ_p são obtidos.

Em verdade a absorção por portadores livres apresenta algumas nuances a mais do que um modelo simples como o de Drude, embora uma banda de absorção tipo delta de Dirac seja usada ⁽⁴⁰⁾ como boa aproximação para o problema.

Há entretanto uma diferença entre a absorção através dos eletrons na banda de condução e buracos na banda de valência.

Neste último caso a absorção poderia ser sub-dividida em duas partes devido à existência de duas bandas, que são as bandas de valência de buracos leves e pesados.

Assim sendo a absorção tanto pode ser dentro de cada uma destas bandas como entre elas.

Isto causa uma dependência maior da absorção por buracos com a temperatura, uma vez que as transições entre as duas bandas dos buracos é o processo dominante ⁽⁴⁰⁾. Assim, a recombinação depende da probabilidade de ocupação, ou do quase nível da banda de valência que variam com a temperatura.

Com os eletrons o mesmo não sucede desde que há apenas u ma única banda.

Usando os dados de Hill ⁽⁴¹⁾, Adams ⁽⁴²⁾ deduziu os valores para σ_n e σ_p que aparecem na eq. (4.2.1) para as temperaturas - de 77 e 300 K.

$$\sigma_n(300^\circ\text{K}) = \sigma_n(77^\circ\text{K}) = 0,5 \times 10^{-17} \text{cm}^2$$

$$\sigma_p(77^\circ\text{K}) = 0,17 \times 10^{-17} \text{cm}^2$$

$$\sigma_p(300^\circ\text{K}) = 0,6 \times 10^{-17} \text{cm}^2$$

4.3 Perdas por Difração

Vejamos agora as perdas por difração com as quais iremos nos deter mais detalhadamente.

Estas perdas estão relacionadas com a saída de luz ao longo da região ativa, onde ocorrem as recombinações para as regiões passivas que limitam a região ativa. Recordemos que a amplificação de luz estimulada em um laser ocorre graças à indução de recombinações produzidas pela luz que se encontra na região em que há inversão de população. Assim sendo, se por alguma razão houver a redução de luz na região ativa, haverá diminuição de recombinações induzidas, podendo mesmo chegar ao ponto em que a ampli-

ficação de luz estimulada desapareça. Isto é interpretado como perdas de dispositivo.

Em um laser sabemos que há a região ativa, onde ocorre a inversão de população e a produção da luz que o laser emite.

Esta luz é confinada parcialmente pelos espelhos na direção z , e nas direções x e y perpendiculares a z , face à variação da parte real do índice de refração nestas direções. As variações do índice de refração nas direções x e y produzem um guia de ondas, enquanto que os espelhos estabelecem uma cavidade ressonante.

4.3.1 Variação do Índice de Refração

Na direção y , paralela aos espelhos e à junção dos diodos, a variação da parte real do índice de refração não ocorre devido à construção do dispositivo através de imperfeições estabelecidas por esta. Ela é uma va-

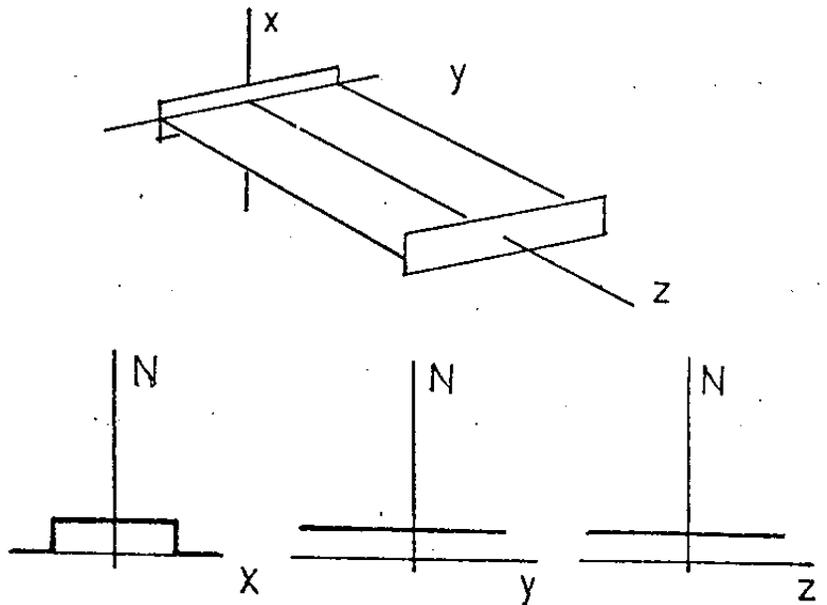


Figura.30- Ilustração da variação do índice de refração num laser de GaAs, formando o seu guia de ondas.

riação que surge durante a operação do dispositivo por motivos ainda não definidos, desde que nessa direção pode-se considerar como o material sendo homogêneo.

Além do mais a variação do índice de refração ocorre de -

modo aleatório ao longo da junção.

Existem algumas teorias (43) (44) (45) , mas o problema ainda se encontra em aberto até agora.

Este comportamento confina a luz em uma região com uma dimensão característica da ordem de $10\mu\text{m}$.

Os lasers podem apresentar mais de um filamento, simultaneamente, o que provoca instabilidade ótica devido à interação entre filamentos muito próximos.

Deste modo os lasers são feitos de maneira que só uma parte da sua junção receba injeção, e que dê espaço físico para apenas um filamento, como vemos ilustrado na fig. (31).

Por outro lado a variação da parte real do índice de refração na direção x , perpendicular à junção, pode existir por construção. Isto ocorre porque a região ativa se encontra limitada por duas regiões diferentes. A fig. (32) ilustra isto para os diodos de homo e heteroestrutura simples e dupla.

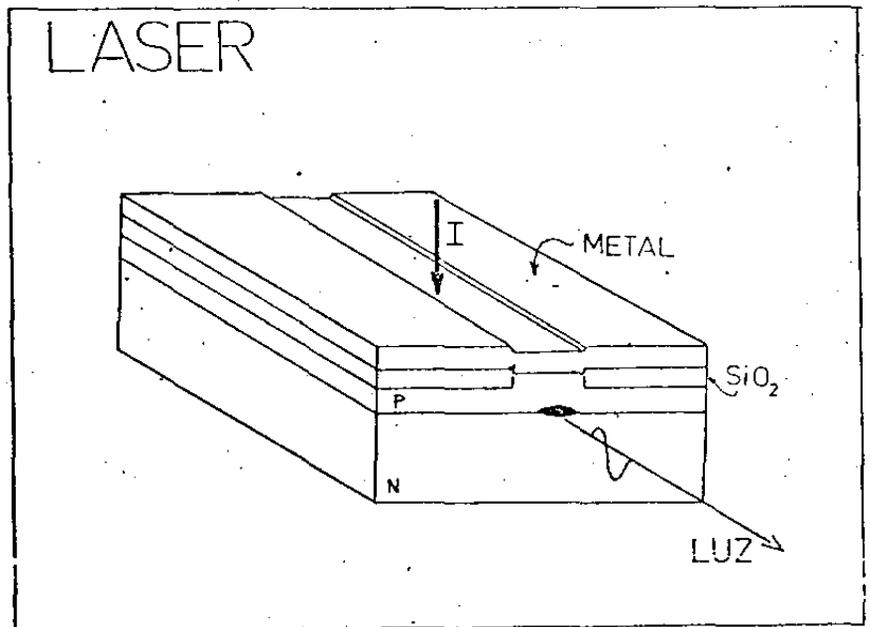


Figura.31- Diagrama de um laser de homojunção com canaleta confinadora da corrente injetada formada por uma camada de SiO_2 .

Estes desníveis de índices de refração nos lasers de homo-

e heteroestrutura simples não apresentam a simetria que aparece nos lasers de heteroestrutura dupla. Esta assimetria é responsável nestes lasers pela intensidade da influência das perdas por difração como veremos a seguir.

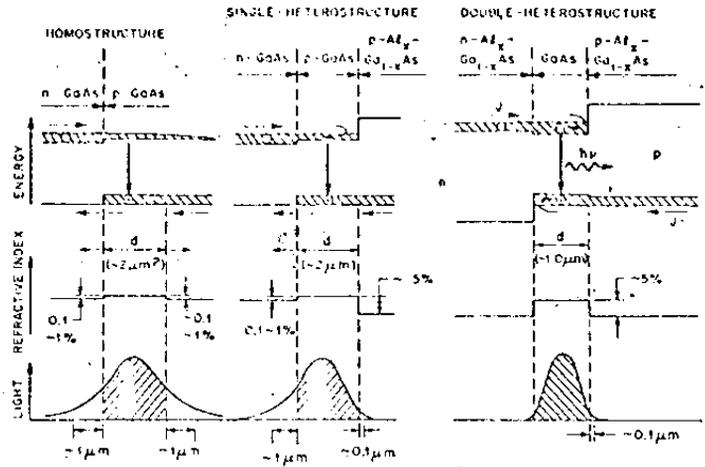


Figura.32- Diagramas de tres tipos de lasers de GaAs, HJ-HS-HD.

4.3.2 Modos Transversais em Guias de Onda

Aqui nos restringiremos ao caso em que o confinamento da luz e dos modos transversais segundo a direção y (paralela à junção) não serão levados em consideração.

Seja o nosso laser um sistema ótico formado por três camadas, de índices de refração complexos e diferentes, como mostra a fig. (33), segundo a direção x perpendicular ao plano da junção.

A região 2, é a região ativa de espessura d , e como nesta região há ganho o índice de refração tem o sinal de soma na expressão complexa do índice de refração.

Isto ocorre porque o termo K é diretamente proporcional ao coeficiente de absorção. (ver apêndice I).

Para o que queremos apresentar, é possível se assumir -

que a parte imaginária do índice de refração, o coeficiente de dispersão, seja muito menor que a parte real. Disto segue que os meios de propagação serão como que passivos-oticamente.

O campo eletromagnético neste guia de onda deve satisfazer às equações de Maxwell, ou de modo compacto a equação de onda:

$$\nabla^2 \psi(x; y; z; t) + N^2 k^2 z^2 \frac{\partial^2 \psi(x; y; z; t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4.3.1)$$

Tomando para a onda a dependência na direção z , e a dependência temporal como sendo do tipo:

$$e^{i(\omega t - \gamma z)} \quad (4.3.2)$$

a equação de onda se resume a :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + N^2 k^2 \psi = 0 \quad (4.3.3)$$

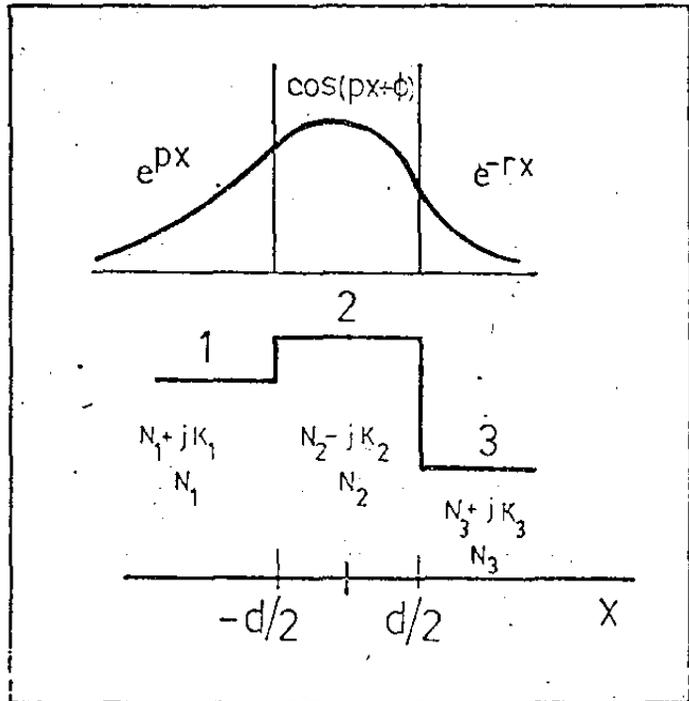


Figura.33- Ilustração do Índice de refração das tres camadas que formam o guia de ondas de um laser.

desde que para nós, aqui $\frac{\partial \psi}{\partial y} = 0$.

Como a solução da eq. (4.5.3) deve ser oscilatória para a região 2, devendo tender a zero quando x tende para mais ou menos infinito, podemos tomar as soluções como sendo do tipo:

1	2	3	(4.3.4)
$A e^{-px}$	$\cos(qx + \phi)$	$B e^{-rx}$	
(a)	(b)	(c)	

Estas soluções devem satisfazer a equação de onda e às condições de continuidade dos campos elétricos e magnético nas regiões de separação de dois meios diferentes. Assim sendo os parâmetros apresentados nas soluções devem satisfazer entre si a algumas condições como veremos.

A equação de onda nos oferece para as soluções (4.3.4) das três regiões, três equações:

$$\gamma^2 + p^2 + k^2 N^2 = 0 \quad (4.3.5)$$

$$\gamma^2 - q^2 + k^2 N_2^2 = 0 \quad (4.3.6)$$

$$\gamma^2 + r^2 + k^2 N_2^2 = 0 \quad (4.3.7)$$

As equações de continuidade do campo eletromagnético nos dão

$$\operatorname{tg}(qd) = \frac{p/q + r/q}{1 - (p/q)(r/q)} \quad \text{para modos TE} \quad (4.3.8)$$

$$e \operatorname{tg}(qd) = \frac{\left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \left(\frac{p}{q}\right) + \left(\frac{N_2}{N_3}\right)^2 \left(\frac{r}{q}\right)}{1 - \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \left(\frac{p}{q}\right) \left(\frac{N_2}{N_3}\right)^2 \left(\frac{r}{q}\right)} \quad (4.3.9)$$

para modos TM.

Nestas equações $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, onde λ_0 é o comprimento de onda da luz no vácuo.

Desta maneira os modos TE e TM de oscilação do guia de direção transversal a ele, são determinados a partir as eqs. (4.3.8) e (4.3.9), isto é, dados d , N_1 , N_2 , N_3 e λ_0 . Havendo modos transversais, existem valores discretos de q , que satisfazem a estas equações. Os valores de N_1 , N_2 e N_3 satisfazem a seguinte ordem de valores $N_2 > N_1 > N_3$. Conhecendo-se qd , as eqs. (4.3.5) (4.3.6) e (4.3.7) nos darão os valores dos parâmetros restantes, p , r , e γ .

4.3.3 Atenuação (ou GANHO)

Consideremos um guia formado por três camadas distintas - em constante dielétrica, como a do item anterior.

Uma vez caracterizados para este guia os parâmetros que definem o campo eletromagnético dentro e fora do guia, podemos calcular as potências médias envolvidas nas três regiões, conforme o modelo de Anderson⁽⁴⁷⁾ para modos TE.

A atenuação (ou ganho) α_T do guia pode ser calculado através das potências médias (no tempo) dissipadas e armazenadas por unidade de comprimento e largura nas três regiões.

$$\text{Potência dissipada} - P = \frac{1}{2} \int \sigma E^2 dx \quad (4.3.10)$$

$$\text{Potência armazenada} - U = \frac{1}{2} \int \epsilon' \epsilon_0 E^2 dx \quad (4.3.11)$$

onde:

$$\sigma = \epsilon''/\epsilon_0 = \sqrt{\epsilon'} \epsilon_0 \alpha \quad (4.3.12)$$

onde $\epsilon' \epsilon_0$ e $\epsilon'' \epsilon_0$ são as partes real e imaginária da constante dielétrica. Os demais símbolos têm o significado já conhecido.

Podemos supor nos casos práticos que $\epsilon_1 \approx \epsilon_2 \approx \epsilon_3$, desde que as maiores diferenças entre cada um destes termos são da ordem de 10%.

Deste modo é possível se escrever para a atenuação ou ganho do guia de ondas, uma expressão simples dada por:

$$\alpha = \frac{P_1 + P_2 + P_3}{U_1 + U_2 + U_3} \frac{\sqrt{\epsilon}}{c} \quad (4.3.13)$$

Tomando o índice de refração no lugar da constante dielétrica, temos:

$$\alpha = \frac{\alpha_1 + F\alpha_3 + G\alpha_2}{H} \quad (4.3.14)$$

com as funções F, G e H definidas por:

$$F = \frac{P}{r} (N_2^2 - N_1^2) \quad (4.3.15)$$

$$G = \frac{pd}{q^2} (N_2^2 - N_1^2) k^2 + \frac{P}{q} \left(\frac{N_2^2 - N_1^2}{N_2^2 - N_3^2} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{pr}{q^2} \right) \text{sen}(qd) \quad (4.3.16)$$

$$H = 1 + \frac{P}{q} \left(\frac{N_2^2 - N_1^2}{N_2^2 - N_3^2} \right) + G \quad (4.3.17)$$

O limiar da amplificação de luz estimulada vem quando o - ganho do modo confinado é suficiente para sobrepor as perdas. Neste caso temos a condição limiar:

$$\alpha = 0 \therefore -\alpha_2 = \frac{\alpha_1 + F\alpha_3}{G} \quad (4.3.18)$$

Isto nos termos que já vimos na secção pode ser es
crito como:

$$-\alpha_2 = g - \alpha_{fc} = \frac{1}{G} (\alpha_1 + \alpha_3 F) + \frac{1}{L} \log \left(\frac{1}{R} \right) \quad (4.3.19)$$

o que nos dá:

$$g = \alpha_{fc} + \frac{1}{L} \log \left(\frac{1}{R} \right) + \frac{1}{G} (\alpha_1 + F\alpha_3) \quad (4.3.20)$$

Vemos nesta equação que o último termo nos dá as perdas por difração que falamos anteriormente, isto é, as perdas devido à luz que sai da região de inversão de população para a região de absorção, no caso as regiões 1 e 3.

Na eq. (4.3.18) há um fator de muita importância que é

$$\bar{n} = \frac{N_2^2 - N_3^2}{N_2^2 - N_1^2}$$

Este termo determina o grau de assimetria da cavidade. Como vimos na discussão dos modos transversais em um guia de ondas, uma cavidade assimétrica tem sempre um valor de q que determina o corte do guia. Por outro lado para um guia simétrico é possível, que o guia de onda suporte sempre pelo menos um modo. A importância disto está no fato da diferença de guias que existem entre os lasers de homo e heteroestrutura simples para aqueles de heteroestrutura am
dupla.

Por exemplo, enquanto os lasers de heteroestrutura dupla são simétricos, os de heteroestrutura simples são fortemente assimétricos. Isto impõe que as perdas por difração neste último tipo de laser sejam bem maiores que no primeiro.

No caso dos lasers de homoeestrutura, embora haja apenas uma pequena assimetria no guia, as diferenças entre os índices de refração das regiões (I e II) e (II e III) são muito pequenas, aproximadamente de 0,1% do valor de N na região II. Isto impõe um valor de perdas por difração que pode ser muito alto sendo no entanto menos drástico que a heteroestrutura simples nos seus efeitos, face à sua pequena assimetria.

4.4 Perdas nas Regiões Passivas

As perdas por difração como vimos dependem do coeficiente de absorção nas regiões passivas que chamamos de α_1 e α_3 .

Estes coeficientes de absorção dependem de vários fatores:

- 1 - ENERGIA DO FÓTON
- 2 - TEMPERATURA
- 3 - DOPAGEM
- 4 - LIGA

Não é nosso objetivo aqui fazer um estudo de cada um destes itens, porém faremos uma apresentação de algumas das influências que teremos sobre o índice de refração, provocadas pelos fatores que estão enumerados acima.

ENERGIA DE FOTON

A dependência com a energia dos fótons dos coeficientes de absorção α_1 e α_3 é facilmente entendida através do próprio processo de absorção que envolve as transições entre as bandas de valência e condução e portadores livres em cada uma das bandas. Na fig. (34) estão apresentados dados do coeficiente de absorção do GaAs.

TEMPERATURA

A variação de temperatura alterando o valor da banda proibida do material, segundo a expressão (47):

$$E_g = 1.522 - \frac{5.8 \times 10^{-4} T^2}{300 + T} \quad (4.4.1)$$

A variação da banda proibida impõe uma variação na absorção do GaAs e tudo se passa como se a curva de absorção sofresse um deslocamento em energia, conforme varia a banda proibida.

O aumento de temperatura, reduzindo a banda proibida desloca a curva de absorção para energias

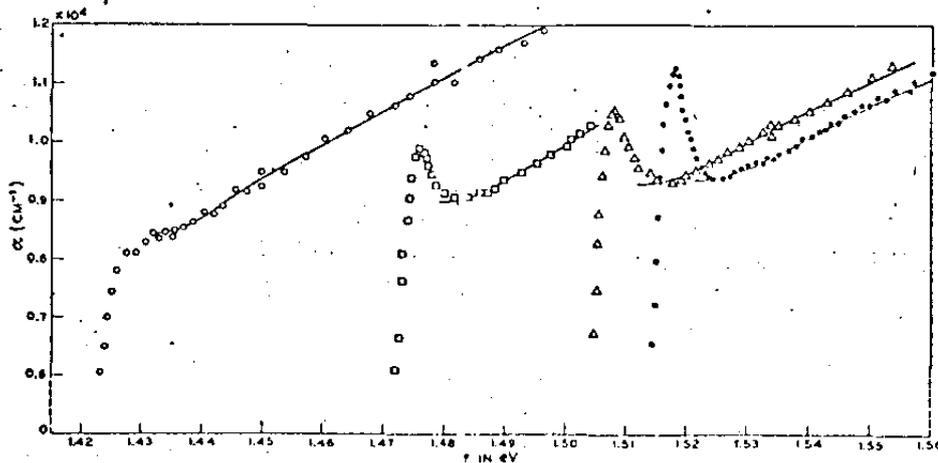


FIG. 3 Exciton absorption in GaAs: (O) 294°K, (□) 186°K, (Δ) 21°K.

Figura.34- Coeficiente de absorção para GaAs puro medido a diferentes temperaturas. Pankove . (F.22).

menores, apenas porque, no caso, a energia do fóton aumenta em relação à banda proibida.

DOPAGEM

Afora estes fatos o coeficiente de absorção varia com a dopagem, como mostra a fig. (35).

Esta variação vem em decorrência de alguns fatos.

Primeiro o coeficiente de absorção depende da densidade de estados iniciais e finais, da transição.

A dopagem altera a densidade de estados das bandas, desde que cria estados na banda proibida, com uma distribuição em energia que vai desde uma delta de Dirac até uma banda com uma forma de distri-

buição de estados que pode se entrelaçar com as bandas do semicondutor. Esta distribuição de estados pode ser por exemplo uma exponencial⁽⁴⁸⁾ ou uma gaussiana⁽⁴⁹⁾.

É claro que o tipo de dopante, se aceitador ou doador, influencia na localização da distribuição extra de estados na banda proibida.

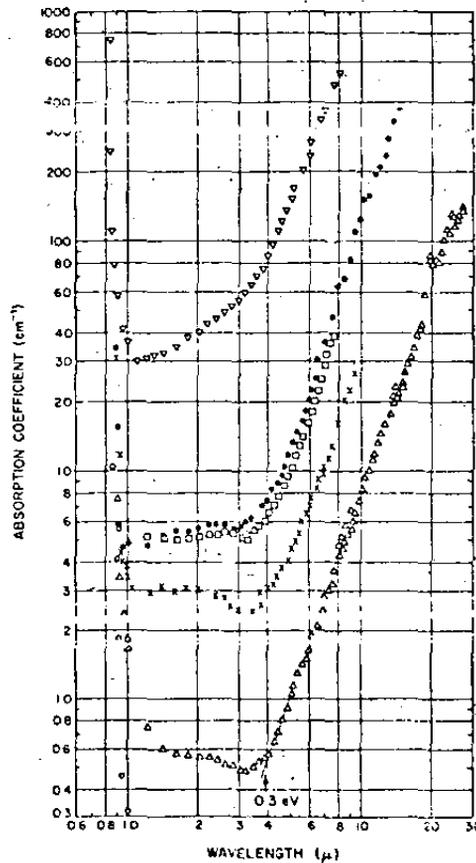


Figura.35- Coeficiente de absorção do GaAs para vários valores de dopagem tipo n. A dopagem aumenta desde de valores menores para valores maiores, com valor mínimo de dopagem: $1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e máximo $5,4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Pankove. (F.23).

Nos lasers em geral a concentração de doadores ou aceitadores é alta, o que afeta a distribuição de estados nas bandas de condução ou valência.

Como já falamos antes a absorção pelos portadores livres é intensificada com o aumento da dopagem. Além do mais o aumento da dopagem provocando o aumento de portadores livres conforme o tipo do dopante (aceitador ou doador), devido à interação de muitos corpos reduz o valor da banda proibida ⁽⁵⁰⁾, provocando um deslocamento para o vermelho da curva de absorção. A existência de dopantes leva também à variação do nível de Fermi do semiconductor.

Isto resulta num deslocamento para o azul da curva de absorção face ao efeito Burnstein ⁽⁵¹⁾.

LIGA

Nos diodos de heteroestrutura as regiões passivas são formadas de uma liga de $Ga_xAl_{1-x}As$, sendo x o nível em porcentagem dos componentes da liga.

A diferença das bandas proibidas entre a liga e o GaAs puro é função de x.

No caso de uma destas ligas a sua banda proibida é maior do que o semiconductor solvente (GaAs).

Dados de Casey ⁽⁵²⁾ e Panish, mostraram que o aumento da banda proibida em função de x pode ser bem descrita, para temperaturas perto de $300^{\circ}K$, pela relação quadrática:

$$\delta E_g (Al) = 0.2038 x^2 + 1.2612x \text{ (ev)} \quad (4.4.2)$$

Vemos que $x = 0,1$ ou 10% provoca uma variação de aproximadamente -

142 mev. Isto significa que há um grande deslocamento para o azul da curva de absorção destes materiais.

Em geral o valor de x é 0,32.

Este deslocamento será responsável pela diferença entre as perdas de um laser de homoeestrutura e heteroeestrutura, como comentaremos adiante.

CAPÍTULO 5

5 - Modelo Térmico5.1 - Considerações qualitativas

Desejamos agora apresentar a nossa teoria, que discutiremos os detalhes adiante.

Como vimos antes, todas as teorias apresentadas desde 1964 até agora, para explicar atrasos longos e Q-switching, usaram processos físicos que carecem de uma base física mais real. Estes modelos na sua maioria não procuram chegar a uma solução que possa englobar os vários processos nos lasers, verificados experimentalmente, fora atrasos longos e Q-switching, tais como por exemplo atrasos longos anormais, comportamento biestável, queda da emissão espontânea.

O mais recente dos modelos que até este momento se tem conhecimento, o de Adams^(4,5,35) e outros, usa um processo físico para atrasos longos e outro para Q-switching, sendo ambos distintos entre si, como vimos anteriormente.

Além do mais as experiências de Rossi⁽¹⁴⁾ com diodos controlados externamente com espelho ou grade de difração, não podem ser explicadas por nenhum dos modelos existentes.

Chamou-nos a atenção o modelo de Ripper e Dymant pelo fato de usar um só processo básico, para explicar todos os fatos experimentalmente verificados. Entretanto este modelo não conseguiu uma evidência experimental que demonstrasse a existência dos aceitadores duplos, afora os problemas que surgem na sua descrição de Q-switching, como foi discutido antes. Daí a nossa idéia de que o processo ou processos que explicassem atrasos longos e Q-switching, e os demais fenômenos relacionados, deveriam ser sempre os mesmos.

Em primeiro lugar consideramos o fato apresentado por Thompson (44) de que os portadores tendem a desconfinar a luz na região ativa pela redução do índice de refração daquela região. - Adiante veremos isto em detalhe.

Desconfinando a luz os portadores produziram o aumento das perdas por difração o que poderia privar um laser de atingir a condição limiar, e iniciar a amplificação de luz estimulada. Aliado a este processo anexamos um confinamento extra na região ativa através do ganho estabelecido pelos portadores, em recombinação nesta região.

Atrasos longos não poderiam ser explicados apenas por estes dois processos pois eles são dependentes da concentração dos portadores que se fixa em alguns nano-segundos, logo em menos tempo que aquele devido a atrasos longos. Os atrasos longos e demais efeitos são um fato físico dinâmico. Daí a necessidade de haver um processo dinâmico que existisse associado ao de injetar portadores, e que como o ganho, fosse de encontro ao desconfinamento - introduzido pelos portadores.

Uma concentração n de portadores é mantida pela passagem de corrente elétrica, o que provoca um aquecimento mais intenso - da região ativa, do que das regiões vizinhas. No GaAs o aumento - da temperatura durante o pulso de corrente aumenta o índice de refração. Logo um aquecimento da região ativa, devido à injeção dos portadores, provoca um aumento do índice de refração. Este fato sempre foi desprezado pelos investigadores, já que a influência do aquecimento era sempre associada aos efeitos sobre as perdas e ganho do laser, onde realmente são desprezíveis.

Entretanto, a produção de confinamento de luz numa região pode ocorrer pela variação da parte real do índice de refração mesmo da ordem de 10^{-4} .

No caso o aquecimento durante o pulso pode provocar variações maiores do que esta.

Além do mais observando-se a variação das perdas por difração com as variações do índice de refração entre as regiões ativa e passivas, se vê que variações da ordem de 10^{-4} na diferença entre os índices de refração das regiões que formam o guia de ondas podem produzir substancial variação destas perdas. Este fato é tão mais intenso quanto mais próximo esteja o guia de onda do laser próximo da condição de corte do guiamento. Daí as significativas alterações no comportamento das perdas óticas causadas pelo aquecimento da região ativa, mesmo de uns poucos graus Kelvin, embora não afete significativamente os valores de outros processos como ganho ou perdas normais

Em um laser de GaAs podem ser obtidos aquecimentos capazes de mudar o índice de refração até de dezenas de 10^{-4} , em intervalos de injeção compatíveis com aqueles de atrasos longos.

Este efeito é tanto mais intenso quanto mais altas são as correntes em que funcionam os lasers que apresentam atrasos longos e os demais efeitos a ele relacionados.

Deste modo temos uma teoria baseada em três efeitos que ocorrem na região ativa e que são bem conhecidos.

5.2 - Descrição qualitativa para os atrasos longos e Q-switching

Os dois efeitos principais, atrasos longos e Q-switching poderiam ser explicados através do seguinte caminho.

O aumento da temperatura de operação do laser leva ao au

mento exponencial da corrente limiar. Isto significa um aumento dos portadores injetados na região ativa, e aumento das perdas por difração. A uma determinada temperatura o nível de injeção é suficientemente alto para produzir perdas por difração que privam o laser de amplificar e emitir luz estimulada, no início do pulso (após o tempo de enchimento das bandas). Mas dentro de um certo intervalo de tempo o aquecimento reforça o guiamento, diminuindo as perdas por difração e permitindo o limiar da emissão de luz estimulada. Este tempo, necessário a que o aquecimento restabeleça as condições da emissão de luz estimulada, é maior que o tempo de enchimento das bandas, e será um atraso, considerado em relação a este longo.

As perdas óticas com os portadores podem atingir valores tremendamente grandes se o guia de ondas é levado à região de corte, podendo o aquecimento então ser incapaz de restabelecer as condições de emissão de luz estimulada. Assim sendo até o fim do pulso de corrente o laser não emite luz estimulada. No fim do pulso com a diminuição da densidade de portadores na região ativa as perdas por difração caem muito mais rapidamente que o ganho de modo que a emissão de luz estimulada, poderá ocorrer num estreito intervalo de tempo em que o ganho se mantém maior que as perdas e suficiente para produzir a emissão de luz estimulada.

Vale lembrar que embora a concentração de portadores decresça no final do pulso, dentro do tempo de queda do pulso, o aquecimento na região ativa permanece dentro deste intervalo. Isto leva a uma queda mais rápida das perdas em relação ao ganho. No restante deste trabalho nos entregaremos a aplicar esta teoria aos processos que já mencionamos serem do nosso interesse.

Consideremos agora os três processos básicos da nossa teoria que competem na perturbação do índice de refração da região

ativa e que determinam as perdas óticas de um laser. Estas perdas já foram discutidas anteriormente.

5.3 - Perturbações sobre o índice de refração

Passemos a considerar agora os efeitos que podem alterar, num laser de semiconductor o índice de refração da sua região ativa e das regiões passivas que a limitam, quando ele entra em operação. Em particular lidaremos com o caso de lasers que operam com a injeção de portadores.

O índice de refração do GaAs puro é em primeiro lugar uma função da banda proibida e da energia do fóton. Para materiais nos quais ocorre absorção de luz e/ou ganho, o índice de refração é uma função complexa.

Devido à dependencia que existe entre a absorção de luz do material e o valor da parte real do índice de refração, nos materiais de banda proibida direta como o GaAs, o índice de refração para energias próximas ao valor da banda proibida são muito importantes. A fig. (36) mostra dados sobre a parte real do índice de refração e o coeficiente de absorção do GaAs puro e dopado. Vemos na figura a influência da dopagem. Afors dopagem, há o caso das ligas, como por exemplo $Al_x Ga_{1-x}As$, onde o valor da percentagem da composição x altera também o valor da banda proibida, e em decorrência o índice de refração.

O próprio fato de haver inversão de população na região ativa, altera a dependencia do coeficiente de absorção com a frequência, em relação às regiões onde não há esta inversão de população.

Um diagrama elustra este fato na fig. (37).

Em verdade até hoje não se tem uma expressão analítica que possa descrever o índice de refração em função da frequência, da banda

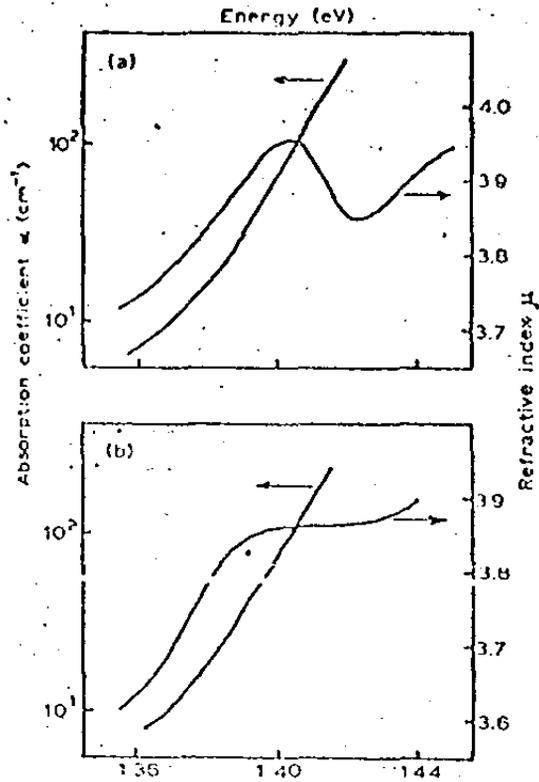


Figura.36 Coeficiente de absorção e índice de refração de GaAs puro e dopado com Se. Adams.(F.24)

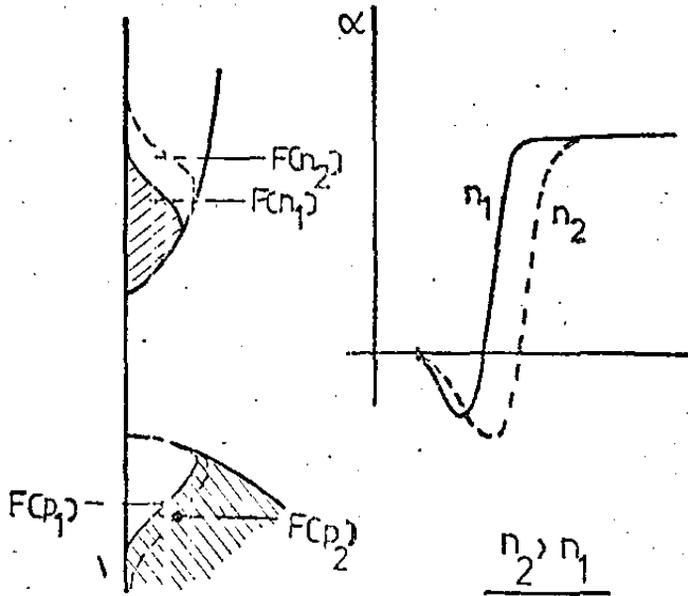


Figura.37- Ilustração da influência dos portadores injetados na região ativa sobre o coeficiente de absorção.

proibida e de todos os fatores que influenciam o seu valor nos lasers de GaAs. Diante desta breve introdução das possíveis mudanças do índice de refração e do coeficiente de absorção em um laser de GaAs, passemos aos efeitos que desejamos apresentar.

5.3.1 - Portadores

A presença de portadores na região ativa provoca dois tipos de perturbação. A primeira é devido ao plasma que é criado na região ativa, quando nela os elétrons e buracos são injetados. A segunda é a variação do coeficiente de absorção com a injeção de portadores, por causa dos quasi-níveis de Fermi. Consideramos agora cada um destes termos.

I. Plasma

Se consideramos que na região ativa há um gás de elétrons, sabemos que eles afetam a parte real do índice de refração de acordo com a relação.

$$N = N_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right) \quad (5.3.1)$$

onde: N_0 era índice de refração na ausência de cargas.

ω_p - frequência de plasma do gás de eletrons

ω - frequência da luz.

A frequência de plasma é dada pela expressão:

$$\omega_p^2 = \frac{e^2}{k\epsilon_0} \left(\frac{n}{m_e} + \frac{p}{m_h} \right) \quad (5.3.2)$$

onde: e - carga do eletron

ϵ_0 - permissividade do vácuo

k - constante dielétrica relativa

n e p - densidade de portadores (eletrons e buracos)

m_e e m_h - massa efetiva dos portadores (eletrons e buracos)

Uma vez que as massa efetivas são

$$\text{eletrons} - m_e = 0.065$$

$$\text{buracos} - m_h = 0.50$$

a contribuição dos eletrons é dominante.

Deste modo a perturbação do índice de refração com os portadores livres será aproximada por:

$$\Delta N = N - N_0 = -An \quad (5.3.3)$$

$$\text{onde: } A = \frac{e^2 N_0}{K \epsilon_0 m_e^2} \quad (5.3.4)$$

Na tabela (5.3.1) estão apresentados valores típicos dos parâmetros que definem esta constante de proporcionalidade.

Com estes valores encontramos para A o valor : $1.29 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$.

Face ao sinal negativo na eq. (5.3.3) se vê que os portadores, reduzem o índice de refração na região ativa. Logo isto significa que os portadores livres, através do efeito de plasma, tendem a provocar uma redução no confinamento da luz na região ativa.

$$\begin{aligned}
 e &= 1.6 \times 10^{-19} \text{ C} \\
 \bar{N} &\leq 3.5 \\
 K &= 13.6 \\
 \omega_0 &= 8.85 \times 10^{-12} \\
 m &= 0.065 m_0 \\
 m_0 &= 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg.} \\
 &= 2.21 \times 10^{15} \text{ rad.}
 \end{aligned}$$

Tabela (5.3.1)

II - Absorção

Outra maneira dos portadores modificarem a parte real do índice de refração na região ativa é através da mudança que provocam na coeficiente de absorção desta região.

A dependência da parte real do índice de refração no coeficiente de absorção vem em face das seguintes razões:

- 1 - inter dependência entre as partes real e imaginária do índice de refração (relação de Kramers-Kroning),
- 2 - proporcionalidade entre a parte imaginária do índice de refração (coeficiente de dispersão) e o coeficiente de absorção.

Assim sendo, se há alteração no coeficiente de absorção de um material, ocorre conseqüentemente alteração no seu índice de refração. Thompson (44) mostrou que a parte real do índice de refração varia com os portadores livres na região ativa de um modo semelhante ao efeito devido ao efeito de plasma também produzido pelos portadores livres, isto é:

$$\Delta N = -Bn$$

Este novo processo ocorre quando na região ativa uma população de elétrons na banda de condução e buracos na banda de valência são estabelecidas pela injeção destes portadores. Estes portadores se distribuem pelos estados disponíveis das bandas segundo a função de distribuição de Fermi-Dirca.

À medida que os portadores são injetados os estados próximos aos topos das bandas começam a não mais produzir absorção - desde que para eles há inversão de população, o que leva à existência de ganho.

Isto implica que a absorção de luz pelo material passa a acontecer para estados "mais dentro" das bandas de valência e condução, onde há estados vazios de elétrons de energia mais alta e cheios de energia mais baixa. Deste modo só fótons de energia maior que aqueles estados no topo das bandas poderão ser absorvidos, o que leva o mesmo nível de absorção a acontecer para fótons de energia maior. Isto significa um deslocamento da curva de absorção e ganho também para energias mais altas.

Assim esta perturbação na curva de absorção, alterando o coeficiente de absorção, provoca uma variação nos valores da parte imaginária do índice de refração.

A variação da parte imaginária do índice de refração por sua vez determina uma alteração na sua parte real. Esta última pode ser calculada através da relação de Kramers-Kronig

Como os portadores estão em equilíbrio térmico entre si nas suas respectivas bandas, pode-se definir para cada uma delas um quasi-nível de Fermi.

Os quasi-níveis F indicam, para uma dada distribuição (E) de estados numa banda, o nível da concentração dos portadores daquela banda, como podemos ver na eq:

$$n_p = \int_0^{\infty} \frac{\rho_d(E) dE}{1 + \exp\left(-\frac{E - F_c}{KT}\right)} \quad (5.3.6)$$

onde:

n - concentração de eletrons

p - concentração de buracos

Com o aumento da injeção, e do número de portadores nas bandas, resulta num acréscimo no valor dos quasi-níveis, destas bandas como ilustra a Fig. (38).

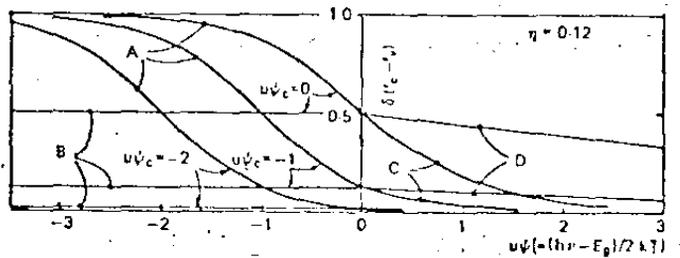
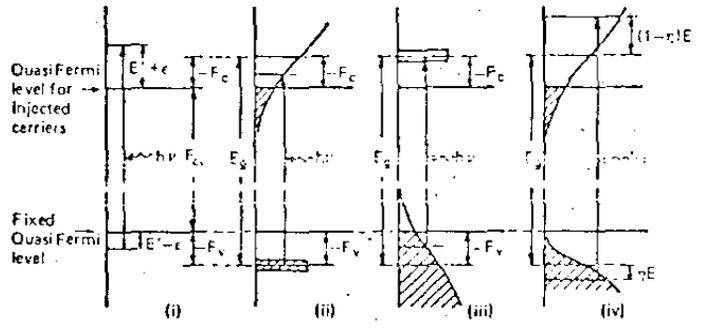


Figura.38- Variação das funções de Fermi para diferentes níveis de injeção usada por Thompson.

A constante de proporcionalidade B da eq. (5.3.5.) tem valores que Thompson mostrou se situarem no intervalo entre 2,5 a $6,5 \times 10^{-20} \text{ cm}^3$.

Podemos dizer que estes valores, embora largamente usados, à luz de uma análise mais detida mostra a existência de incertezas decorrentes de alguns fatores abaixo relacionados.

1) Thompson considerou no seu cálculo o efeito da variação do coeficiente de absorção com o aumento da separação dos quasi-níveis devido a injeção de portadores.

Entretanto além disto dois fatos apresentados por Hwang (50) podem ser considerados:

A) intersecção de Coulomb

b) interação de troca entre os portadores de cada banda

Ambos os efeitos provocam deslocamentos em energia das bandas de condução e valencia. Dos dois é em geral o segundo que pode alterar os resultados de Thompson pois no primeiro caso o efeito total é nulo uma vez que os eletrons injetados na banda de condução e os buracos na banda de valencia deslocam as bandas em energia na mesma direção.

Estes deslocamentos da banda em energia podem ser calculados através da expressão:

$$E_C^c = E_V^c = \frac{4\pi e^2}{\epsilon Q^2} (N_A - N_D) \quad (5.3.6)$$

onde ϵ - constante dielétrica

$N_A - N_D$ - diferença entre as concentrações de aceitadores e doadores

$$Q = \frac{4\pi e^2}{\epsilon} \left[\int_V \rho_V(E) \frac{-\partial f_V(E)}{\partial E} dE + \int_C \rho_C(E) \frac{-\partial f_C(E)}{\partial E} dE \right]$$

e $F_{C/V}$ são as funções de Fermi:

Esta igualdade é valida para os casos em que o parâmetro γ_c dado na eq. (5.18) satisfaz à condição $\gamma_{sc} < 1$

$$\gamma_{sc} = \left(\frac{3}{4\pi N_p} \right)^{1/3} \times \frac{e^2}{h^2 \epsilon} \frac{\pi \epsilon}{m_e e^2}$$

N - número de elétrons ou buracos caso esteja se calculando para a banda de condução ou valência, respectivamente.

m - massa efetiva do portador da banda considerada; os demais símbolos têm o seu significado comum.

Esta condição pode não ser satisfatoriamente verificada para o caso dos buracos, na banda de valência, o que leva a uma diferença entre E_C^C e E_V^C . Esta diferença, como Hwang salienta no seu trabalho, não afeta apreciavelmente os cálculos do coeficiente de absorção do material (GaAs) que se esteja considerando.

O segundo caso vem em decorrência dos efeitos de troca e podem ser estimados através da expressão de Wigner e Seitz ⁽⁵³⁾ com a qual calculam a energia de coerção nos metais.

Neste caso tanto os elétrons quanto os buracos movem as bandas no sentido de reduzirem a banda proibida do material que compõe a região ativa. Isto reduz o efeito dos quasi-níveis que aumenta a banda proibida efetiva. Isto não se encontra no cálculo de Thompson. O efeito de interação de troca entre os portadores sobre a banda proibida pode ser calculada por:

$$E_C^e = (4/b\gamma_{sc}) (m_c e^4 / 2\epsilon^2 h^2) \quad (5.3.9a)$$

$$\text{onde } b = (4/9\pi)^{1/3} \quad (5.3.9b)$$

Para os buracos o deslocamento E_V^e é calculado tomando-se $\gamma_{sc} m_v$ no lugar de γ_{sc} e m_c , respectivamente.

Também neste caso Hwang anuncia que os cálculos feitos com aproximação (espectro de emissão espontânea) é muito boa. Já falamos

que para os eletrons da banda de condução isto é normalmente satisfeito, o mesmo não sendo para os buracos da banda de valência.

Como vemos E_C^e e E_V^e são funções da densidade de portadores na região ativa, no caso aqueles que são injetados.

Substituindo-se γ_{sc} (eq. (5.3.8)) e b (eq. (5.3.9b)) na equação (5.3.9), podemos escrever esta equação numa maneira que deixa isto mais claro:

$$E_C^e = \frac{2e^2}{\pi\epsilon} (3\pi^2 n)^{1/3} \quad (5.3.10)$$

$$E_V^e = -\frac{2e^2}{\pi\epsilon} (3\pi^2 p)^{1/3} \quad (5.3.11)$$

Observando-se este fato podemos dizer que a banda proibida efetiva vista pelo fóton para absorção pode ser escrita por:

$$E_{gef} = E_g(T) + F_C + F_V - E_C^e - E_V^e \quad (5.3.12)$$

Sugerimos o cálculo do coeficiente de absorção incluindo estes efeitos e verificando a sua influência sobre o valor do índice de refração N do material através da relação de Kramers-Kroning.

Vale salientar que para os casos de interesse, onde os lasers se encontram em atrasos longos, Q-switch, os níveis de injeção são sempre muito altos, o que leva a que as eqs. (5.3.9 e 10) estejam dentro de uma boa aproximação.

Selway⁽⁵⁴⁾ e cooperadores fizeram uma verificação experimental da dependência linear do decréscimo do índice de refração na região ativa com a injeção de portadores.

Através da medida da largura do campo-longe da luz emitida por um laser, Selway calculou a diminuição do índice de refra-

ção da região ativa para densidades de correntes (J) entre 10 e - 30 KA/cm^2 . Como mostra a fig. (41) há um decréscimo na largura do campo-longo da luz emitida, o que significa maior confinamento des de que o ângulo de difração $\theta = \frac{\lambda}{d}$, onde λ é o comprimento da onda e d a largura da região ativa.

A partir da largura do campo-longo, Selway calculo a perturbação no índice de refração da região ativa, provocada pelos portadores a través da eqs. (5.3.4 e 5.3.5). Os resultados estão na fig. (40), onde vemos a dependencia linear entre a variação de N e a corrente.

O valor da constante de proporcionalidade que engloba os dois efeitos devido aos portadores, encontrado através dos dados experimentais foi 8×10^{-21} . Considerando se os níveis de injeção e a largura da região ativa de 2 μm o efeito de guiamento por ganho não pode ser desprezado.

Cook (55) mostrou que a influencia do guiamento por ganho, faz o angulo de difração ser:

$$\theta = \text{tg}^{-1}(W/S) \quad (5.3.13)$$

onde: W - meia largura em $(1/e^2)$ do pico de intensidade do campo-longo

S - distância do laser ao detetor.

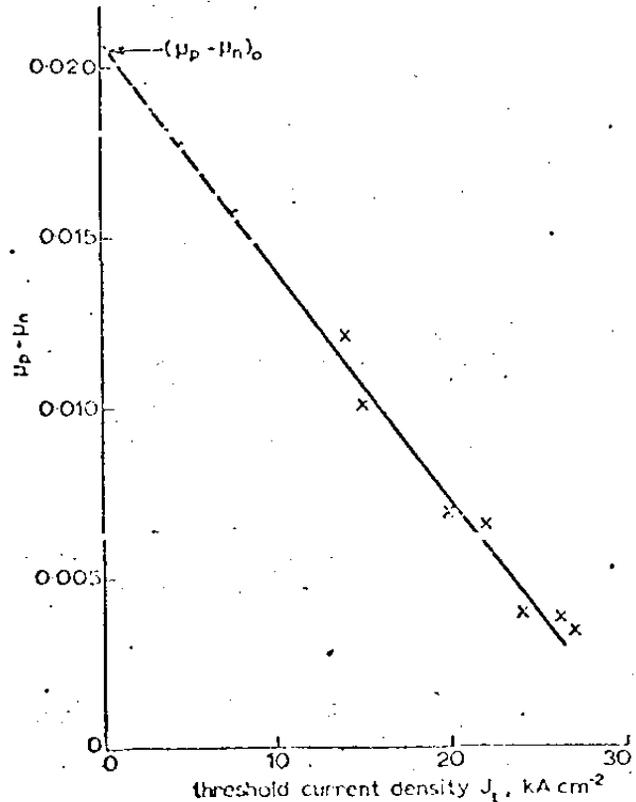


Figura.39- Forma do campo longé de um laser de HS de GaAs medido experimentalmente para diversos níveis de injeção. Selway.(F.24).

Na fig. (39) vemos o ângulo θ do campo longe versus a corrente de injeção. Isto indica que o guiamento pelo ganho leva a um decréscimo da largura da figura do campo-longe da luz emitida por um laser, devido ao astigmatismo que se verifica no guia. Zachos (56) apresentou medidas sobre astigmatismo em homoe-

estruturas. Deste modo, como neste experimento os níveis de injeção eram muito altos, a redução do campo-longe não pode ser

associado apenas a desconfinamento pelos portadores, porque o guiamento por ganho se torna representativo, e a sua influência no índice de refração da região ativa também é linear com I .

Na próxima secção sugerimos um experimento para avaliar a influência dos portadores na banda proibida da região ativa e seus efeitos sobre o índice de refração.

Esta crítica ao uso da expressão (5.3.5), mostra a incerteza envolvida no valor da constante de proporcionalidade entre Δn e n .

5.3.2 Proposta experimental

Sugerimos a seguinte experiência para estudar os efeitos,

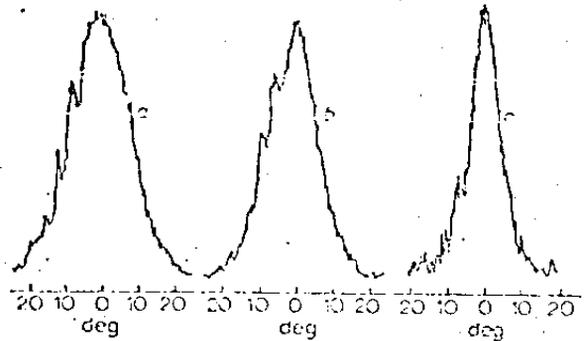


Figura.40- Diferença entre os índices de refração da região ativa e passiva tipo n de um laser de HS, deduzida das medidas do campo longe emitido pelo laser, em função da corrente.

- a) 10 °C $J_1 = 14 \text{ KA/cm}^2$
- b) 43 °C $J_1 = 22 \text{ KA/cm}^2$
- c) 51 °C $J_1 = 26 \text{ KA/cm}^2$

Selway. (F.25),

dos portadores sobre a banda proibida e seus efeitos sobre o índice de refração. Seria uma experiência de fotoluminescência numa estrutura como mostra a fig. - (41). Uma heteroestrutura dupla com uma região ativa muito fina (0.1 a 0.2 m), iluminada por uma luz de frequência menor que a banda proibida das regiões vizinhas à região ativa de modo que elas sejam transparentes para esta luz. Isto é possível controlando-se a concentração x de alumínio na liga $Ga_xAl_{1-x}As$ que formam as regiões que queremos que sejam transparentes.

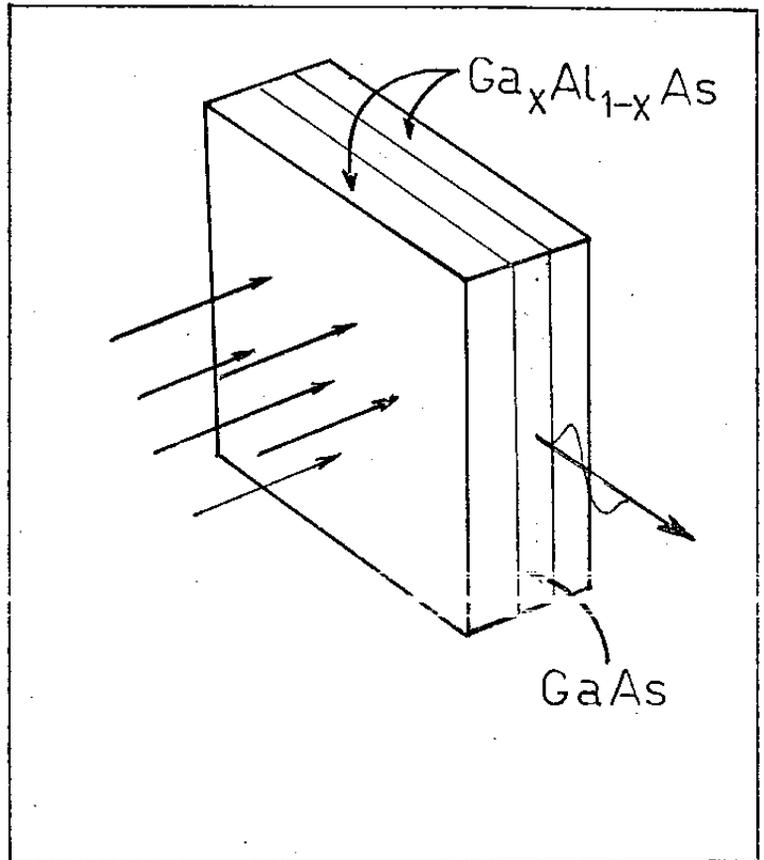


Figura.41- Esquema de uma estrutura de GaAs para medidas de fotoluminescência.

A absorção da luz na região ativa gerará portadores que se recombinarão emitindo luz. Esta luz, com frequência, dependerá da banda proibida efetiva e, terá um pico na sua emissão espontânea da qual se terá a banda proibida efetiva com a concentração de portadores. A variação da intensidade de luz J com a qual se gera portadores livres na região sem alumínio variará a concentração de portadores, o que afetará a posição em energia do pico de emissão espontânea emitida pela recombinação dos portadores.

Por ser uma região suficientemente fina, onde os portadores ficarão confinados pela diferença da banda proibida com as regiões vizinhas a densidade de portadores será bastante uniforme

uniforme de modo a garantir um bom nível de qualidade na informação que se deseja obter.

5.3.3 Temperatura na região ativa

Outra perturbação, do índice de refração da região ativa que apresentaremos aqui é a variação do índice de refração com a variação da temperatura desta região. Esta perturbação que não tem sido considerada pelos autores.

Sabemos que para um fóton de uma dada energia, a variação da banda proibida impõe uma variação no índice de refração que lhe corresponde. Como a banda proibida varia com a temperatura (T), a variação da temperatura de um semiconductor altera o seu índice de refração. Para o GaAs a variação da banda proibida com a temperatura é aquela dada na eq. (4.4.1). Podemos obter valores para a variação do índice de refração com a temperatura através da relação:

$$\Delta N = \frac{\partial N}{\partial E_g} \cdot \frac{\partial E_g}{\partial T} \delta T \quad (5.3.14)$$

O valor de $\partial N / \partial E_g$, também é uma função da banda proibida e da energia do fóton, no entanto a ausência de uma expressão analítica para este termo permanece, como já mencionamos para o próprio índice de refração.

Sabemos, através dos dados existentes, por exemplo de Marple (57) os valores de $\partial N / \partial E_g$, para algumas energias e temperaturas. Tomando estes valores, algumas equações empíricas são formadas no intento de se ter uma expressão analítica para o desenvolvimento de cálculos, nas teorias em que os valores de N e $\partial N / \partial E_g$ são necessários.

Esta equação se aplica para um fóton de energia determinada, não valendo quando a energia do modo cujo fóton consideramos está também variando com a temperatura.

Aquecimento da região ativa

Com o fim de calcularmos a variação do índice de refração na região ativa com a temperatura, consideramos agora o processo do aquecimento deste região quando um laser se encontra em operação.

Primeiro consideramos os processos que causam aquecimento num laser de semiconductor.

A - TRANSIÇÕES NÃO RADIATIVAS

B - AQUECIMENTO POR EFEITO JOULE

As transições não radiativas aquecem o diodo segundo uma razão de aquecimento dada por

$$Q_n = VI(1 - \eta_{ext}) \quad (5.3.15)$$

onde:

L - comprimento do laser

d - largura da região ativa

$$\eta = (1 - \eta_{ext})$$

O outro termo seria o aquecimento devido ao efeito Joule na região ativa, que é calculado por:

$$Q_J = J^2 \rho d \quad (5.3.17)$$

onde ρ é a resistividade da região ativa que para os lasers em consideração será tipo p.

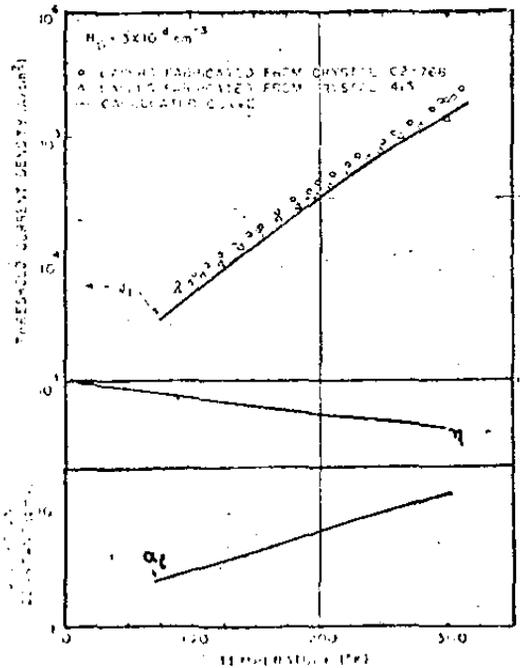


Figura.43- Corrente limiar, eficiência quântica e perdas internas para lasers de GaAs, HJ. Hwang, (F.27)

onde ρ é a resistividade da região ativa que para as diversas estruturas, consideraremos tipo p.

O valor de ρ é obtido do gráfico da fig. (44), tomando para obtenção de valores, a concentração de aceitadores como a diferença ...

$(N_A - N_D)$ na região ativa.

O valor de ρ é influenciado pela intensidade do gradiente da dopagem devido ao grau de compensação nas vizinhanças da região ativa. Isto leva a que os diodos feitos por difusão e crescimento epitaxial, apresentem diferenças quanto aos valores de ρ .

A geração total de calor será:

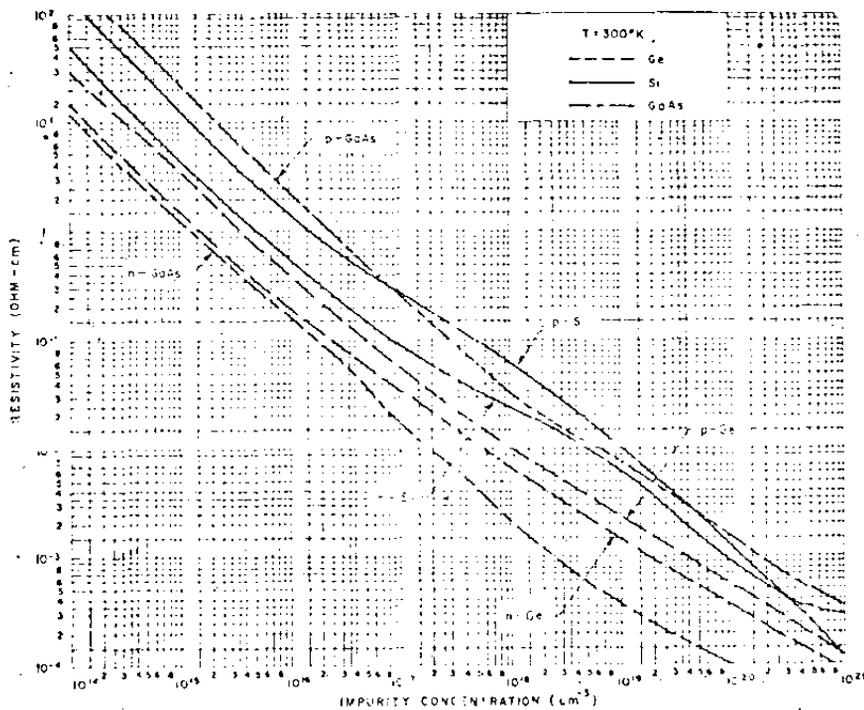


Figura.44- Resistividade vs concentração de impurezas para Ge, Si e GaAs a 300K. Zse.(F.28)

$$\begin{aligned} Q &= Q_J + Q_n = \\ &= J^2 + J V \eta \end{aligned}$$

(5.3.18)

Enquanto o aquecimento por processos não radiativos ocorrem 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, provocada só pelo efeito Joule é menos intensa do que aquela provocada pelos efeitos não radiativos.

Tomando valores típicos para o GaAs e para a eficiência η e a largura da região ativa, se percebe que a contribuição do efeito Joule Q_J é muito menor que aquela devido aos efeitos não radiativos. A contribuição de Q_J só é comparável com a de Q_n para densidades

de correntes muito altas.

Agora que temos as fontes de geração de calor definidas passemos ao cálculo da temperatura da região ativa. Usando o modelo unidimensional usado por Gooch⁽⁵⁸⁾, temos que a temperatura no centro da região ativa pode ser calculada através da equação:

$$T = \frac{Q\kappa t}{d\zeta} \left[1 - 2 \left[2i^2 \operatorname{erfc} \frac{d}{4\sqrt{\kappa t}} - i^2 \operatorname{erfc} \frac{4D+1/d}{4\sqrt{\kappa t}} + i^2 \operatorname{erfc} \frac{4D-d}{4\sqrt{\kappa t}} \right] \right] \quad (5.3.19)$$

$$\kappa = \zeta/\Gamma c \quad (5.3.20)$$

onde:

t - tempo contado a partir do início do pulso

Γ - densidade do material

c - calor específico

ζ - condutividade térmica

D - posição do centro da junção ao escoador de calor

Neste modelo, o escoador de calor se encontra em $x=0$, numa temperatura $T = 0$, e o calor é gerado uniformemente na junção. As condições de contorno usadas para a equação de difusão térmica são

$$T = 0 \text{ para } t = 0 \text{ e qualquer } x$$

$$T = 0 \text{ para } x = 0 \text{ e qualquer } t$$

Assim temos no valor de T , dado pela eq. (5.3.19) a variação de temperatura da junção após o início do pulso de corrente.

Quando $\kappa t \ll d^2$ temos o limite adiabático, isto é a difusão térmica não foi além da região onde o calor está sendo gerado. Assim tudo se passa como se a energia gerada pelos efeitos térmicos, para tempos $t \ll d^2 \kappa^{-1}$, estivesse todo concentrado na região onde se gera o calor. Na Tabela (5.3.1) apresetnamos alguns valores típicos dos parametros que definem a difusão térmica.

Tabela. (5.3.1)

$\Gamma = 5.3 \text{ grcm}^{-3}$	$\kappa = 0.29 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$
$c = 0.2 \text{ J g}^{-1} \text{ K}^{-1}$	

Mestas condições, δT pode ser calculado apenas por:

$$\delta T = Qt/d\rho c \quad (5.3.21)$$

Tomando-se os valores típicos apresentados na Tab. (5.3.1) e $d = 2 \mu\text{m}$ encontramos para GaAs que $t \ll 550 \text{ nseg}$.

A fig. (45), apresenta a variação da temperatura com o tempo para alguns valores de corrente. Na fig. (46), mostramos medidas da variação do comprimento de onda dos picos dos modos ⁽⁵⁹⁾ de um laser, desde o início do pulso até 400 nsecs. Uma reta na figura mostra o comportamento linear com o tempo, desta variação do comprimento de onda, se deve à variação da banda proibida com a temperatura, incluindo-se aqui a razão entre a variação da banda proibida e dos modos dentro do guia, que é de aproximadamente $1/0.35$.

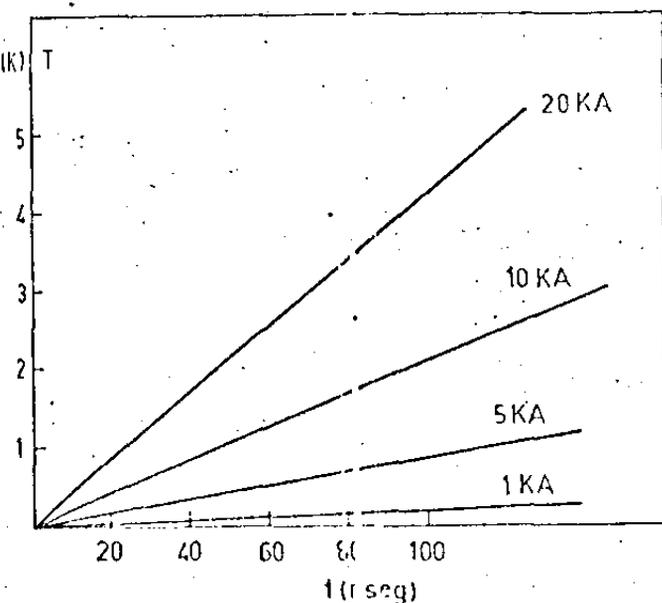


Figura.45- Temperatura da região ativa de um laser de GaAs com $d=2 \mu\text{m}$, para varios valores de corrente e em função do tempo, calculada na aproximação adiabática

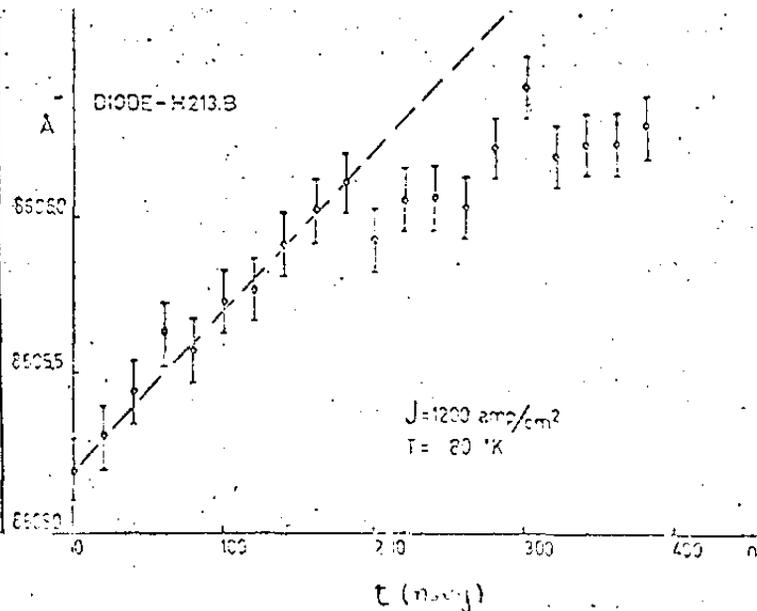


Figura.46- Variação do comprimento de onda dos modos de um laser de GaAs com $d=0.2 \mu\text{m}$ durante o pulso de corrente. Prince. (F.29)

A reta foi calculada pela eq. (5.3.21), com $d = 0.2 \mu\text{m}$, e uma eficiência de 0.65.

Variação do índice de refração com T

Para o cálculo da variação do índice de refração com a temperatura, usamos um valor típico usado na literatura, de $\partial N/\partial T$ que é 4.0×10^{-4} , para temperaturas acima de 150 K.

Não usaremos as expressões, apresentadas anteriormente, pela impossibilidade de serem válidas para qualquer temperatura.

Com esta aproximação, calculamos a curva da fig. (47), que mostra a variação do índice de refração para alguns valores de corrente, durante um pulso de 100 nseg.

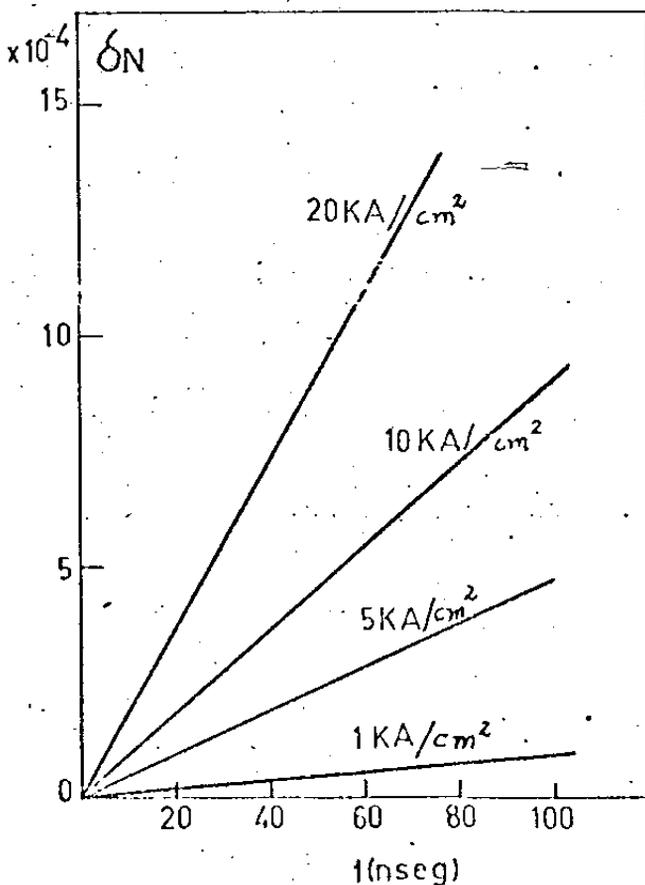


Figura.47- Variação do índice de refração da região ativa de um laser de GaAs para várias correntes e durante o pulso de injeção, calculado na aproximação adiabática para o aquecimento desta região.

5.3.4 Ganho

O último tipo de perturbação da ponte real do índice de refração que vemos apresentar aqui é aquele provocado pelo ganho (g) gerado na região ativa.

Sabemos que o índice de refração é uma função complexa, onde as partes real e imaginária são interdependentes através da relação de Kramers-Kronning. Neste trabalho que vemos encontrar uma expressão para a perturbação δN_g , provocada pelo ganho no índice de refração da região ativa em relação às regiões vizinhas onde há perdas.

Para o tipo de fenômeno que nos interessa, e os dados experimentais correspondentes que dispomos, só serão considerados os casos em que os modos transversais são modos de ordem zero. Nestes casos podemos considerar que o modo é aproximadamente um modo de Hermite-Gauss de ordem zero.

Os modos de Hermite-Gauss podem ser descritos considerando-se que a parte real do índice de refração do guia de ondas do laser nas direções transversais x e y , seja uma função parabólica ⁽⁶⁰⁾ destas coordenadas.

A fig. (48) mostra, para um laser de homoestrutura a distribuição dos modos de Hermite-Gauss. Esta descrição usada por Zachos e Ripper pode ser generalizada considerando-se não uma distribuição quadrática da parte real do índice de refração, mas -

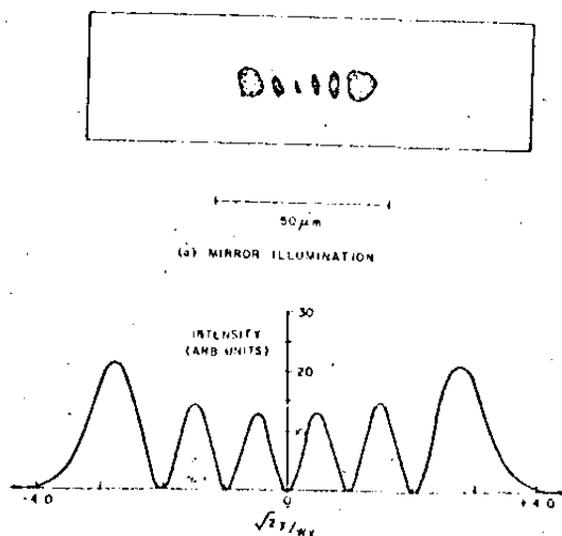


Figura.48- Modos de Hermite-Gauss de um laser.

uma distribuição quadrática do índice de refração complexo.

Assim sendo, os efeitos de ganho e/ou perda de um meio podem ser incluídos no comportamento do índice de refração.

Com esta generalização as soluções da equação de onda no guia de ondas do laser ainda são soluções de Hermite-Gauss, agora complexos.

Nash ⁽⁶¹⁾ mostrou que assumindo-se uma distribuição parabólica do índice de refração complexo, é possível, para os modos de Hermite-Gauss de ordem zero, se associar um degrau de índice de refração (parte real) da região ativa em relação às regiões vizinhas, provocado pelo ganho líquido da região ativa (veja Apêndice (IV)).

Para uma estrutura simétrica obtemos

$$\Delta N_g = \frac{\lambda}{8\pi} g \quad (5.3.22)$$

onde:

λ - comprimento de onda no vácuo da luz.

e os outros símbolos já foram definidos.

Neste trabalho, como iremos utilizar um guia de onda com uma estrutura de degraus de índice de refração entre a região ativa e as regiões passivas vizinhas, é do nosso interesse considerar as perturbações do índice de refração da região ativa através de ΔN efetivos.

Para o caso de estruturas assimétricas, desde que estejamos considerando modos de ordem zero, para os quais há na região ativa e suas vizinhanças um modo tipo Hermite Gauss; a aproximação de Nash para estruturas simétricas será utilizada como uma boa aproximação, e de muita simplicidade:

Deste modo consideraremos quando for necessário e de nosso

interesse que o ganho da região ativa produza um degrau efetivo - de índice de refração dado pela eq. (5.3.22) qualquer que seja a estrutura dos lasers. Desta maneira nos restringiremos aos casos de modos transversais de ordem zero, que por sua vez são os que - mais interessam.

Inclusive o modelo de guia de ondas que estamos usando - para calcular as perdas por difração de Anderson ⁽⁴⁶⁾ é válido para o modo fundamental do guia.

6- Resultados

6.1- Discussão introdutória

Passemos agora aos dados numéricos que obtemos com a nossa teoria, fazendo, antes, uma discussão necessária.

Embora este modelo que apresentamos seja a primeira tentativa de uma explicação de atrasos na emissão estimulada em lasers de semicondutor, e seus fenômenos correlatos, através de processos físicos comuns, os cálculos que ele requer, para uma descrição completa e que englobe detalhes, não são de todo simples.

Nos modelos anteriores a variação das perdas, responsáveis pela ocorrência de atrasos longos e demais fenômenos, como a sua saturação, eram uma função da injeção, do tempo, e da temperatura, de modo separado dos outros processos como ganho, perdas normais do laser etc.

No nosso modelo estes processos se encontram interligados, sendo dependentes, mesmo, de detalhes decorrentes do tipo de estrutura do laser. Poderíamos exemplificar isto, por exemplo, tomando a corrente limiar de um laser que apresente atrasos longos. Esta corrente será aquela para a qual o ganho supera as perdas, em um dado instante após o início do pulso de corrente. Como as perdas de um laser englobam as perdas por difração, e estas dependem do ganho, já que este participa do confinamento da luz, os cálculos deverão ser realizados, com estas grandezas sendo usadas em um processo auto-consistente.

A realização de cálculos assim, em nosso modelo, exige dados que ou não existem ou não são completos. Estes dados que não eram necessários aos primeiros modelos são cruciais para o nosso. Entre eles poderíamos citar como exemplo:

i-Índice de refração - não se tem nenhuma expressão para descrever, com confiança, o índice de refração para diferentes do-

pagens e temperaturas em função da frequência da luz que está se propagando.

No caso dos lasers de homojunção, por exemplo, até hoje não se definiu o que provoca as variações do índice de refração, na direção perpendicular ao plano da junção.

ii- ganho - a descrição do ganho com a injeção, dada na eq. (6.3.1), não incorpora a dependência desta grandeza com a frequência ou outros fatores. Esta dependência seria muito importante para podermos dar todos os detalhes dos dados experimentais numa teoria. Os dados de Rossi que discutiremos adiante são um exemplo disto como veremos.

Esta ausência de determinados dados está ligada à maneira como se analisa o comportamento dos lasers. Na fig. (49), vemos que a corrente limiar é descrita em função do comprimento do laser, supondo-se as suas perdas constantes. Neste trabalho vemos que não é correto agir deste modo, já que as perdas de um laser incluem as perdas por difração que são influenciadas pelos parâmetros do laser. Interpretações como aquelas que frizamos satisfazem às descrições que não abordam detalhes mais sutis dos lasers de semicondutores.

Um exemplo disto é o desprezo ao aquecimento da região ativa, nos lasers de GaAs, dentro de um pulso da ordem de 100 nseg, e que mostra-nos não ser um comportamento correto. É de se estranhar que isto venha sendo feito em pelo menos 10 anos de pesquisas com lasers de GaAs.

Chamamos ainda a atenção para as perdas por difração que só recentemente passaram a ser consideradas com mais acuidade dentro dos processos dinâmicos, como os que estamos tratando aqui.

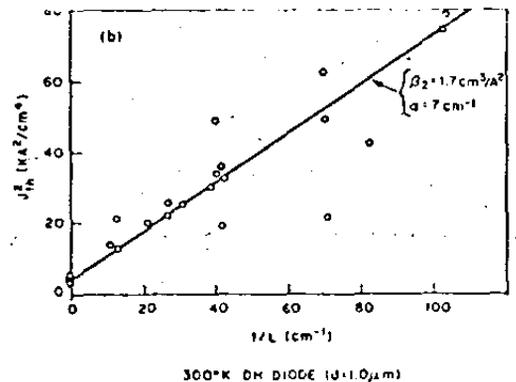


Figura.49- Corrente limiar vs o inverso do comprimento do laser para $T = 300K$. A linha reta mostra a dependência teórica da corrente limiar com o comprimento do laser.

Assim sendo apresentaremos cálculos que não podem ser o ponto final destes problemas que estamos estudando, mas que serão suficientes para mostrar a capacidade deste modelo em explicá-los.

Visando isto, faremos, quando necessário, por insuficiência de dados experimentais, aproximações que nos permitam apresentar dados numéricos confiáveis.

Nos concentraremos em lasers de heteroestrutura simples para aplicar o nosso modelo, embora a maioria dos dados sobre atrasos e demais processos tenham sido obtidos para homoestrutura por Ripper e cooperadores.

O motivo disto reside em dois fatos. Em primeiro lugar, os lasers de homoestrutura têm detalhes, como as descontinuidades efetivas no índice de refração, entre a região ativa e as regiões passivas que formam o guia de ondas, sobre os quais as incertezas são muito grandes. Alguns destes dados desnecessários aos outros modelos, são de muita importância para o nosso.

Salientamos um fato histórico. A transição dos diodos de homojunção para os de heteroestrutura dupla foi muito rápida devido às extraordinárias vantagens conseguidas neste tipo de laser, sobre os lasers de homoestrutura e heteroestrutura simples que foi um laser de transição entre os outros dois. Assim, as pesquisas com este tipo transitório de laser foram reduzidas. Isto se deve ao fato do interesse científico sobre os lasers estar intimamente ligado com as suas vantagens comerciais, uma vez que a quase totalidade das pesquisas em lasers de semicondutor se encontram na indústria. Assim poucos dados há sobre os fenômenos que desejamos estudar, nos lasers de heteroestrutura simples, embora seja nele onde os fenômenos em pauta são mais intensos.

Nos lasers de heteroestrutura dupla, em funcionamento

normal, os fenomenos envolvendo atrasos da emissão estimulada são quase irrelevantes.

No entanto, as características básicas do modelo são as mesmas para todos os tipos de lasers, e as variantes poderão ser satisfeitas quando levadas em consideração os detalhes que fazem diferir as estruturas destes dispositivos.

6.2 Resultados iniciais

Vamos agora apresentar os resultados obtidos com um cálculo gráfico, com uma descrição simples dos parametros requeridos. Embora seja uma descrição simples, esta maneira tem a vantagem de deixar bem claro o caminho físico que leva aos fenômenos ligados a atrasos longos, atrasos anormais e Q-switching.

Os resultados foram obtidos para um laser de heteroestrutura simples, cujos parametros estão indicados na fig. (50).

A descrição do ganho e das perdas normais de um laser foi feita através de dados de Ulmer e Hayashi (7), usando-se para o ganho a seguinte dependencia com a corrente :

$$g = \beta J^{2.5} \quad (6.2.1)$$

Nesta relação o expoente foi tomado, considerando-se um valor razoável para o intervalo de temperatura que usaremos nos cálculos. Definido o valor do expoente, o valor de β foi determinado de modo a satisfazer aos dados de perdas de um laser de heteroestrutura apresentado por Ulmer. O valor de β encontrado foi:

$$\beta = 1.58 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-1}/(\text{amp/cm}^2)^{2.5}$$

Os valores dos parâmetros, dados na fig. (50), foram tomados de valores típicos, encontrados na literatura.

Para os efeitos que afetam o índice de refração da região ativa tomamos os seguintes valores:

$$\delta N(n) = -Cn$$

$$C = A + B = 2.72 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$$

$$\delta N(g) = (\lambda/8\pi)g$$

$$\lambda = 0.85 \text{ } \mu\text{m}$$

$$\delta N = (\partial N/\partial T)(V(1-\eta)/\Gamma cd)J$$

$$\partial N/\partial T = 4 \times 10^{-4}$$

$$V(1-\eta)/\Gamma cd = 2468 \text{ K/seg.amp/cm}^2$$

$$\eta = 0.5$$

As figuras que apresentamos adiante mostram o comportamento do ganho e perdas normais (fig. (51)), e das perdas por difração (fig. (52)).

As perdas por difração foram obtidas usando os valores empregados por Crundorfer⁽³⁷⁾.

A fig. (53), mostra como se comporta em função da corrente e para alguns instantes dentro do pulso de corrente o batente de índice de refração que, praticamente, governa as perdas por difração. Na variação de δ estão incluídos os tres processos que nos assumimos que perturbam o índice de refração da região ativa. Nosso modelo supõe que os índices de refração das regiões passivas não são perturbados, desde que todos os processos considerados ocorrem dentro da região ativa.

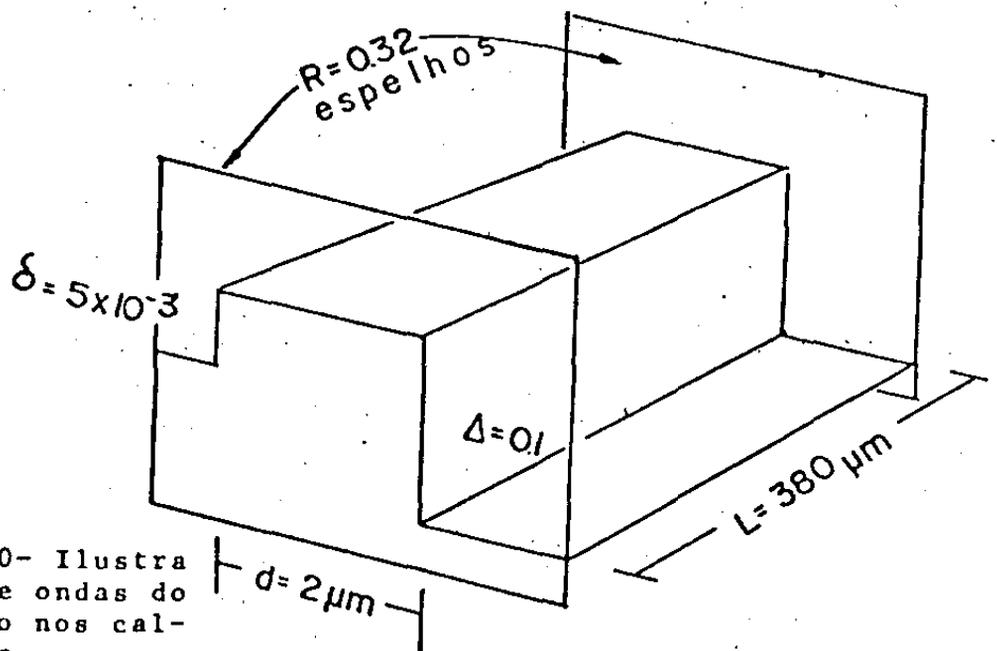


Figura.50- Ilustração do guia de ondas do laser SH usado nos cálculos gráficos.

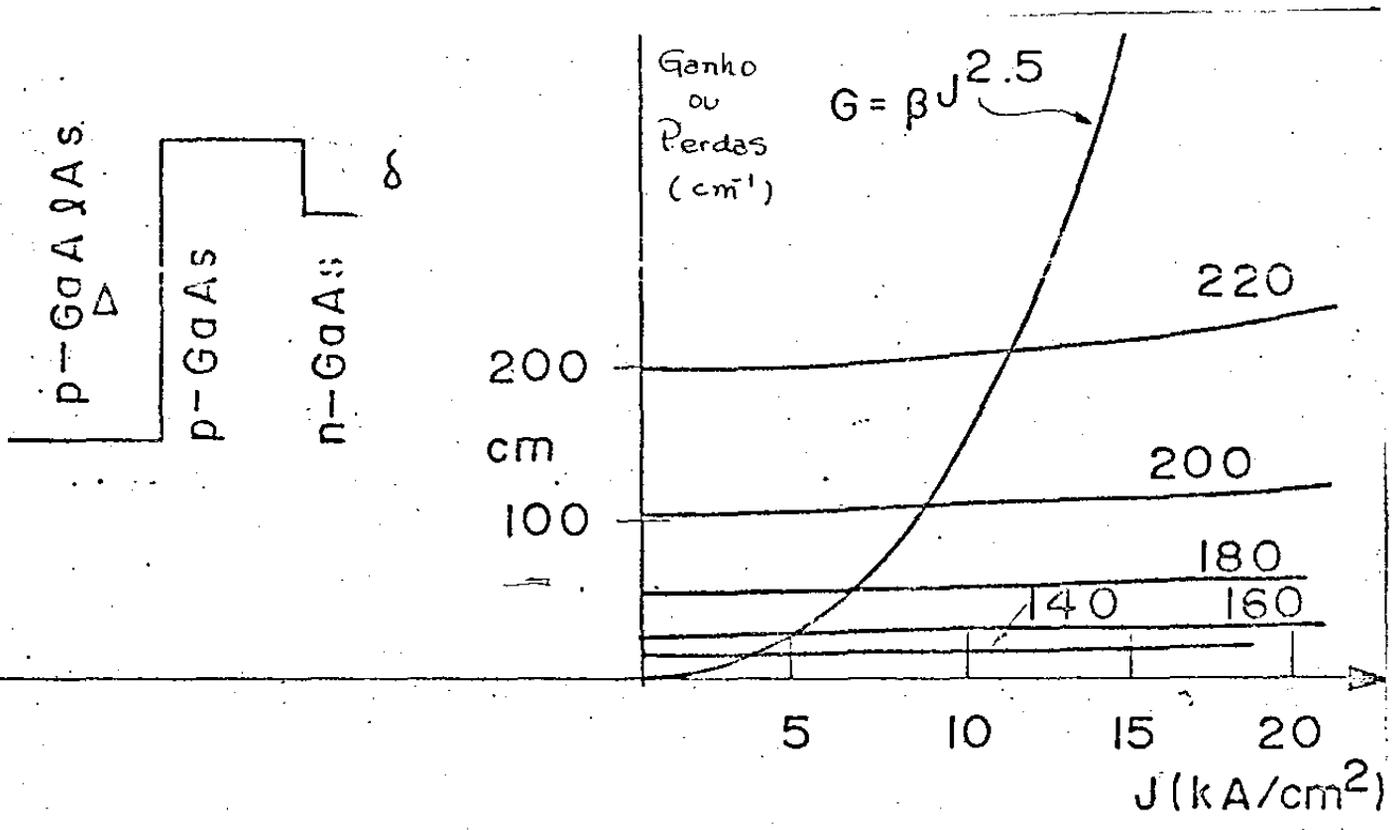


Figura.51- Comportamento do ganho e das perdas vs densidade de corrente para diferentes temperaturas.

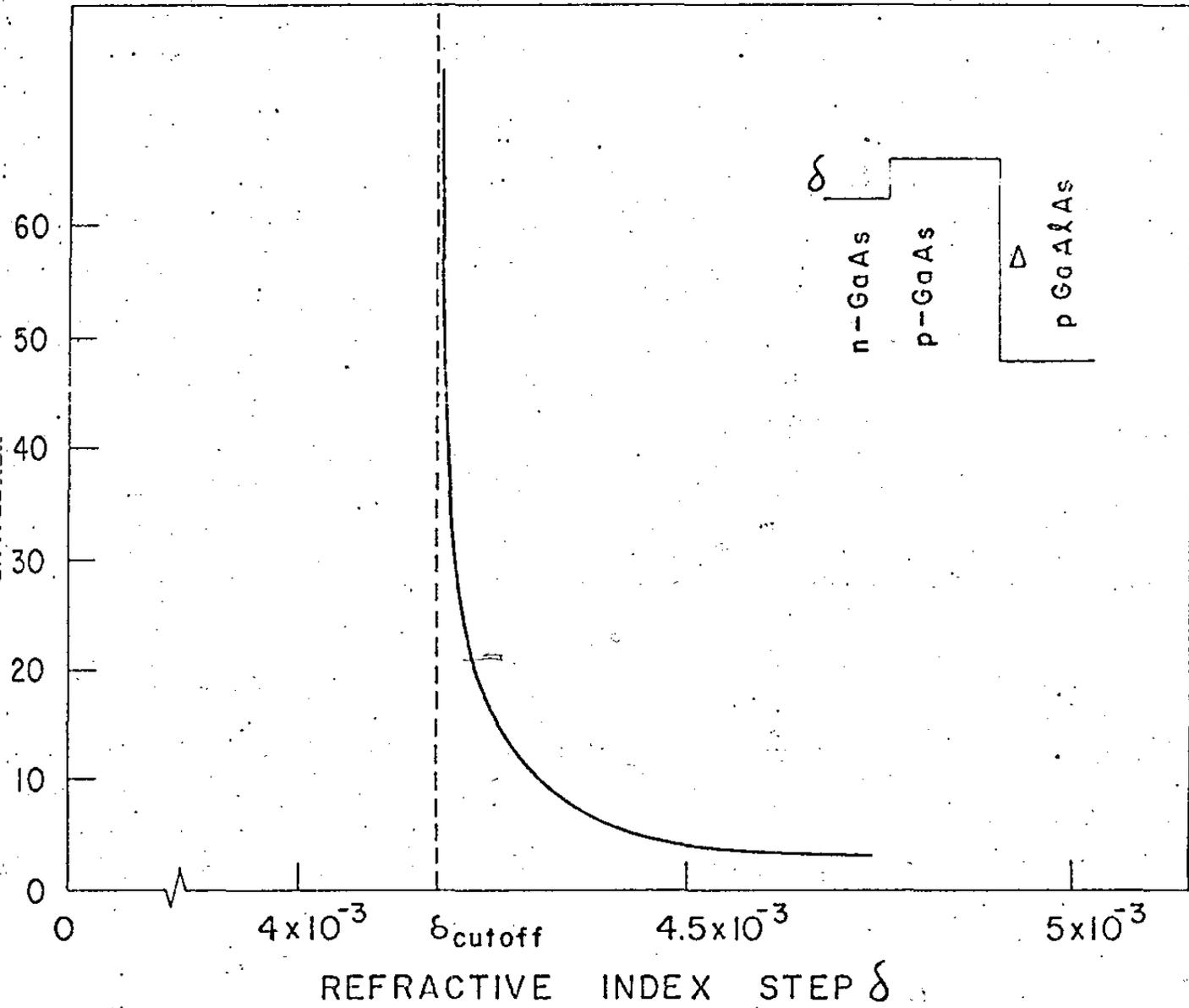


Figura.52- Variação das perdas por difração vs o menor batente de índice de refração dos que formam o guia de ondas.

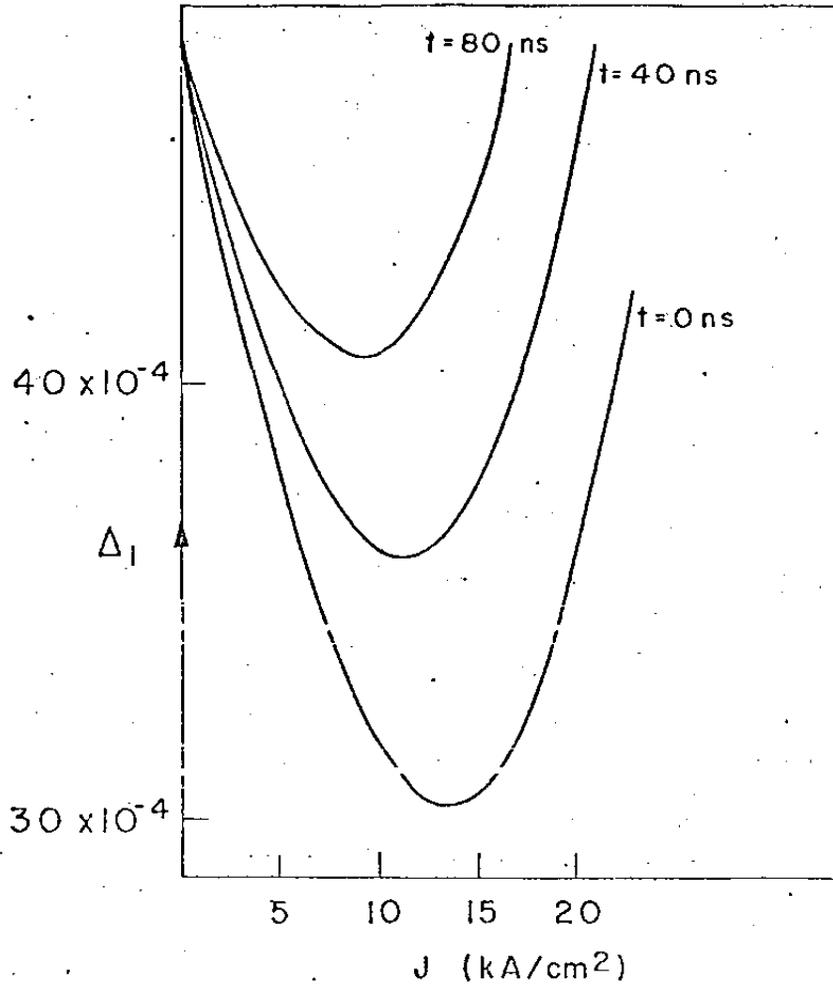


Figura.53- Variação do batente de índice de refração δ do guia de ondas de um laser SH em função da corrente e para alguns instantes durante o pulso de corrente.

Na fig. (53), vemos que o batente de índice de refração δ , com o aumento de corrente, diminui a princípio até um valor mínimo para depois aumentar. Na primeira etapa há o domínio do efeito que os portadores injetados provocam sobre o índice de refração, e na segunda etapa o aumento de δ se deve ao domínio do efeito do ganho.

Com estes tres gráfico sobre, ganho e perdas normais, perdas por difração, e o batente que governa as perdas por difração do guia do laser, podemos compor um gráfico, do qual tiraremos os dados numéricos. Na fig. (54), vemos este gráfico composto.

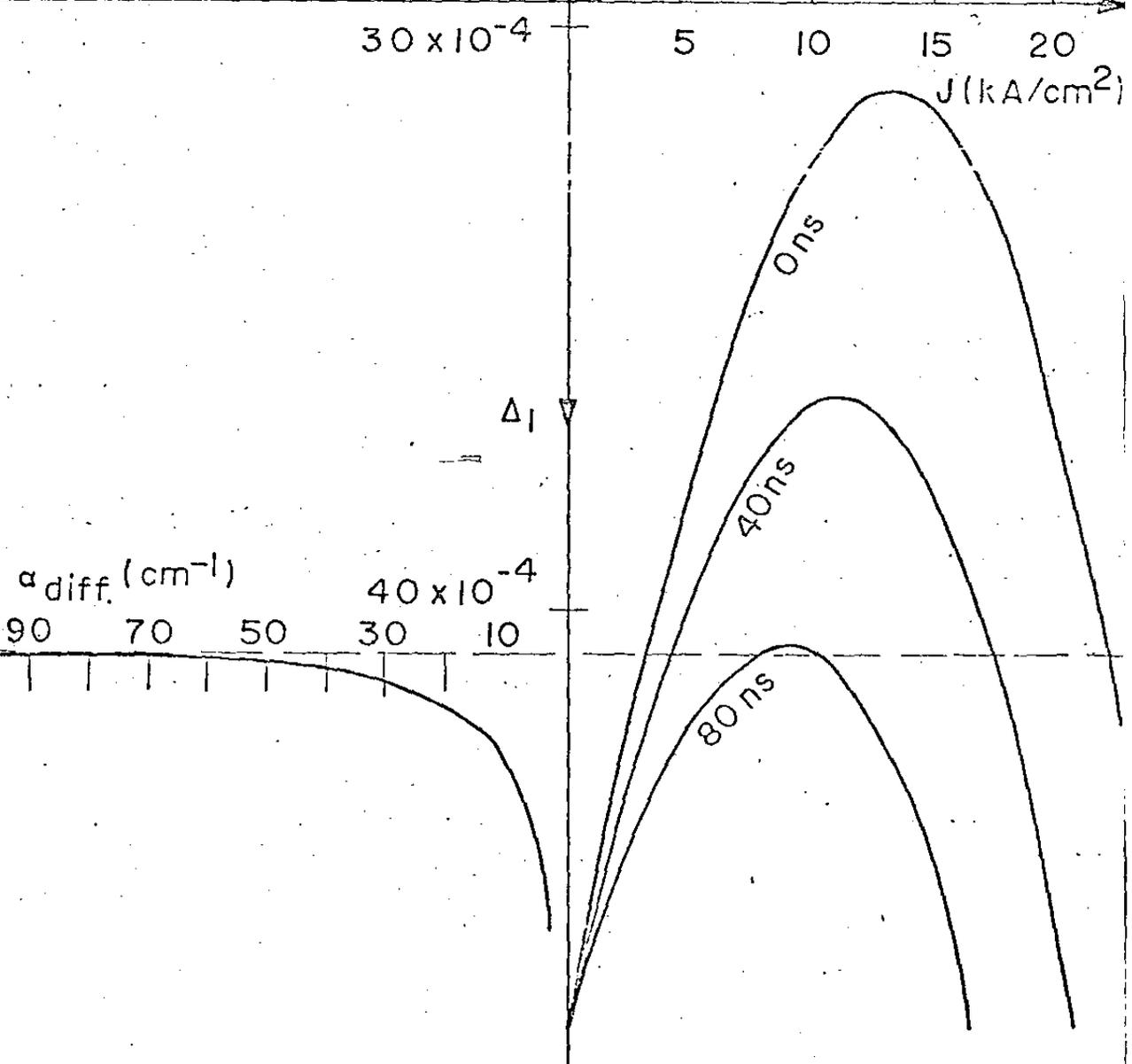
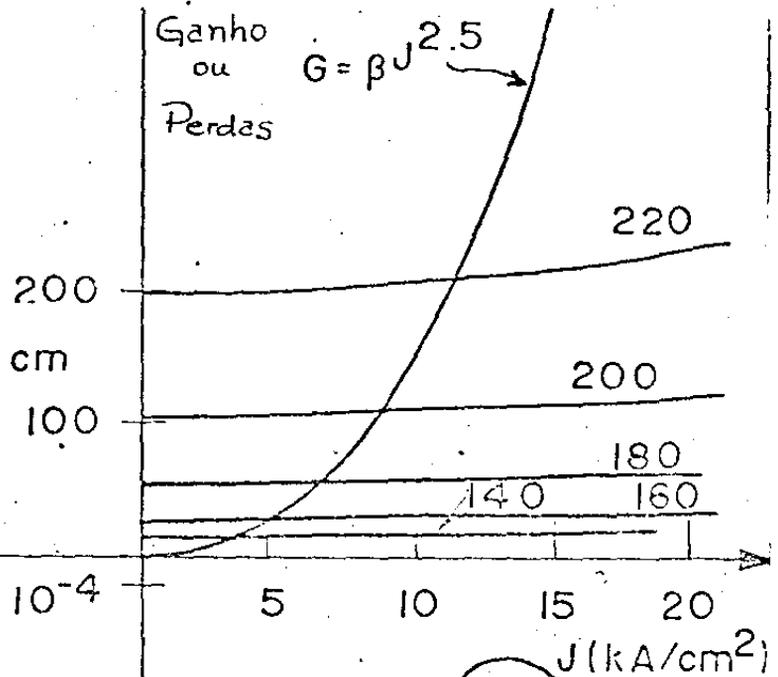
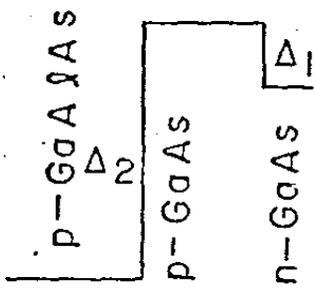


Figura.54- Gráfico composto, incluindo o comportamento de todas as perdas em um laser de semiconductor, ganho e o batente de índice de refração δ usados para obter os dados

6.2.1 Corrente limiar

Tomando o gráfico composto da fig. (54) calculamos a corrente limiar do nosso laser hipotético para algumas temperaturas. Esta corrente é a corrente em que o ganho se iguala às perdas totais do laser, isto é as perdas normais somadas às perdas por difração. Como se faz desde o início do estudo sobre atrasos esta corrente deve ser calculada para que haja o limiar do laser no final do pulso, no nosso caso 80 nsecs.

Os valores obtidos se encontram na fig. (55). Este modelo simples permite dados razoáveis para o intervalo de temperaturas entre 140 e 220 K.

Vemos que a curva tem as características apresentadas pelas curvas experimentais, que foram mostradas anteriormente, em particular as regiões em que há apenas emissão espontânea, emissão estimulada e a região de Q-switching.

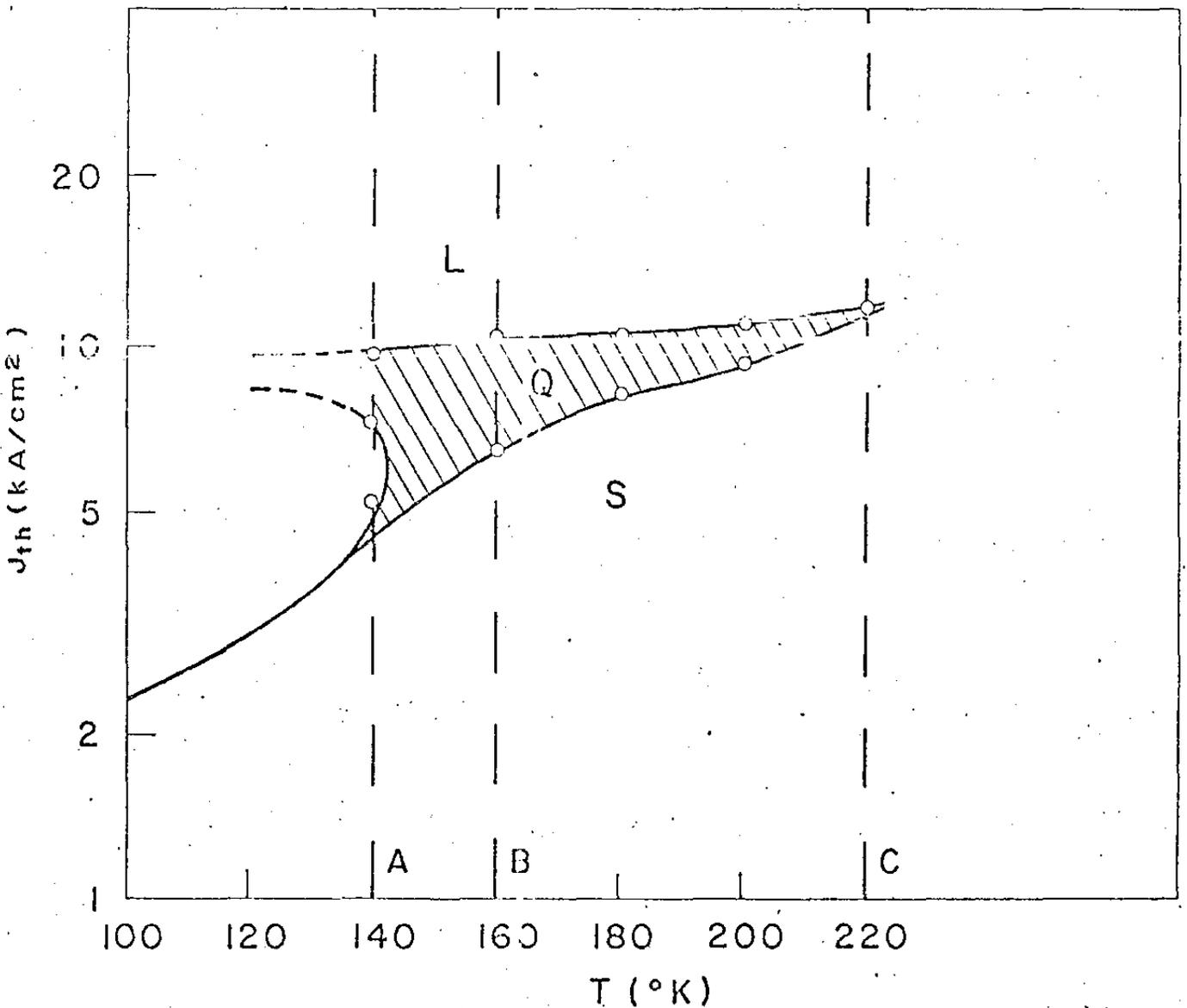


Figura.55- Densidade de corrente limiar, como uma função da temperatura. As regiões de emissão espontânea (S), lasing (L), e Q-switching (Q) estão indicadas na figura.

As linhas tracejadas indicam que neste s calculos a região de Q-switching se estende indefinidamente para temperaturas menores que 140K.

6.2.2 Atrasos

A seguir mostramos atrasos da emissão de luz estimulada, em função da corrente injetada no dispositivo, para as temperaturas de 140, 160 e 220K, e que correspondem na fig.(62), às retas A,B e C.

O processo físico envolvido neste caso está ilustrado na fig. (56), onde se vê a variação do batente de índice de refração δ durante o pulso de corrente, o que leva à variação das perdas por difração. Os resultados obtidos estão na fig. (57).

Nestes dados vemos atrasos que diminuem com o aumento da corrente até um valor mínimo para depois aumentarem com o aumento da corrente. Isto é o comportamento de atrasos que chamam de anormais. Se vê também que os atrasos anormais aumentam até atingir valores iguais ao tamanho do pulso de corrente, quando se inicia o limiar apenas após o final do pulso, ou seja Q-switching. Assim sendo Q-switching ocorre na região em que o tempo de atraso permanece igual à largura do pulso, Com o aumento ainda maior da corrente injetada vemos que os atrasos começam a diminuir, como vemos na curva B para correntes maiores que $1.7 J_{th}$.

Para a temperatura de 220 K, quando a região de Q-switching começa a desaparecer, o aumento de corrente leva sempre à diminuição dos atrasos, sendo atrasos longos normais.

A curva D na fig. (56) nos mostra como se comportariam os atrasos curtos, devido ao enchimento das bandas, segundo a teoria de Konnerth-Lanza (63).

Vemos que também aqui o nosso modelo permite obter as principais características dos atrasos, encontradas experimentalmente, e dentro de valores consistentes.

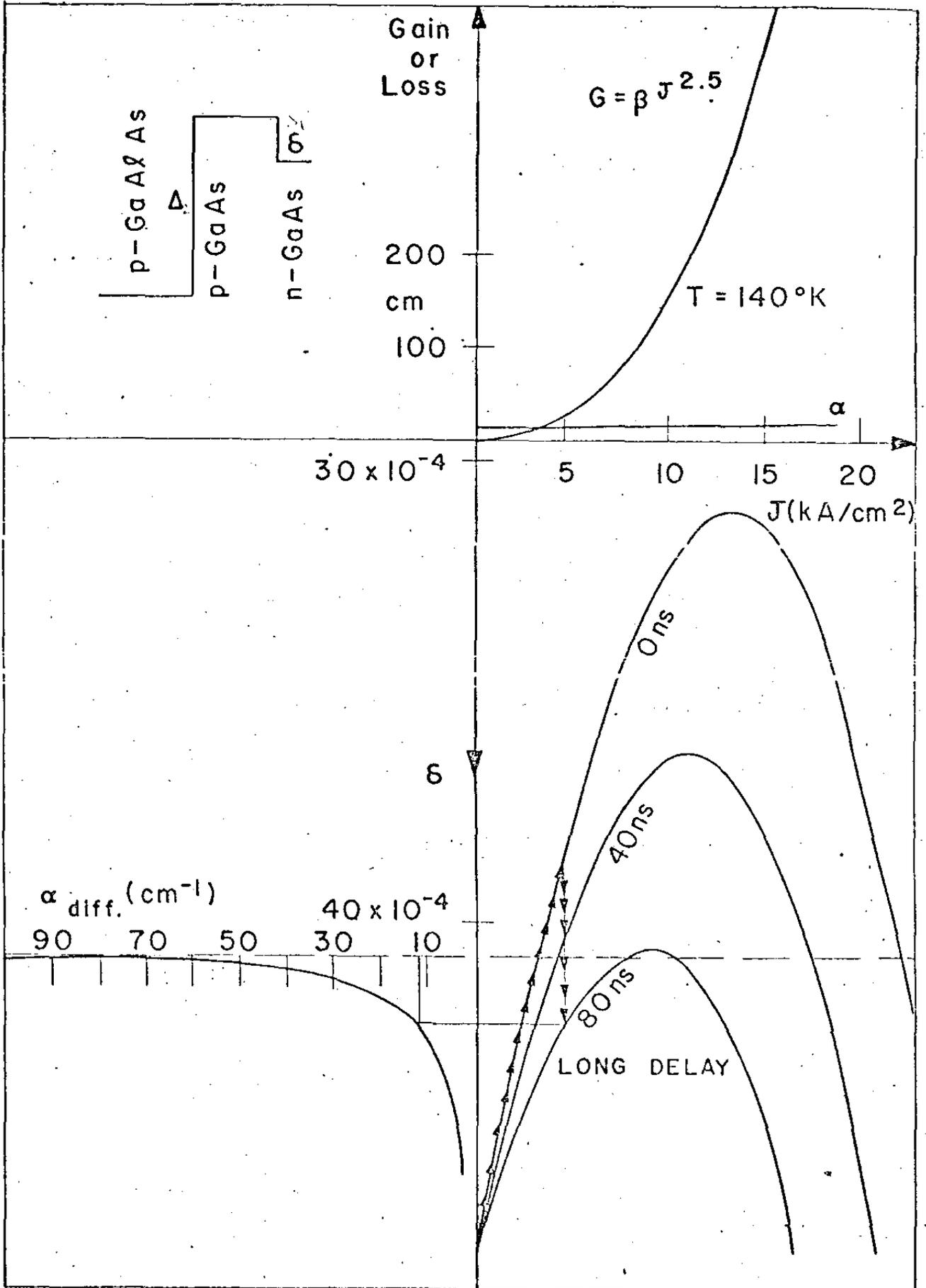


Figura.56- Gráfico que mostra a variação do batente de índice de refração menor no guia, durante o pulso de corrente a fim de causar atrasos longos.

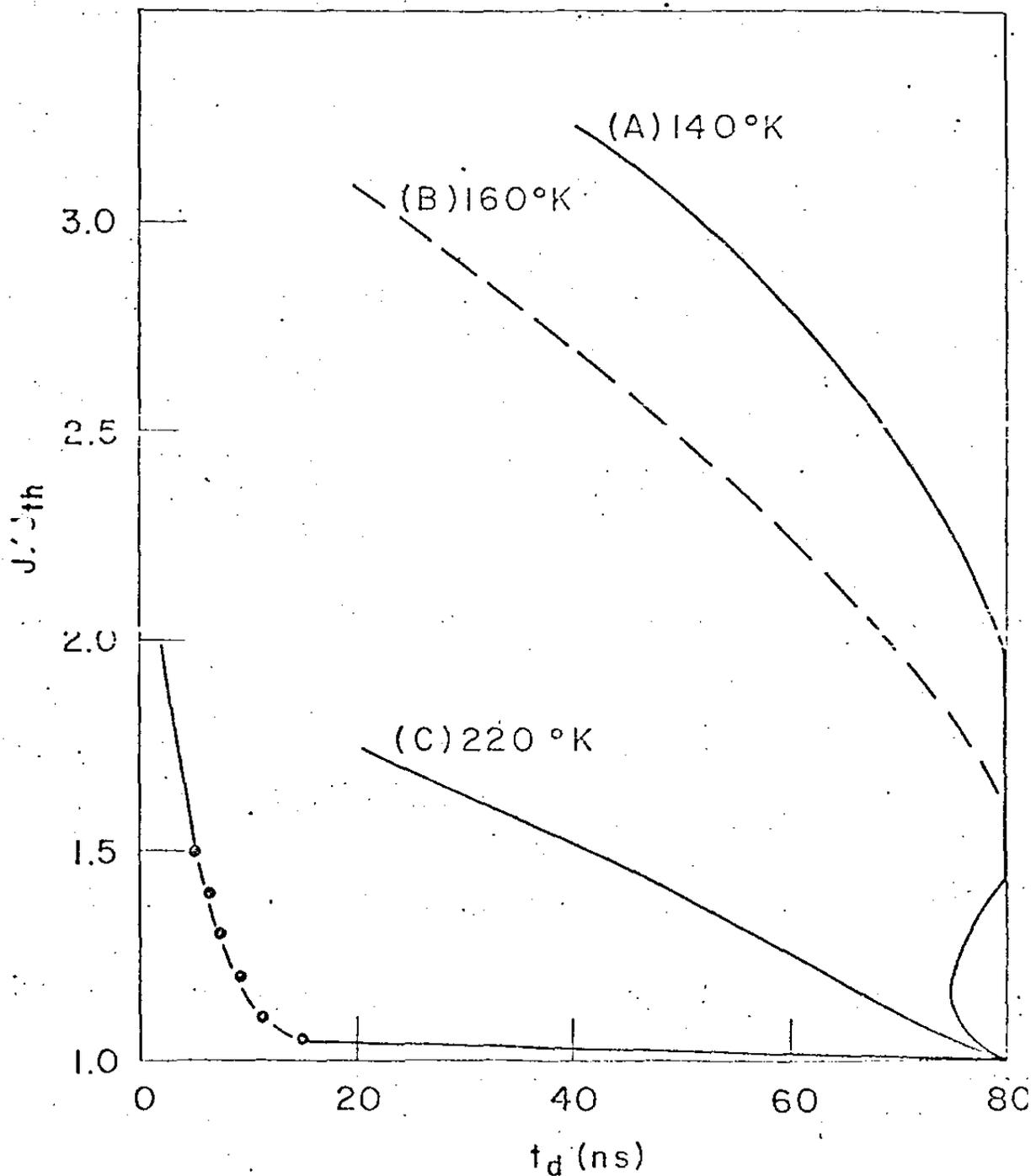


Figura.57- Variação dos atrasos com a corrente injetada para diferentes temperaturas. As curvas A,B,C correspondem aos pontos indicados na fig.(55). Curva A mostra atraso a normal e Q-switching. Curva B mostra Q-switching apenas. Curva C mostra atrasos longos normais. Curva D indicada na figura mostra o comportamento dos atrasos curtos com a corrente segundo o modelo de Konnerth-Lanza.

6.2.3 Qswitching

Se considerarmos a região em que não há emissão estimulada, segundo os dados anteriores, durante o pulso, deveremos ter o que chamamos de Q-switching, quando o ganho supera as perdas totais do laser. Tomando um decaimento exponencial para a concentração dos portadores na região ativa:

$$n = n_0 e^{-t/\tau_d} \quad (6.2.2)$$

onde τ_d é o tempo de decaimento, tomado como 1 nseg, e n_0 a concentração de portadores no final do pulso de corrente.

Com a diminuição dos portadores na região ativa, e assim do ganho, diminuem as perturbações não térmicas sobre o índice de refração desta região. As perdas por difração caem muito mais rápido do que o ganho, de modo que as perdas se igualam, durante a queda da população de portadores, se igualam ao ganho. Neste instante é possível haver a emissão estimulada. Como a temperatura, durante este intervalo de tempo, pode ser considerada a mesma que a do final do pulso de corrente, já que não houve tempo para variações térmicas as perdas por difração têm a sua redução intensificada.

Na fig. (58) temos a descrição em um gráfico, de como isto ocorre. Na fig. (59), vemos como se comportam, durante a queda de população de portadores, o ganho, as perdas normais e as perdas por difração e as perdas totais do laser. Estes dados foram obtidos para a corrente de 10 Kamp/cm².

Vemos que há uma estreita região de tempo em que o ganho supera as perdas. A largura desta região é de aproximadamente 160 pseg, que é um intervalo suficiente para que haja a emissão estimulada, desde que é muito maior que o tempo que a luz leva para percorrer todo o comprimento do laser pelo menos umas duas vezes. Ripper⁽¹⁷⁾ apresenta, em lasers de homojunção, pulsos de luz, em Q-switching, de 400 pseg, fazendo a ressalva de que estes tempos devem ser menores.

No caso ele se encontrava limitado pela seletividade, em tempo, do seu equipamento.

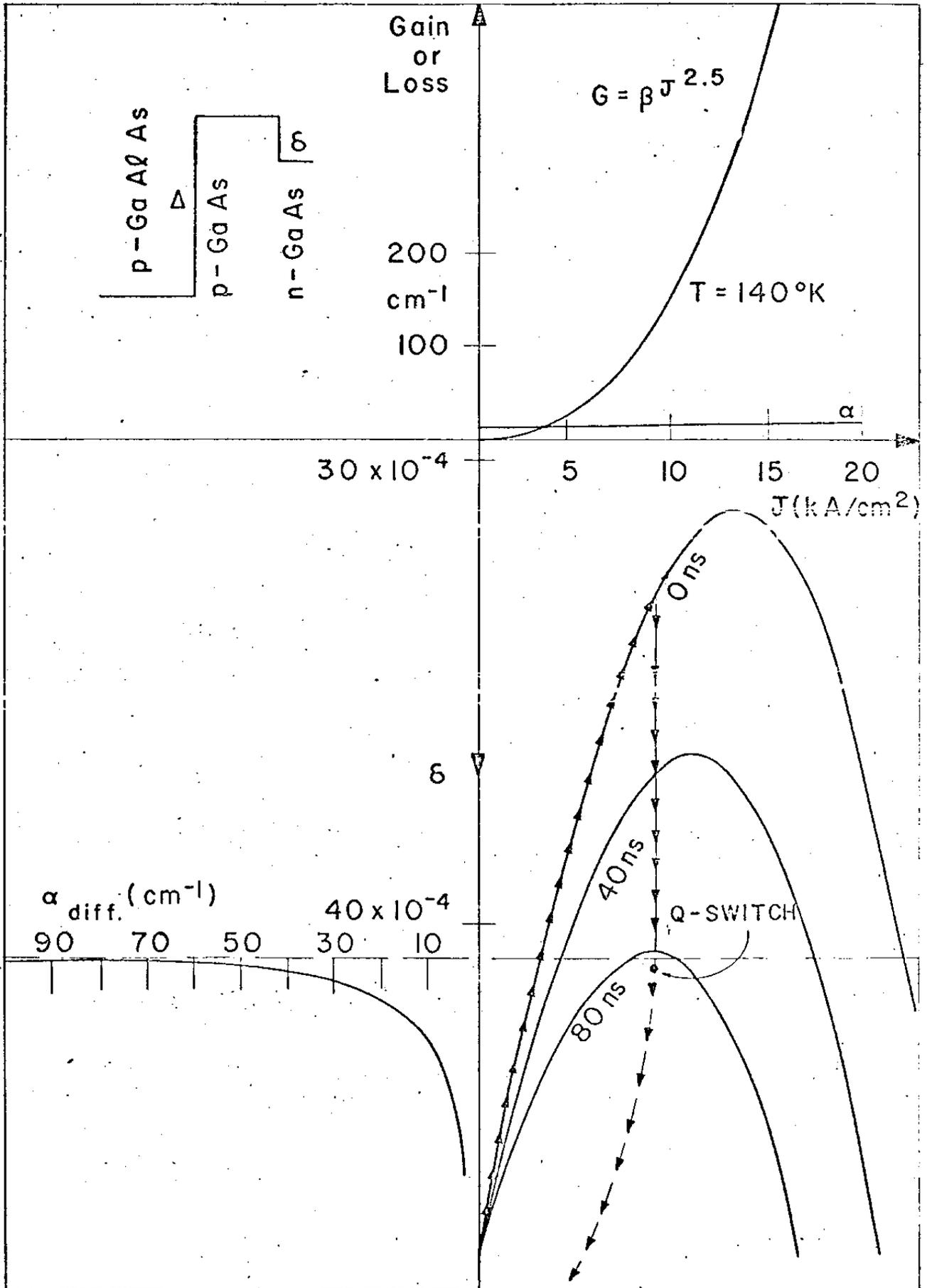


Figura.58- Gráfico mostrando como varia o batente de índice de refração δ de modo que provoca a ocorrência de Q-switching.

Desta maneira vimos que a nossa teoria é capaz de reproduzir os principais comportamentos da corrente limiar e atrasos que foram verificados experimentalmente, ainda que com uma descrição simples, e sem usar valores para os parâmetros que possam pô-lo em dúvida.

Sendo capaz de descrever atrasos longos normais e anormais e Q-switching, todos os demais processos correlatos como queda da emissão espontânea e comportamento bi-estável também o serão desde que são decorrência destes processos básicos.

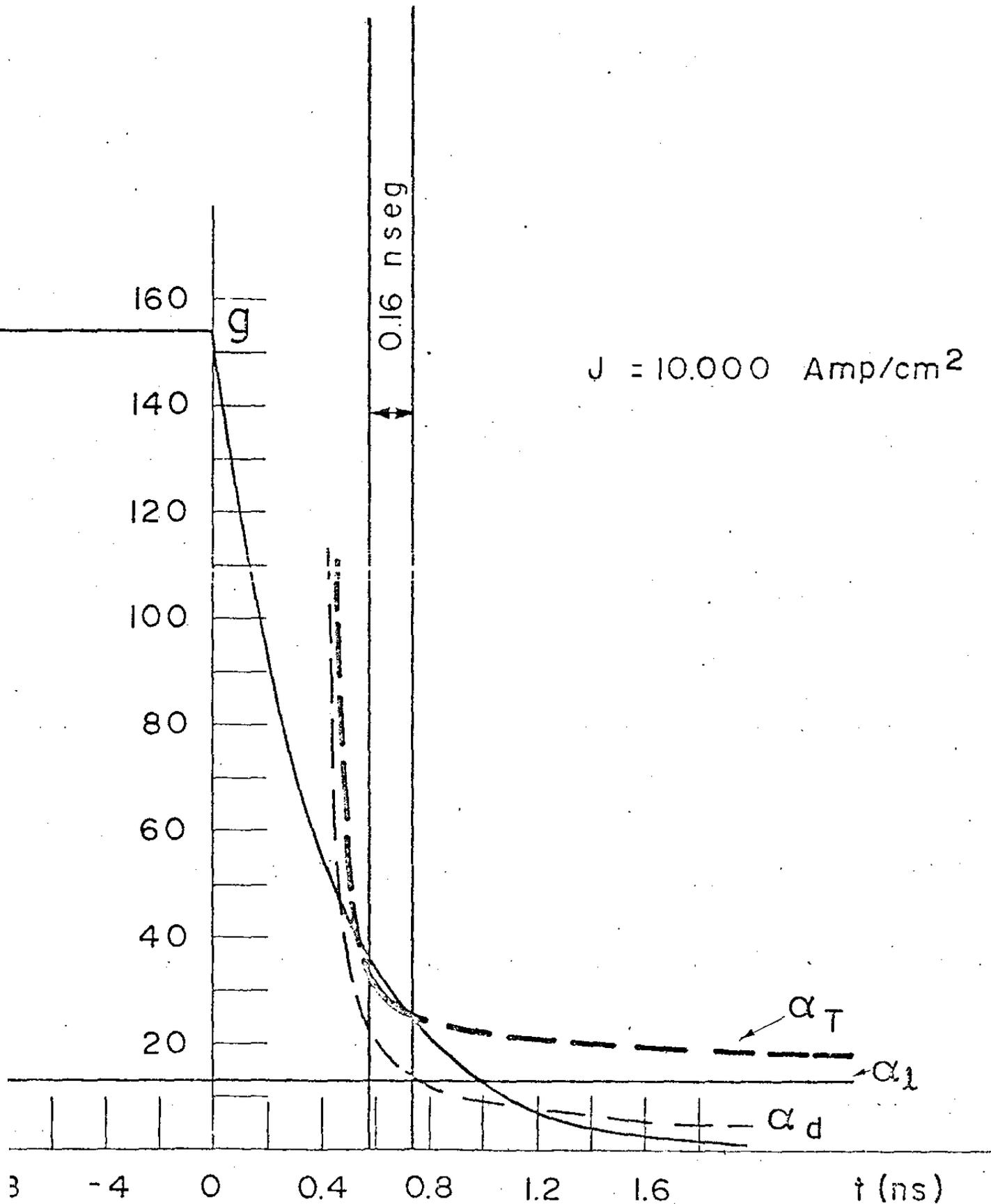


Figura.59- Variação das perdas normais do laser, perdas por difração, perdas totais e ganho após o término do pulso de corrente. Uma região de ~ 160 pseg apresenta o ganho maior que as perdas totais do laser, quando a emissão estimulada ocorre.

g -GANHO α_d -PERDAS POR DIFRAÇÃO

α_n -PERDAS NORMAIS α_T -PERDAS TOTAIS

6.3 Resultados em computador

Agora passemos aos cálculos realizados com computador, em que alguns detalhes adicionais são considerados.

Os processos que determinam o comportamento da nossa teoria são os mesmos do ítem anterior. As modificações básicas serão no ganho e nas perdas.

GANHO

A relação entre o ganho gerado na região ativa do laser e a densidade de corrente será do tipo:

$$g = \beta (J/d)^a \quad (6.3.1)$$

onde, agora, a e β parâmetros que dependem da temperatura, e a densidade de corrente é dividida pela largura da região ativa, desde que a que a dependência do ganho é de fato com a concentração de portadores injetados, ou a densidade de corrente nominal, definida por:

$$J_n = n e/\tau \quad (6.3.2)$$

Os parâmetros β e a foram determinados a partir dos dados teóricos de Hwang⁽⁵⁰⁾, onde o ganho foi calculado em função da densidade de corrente nominal. Estes dados estão apresentados na fig. (60).

Na tabela (6.3.1) estão dados os valores de a e β para algumas temperaturas.

$T(^{\circ}K)$	20	77	160	300
a	1.0	1.65	2.50	3.70
β	$1,66 \times 10^{-1}$	$3,36 \times 10^{-4}$	$2,83 \times 10^{-8}$	$1,59 \times 10^{-14}$

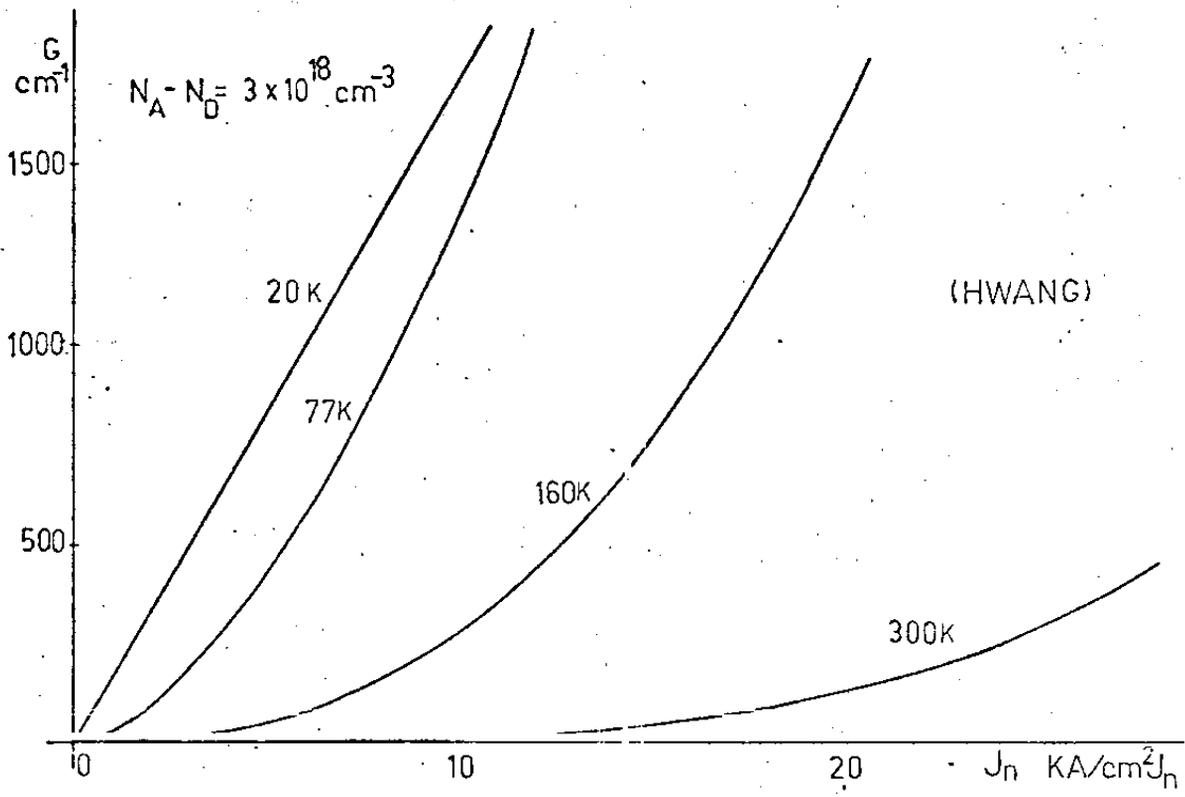


Figura.60- Ganho em função da corrente nominal para várias temperaturas, calculado por Hwang.

Visando os cálculos, tomamos expressões para a e β em função da temperatura.

Para a tomamos a expressão obtida por Goodwin⁽⁶³⁾

$$a = (1 + (K_b T / E_0)^2)^{1/2} \tag{6.3.3}$$

onde:

- K_b - constante de Boltzmann
- E_0 - parâmetro que toma em conta o efeito da cauda da banda devido a perturbações com a dopagem

Para que E_0 permita a esta equação, fitar os pontos da tabela (6.3.1) tomamos este parâmetro em função da temperatura como :

$$E_0 = 6.01 + 0.00886(T-160) \tag{6.3.4}$$

(mev)

para temperaturas dadas em Kelvin.

Na fig. (61) apresentamos o comportamento da eq. (6.3.4), comparando o com os valores obtidos de Hwang.

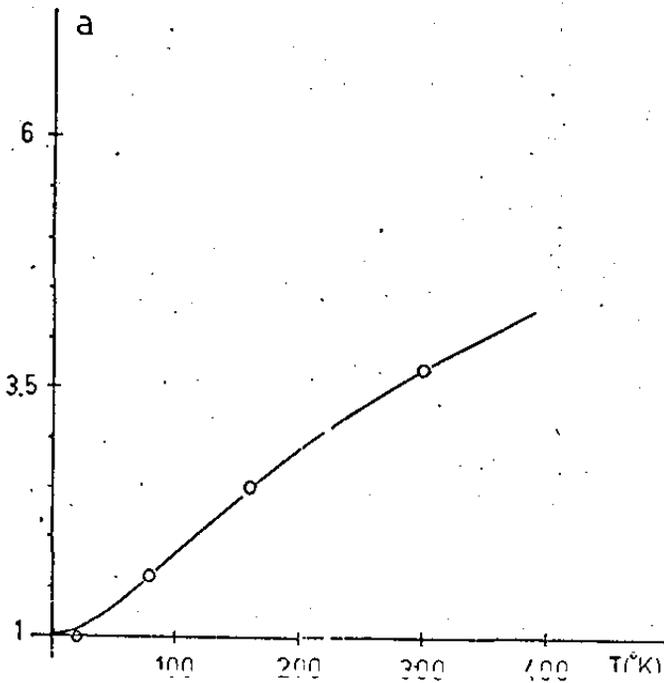


Figura.61- Parâmetro a em função da temperatura calculada pela equação empírica (6.3.3) onde E_0 é dado pela eq. (6.3.4). Os círculos indicam os valores de a obtidos dos dados de Hwang.

Para β tomamos a expressão:

$$\beta = 0.391 e^{-T/9.73} \quad (6.3.5)$$

Esta equação fita com boa aproximação os valores obtidos para este parâmetro a partir dos dados de Hwang.

Deste modo temos o ganho em função da temperatura, que numa expressão global seria:

$$g = (0.391 e^{-T/9.73}) (J/d) \left(1 + \left(\frac{k_B T}{6.01 + 0.00886(T-160)} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (6.3.6)$$

PERDAS

As perdas consideradas aqui neste cálculo, serão divididas em tres grupos importantes:

absorção por transmissão difração
portadores livres

As perdas devido aos portadores livres serão calculadas segundo a eq. (4.2.1). A variação destas perdas com a temperatura que ocorre devido apenas aos buracos, será aproximada por uma relação linear, em que a variação da secção de choque dos buracos com a temperatura fita os dois pontos dados na secção (4.2). Assim:

$$\sigma_p = 0.17 \times 10^{-17} + (T - 77) \cdot 1.928 \times 10^{-20} \quad (6.3.7)$$

As perdas devido aos portadores livres será então, aproximada por:

$$\alpha_p = 0.5 \times 10^{-17} n + (0.17 \times 10^{-17} + (T - 77) 1.928 \times 10^{-20}) p \quad (6.3.8)$$

onde p é dado por $n + (N_A - N_D)$

Lembramos que N_A e N_D são as concentrações de aceitadores e doadores na região ativa do laser.

As perdas por transmissão serão calculadas através da equação tradicional apresentada na secção (4.1)

As perdas por difração calculadas com o modelo do Anderson, como já apresentamos, são as perdas que determinam os processos de atrasos que estamos estudando.

Para que estas perdas sejam calculadas é necessário que se conheça os coeficientes de absorção nas regiões passivas que limitam o guia de ondas. Face às dificuldades em se ter estes coeficientes em função da frequência, nós consideraremos valores típicos, usados na literatura, sem dependencia da frequência da luz absorvida. Além de não tirar a teoria dos seus alvos, há muita disparidade entre os dados anunciados. Adiante, em lugar próprio anunciaremos os valores usados.

Como as perdas por difração são as responsáveis pelos resultados do modelo, apresentaremos o comportamento das perdas por difração para condições diferentes, incluindo todas as perturbações que ocorrem sobre o índice de refração da região ativa, no final de um pulso de 100 nseg. As perturbações foram calculadas com as expressões

obtidas no capítulo 5. Os valores dos parâmetros necessários serão dados nas figuras.

Na fig. (62), temos as perdas por difração, em função da densidade de corrente, para $T = 250K$, levando em consideração a variação da largura do guia de ondas. Estes cálculos como os demais usam a constante de proporcionalidade C , que descreve a perturbação do índice de refração pelos portadores, igual a 6.5×10^{-21} . Quando não citado, os demais parâmetros têm os valores usados nos cálculos anteriores. Acrescenta-se aqui o valor dos coeficientes de absorção nas regiões passivas, tomados: $\alpha_1 = 50 \text{ cm}^{-1}$ e $\alpha_2 = 300 \text{ cm}^{-1}$.

Na fig. (63), para a mesma temperatura de $250K$, temos o comportamento das perdas por difração para diferentes valores da descontinuidade maior do índice de refração, entre as regiões ativa e passivas. Na fig. (64), temos a influência da descontinuidade menor. Facilmente se percebe que esta última governa a intensidade das perdas por difração. Outro fato que vemos é a diminuição da assimetria para este par de coeficientes de absorção, diminui as perdas por absorção.

Em último lugar apresentamos a variação das perdas por difração para frequências diferentes. Neste cálculo a influência da frequência do modo guiado sobre o ganho, não foi considerada.

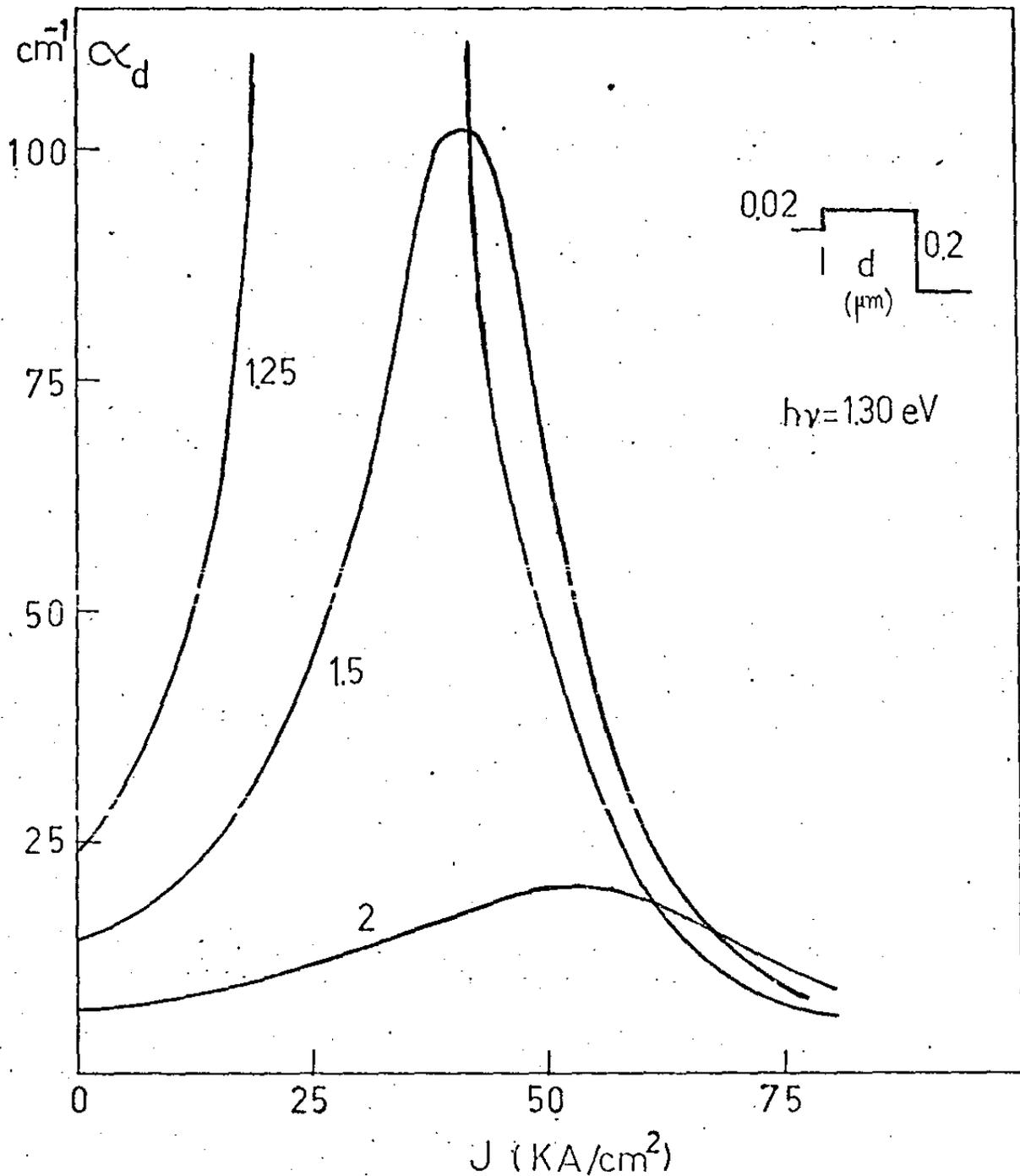


Figura.62- Perdas por difração calculadas para lasers SH vs corrente para diferentes larguras do guia de ondas incluindo a perturbações consideradas por nossa teoria sobre o índice de refração da região ativa. As perdas foram calculadas no fim de um pulso de corrente de 100 nseg a uma temperatura de 250K.

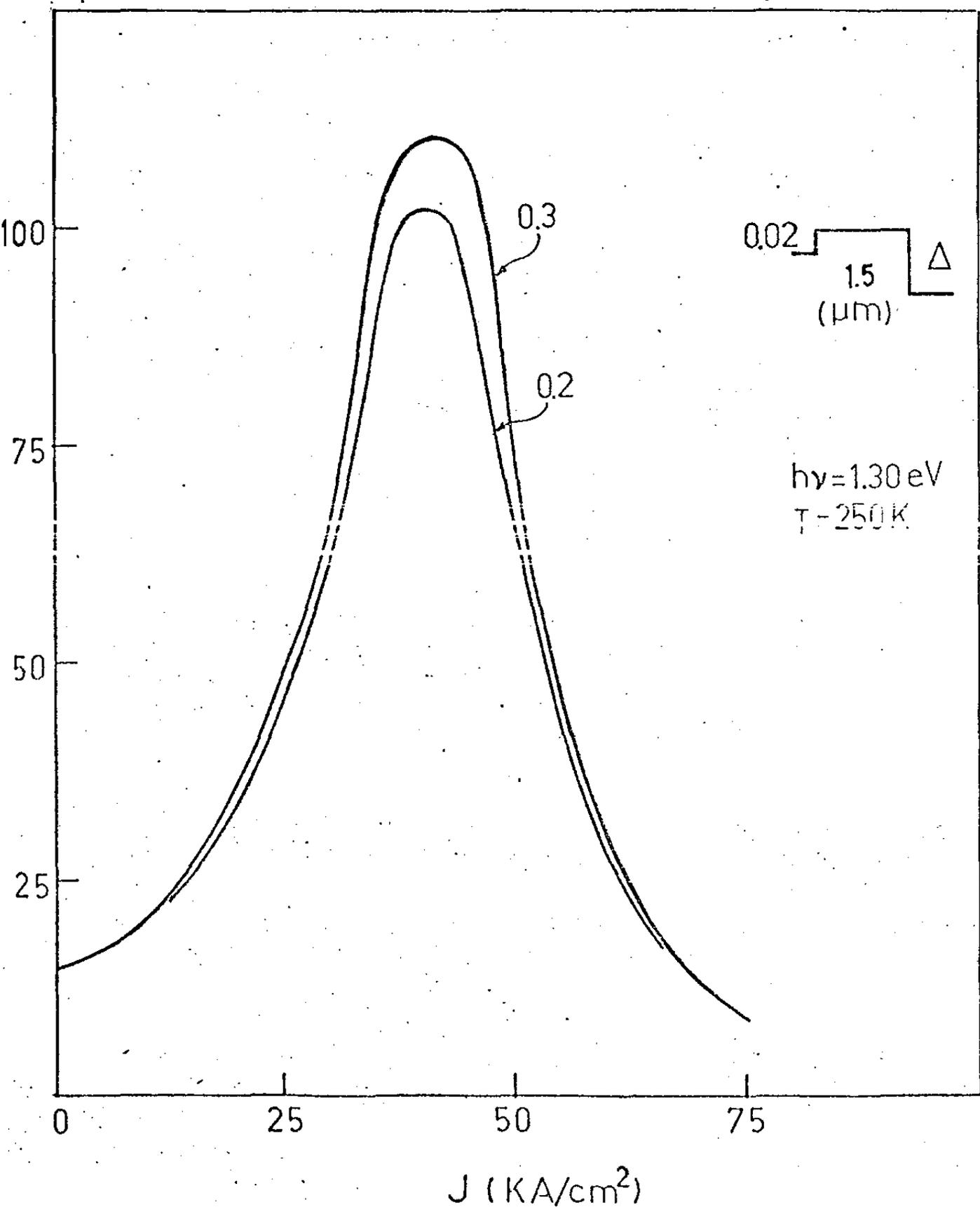


Figura.63- Perdas por difração calculadas em nossa teoria pra lasers SH vs corrente para dois valores do maior batente de índice de refração que forma o guia de ondas. Os calculos foram feitos no fim de um pulso de 100 nseg, incluindo as mesmas perturbações mencionadas na fig. (62).

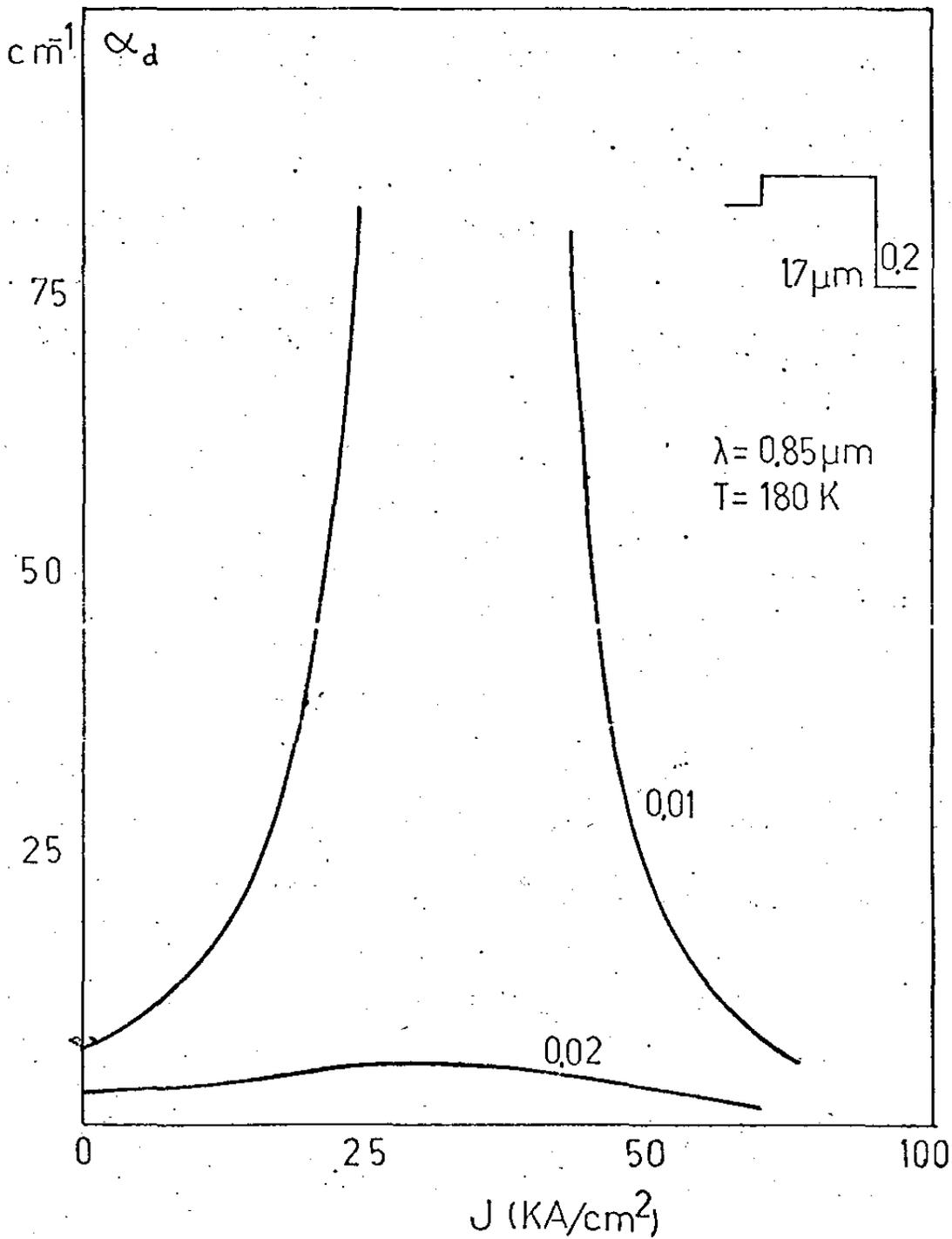


Figura. - Perdas por difração vs densidade de corrente para dois valores diferentes do menor dos batentes de índice de refração que formam o guia de ondas.

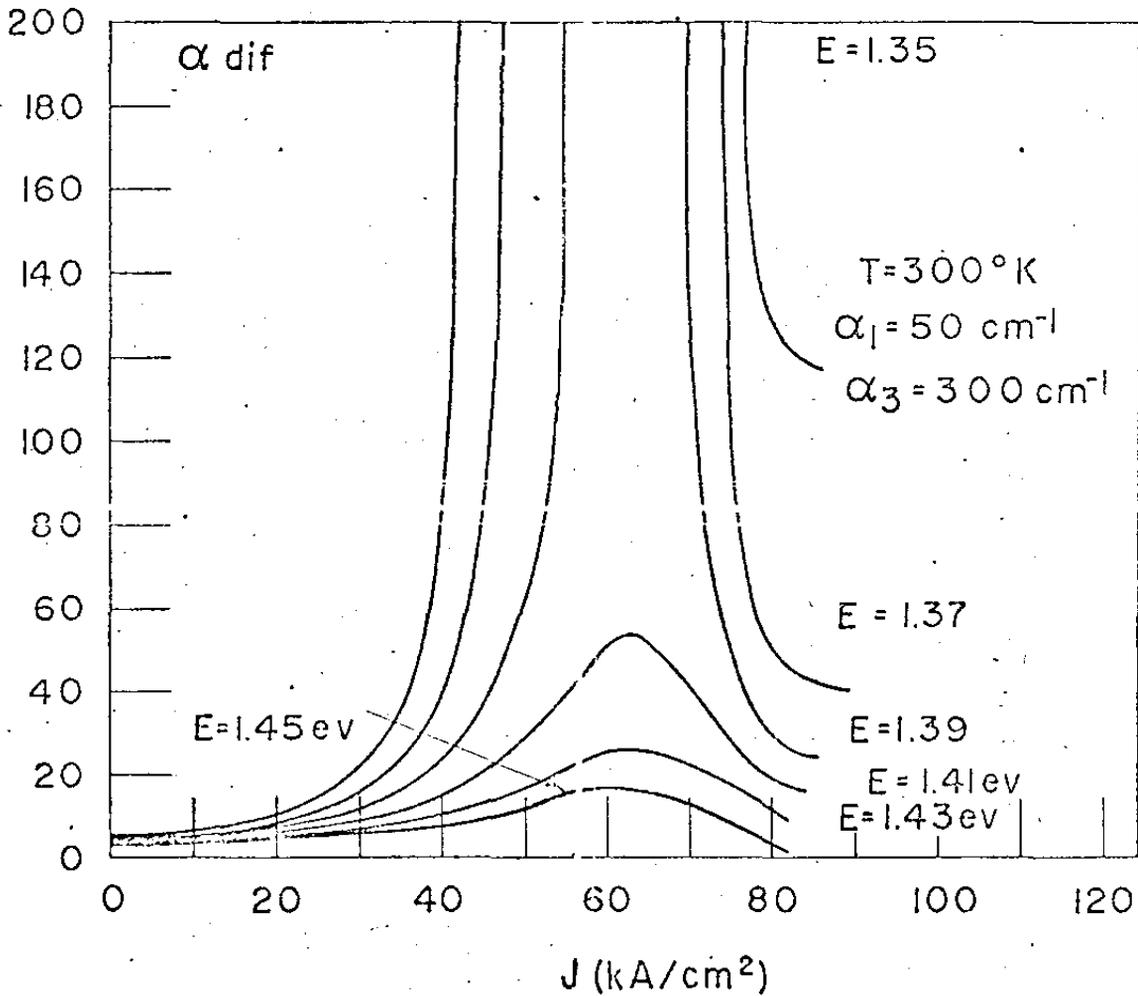


Figura.65- Perdas por difração calculadas em função da corrente injetada para varios valores de energia da luz guiada pelo guia de ondas de um laser SH, incluindo as perturbações sobre o índice de refração usadas em nossa teoria. As perdas foram calculada para a temperatura de 300K. A largura do guia é de $1.7\ \mu\text{m}$.

6.3.1 Corrente limiar

Na fig. (66), apresentamos a corrente limiar de um laser de heteroestrutura simples, com as suas características indicadas na própria figura, em função da temperatura, para um modo de comprimento de onda igual a $0.85 \mu\text{m}$.

Vemos nesta figura que a curva da corrente limiar apresenta as regiões características, de emissão espontânea, estimulada e de Q-switching. Além do mais não há aquela região de Q-switching, observada no cálculo gráfico, para baixas temperaturas.

Nas páginas seguintes estão apresentadas algumas curvas de corrente limiar, para diodos de heteroestrutura simples em que alguns parâmetros, em relação aos dados na fig. (66), foram alterados, embora usando a mesma frequência para a luz no guia de ondas.

Os dados sobre a corrente limiar foram calculados para o fim de um pulso de corrente de 100 nseg. quando o ganho (g) se igualava às perdas totais (α_T). As perdas por difração que estão incluídas nas perdas totais, foram calculadas incluindo os três efeitos que perturbam o índice de refração da região ativa, segundo a nossa teoria. Entre eles se encontra o guiamento pelo ganho.

Deste modo, a corrente limiar obtida é aquela para a qual $g = \alpha_T$ com $\alpha_T = \alpha_T(\dots g \dots)$.

Assim sendo, as perturbações sobre o ganho, ou sobre as perdas, se influenciam mutuamente, não sendo grandezas independentes, e a densidade de corrente limiar deve ser obtida de modo consistente com estas interdependências, como fizemos para os dados que calculamos neste trabalho. Isto é algo de muita importância, porque se tomava para o cálculo do ganho que determinava a corrente limiar de um laser, as perdas como sendo algo fixo, independente do ganho.

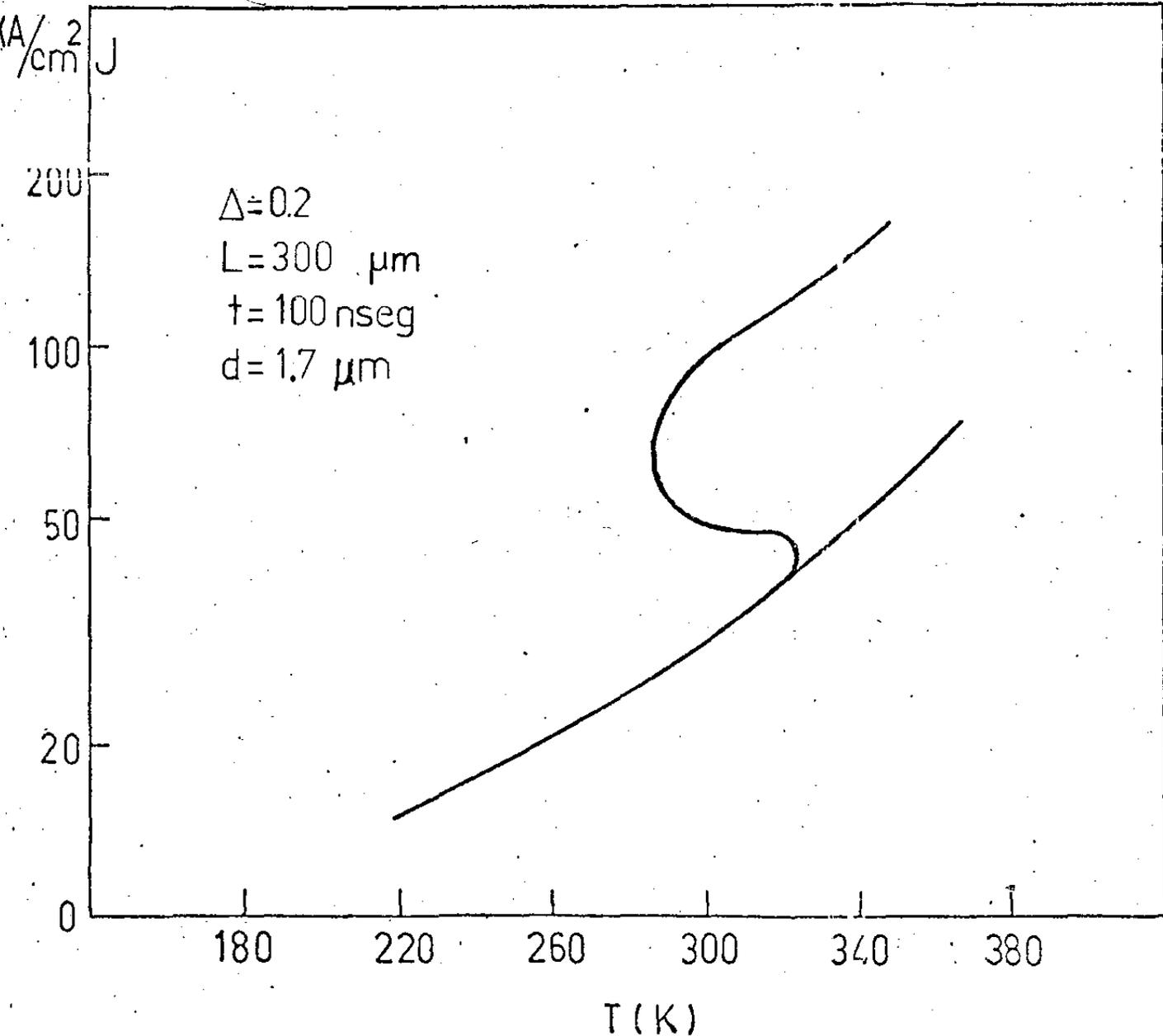
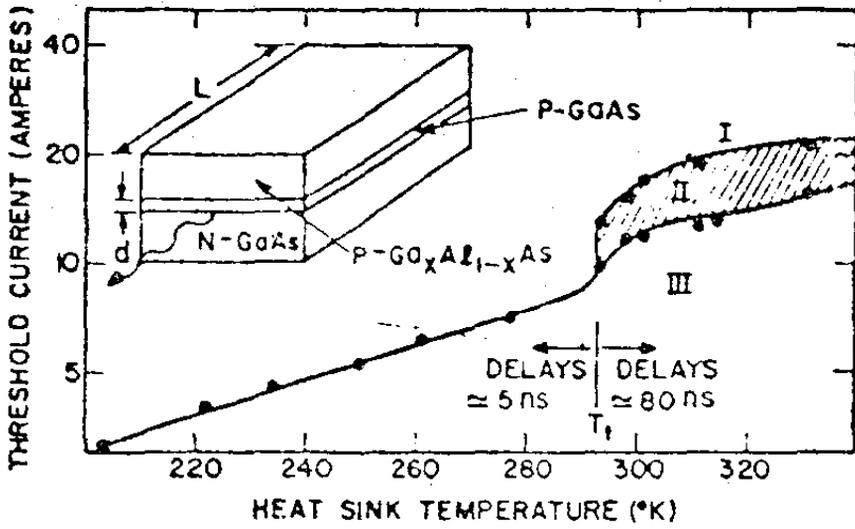


Figura.66- Corrente limiar vs temperatura para um laser SH. Acima apresentamos dados experimentais de Ulmer da corrente limiar de lasers de SH.

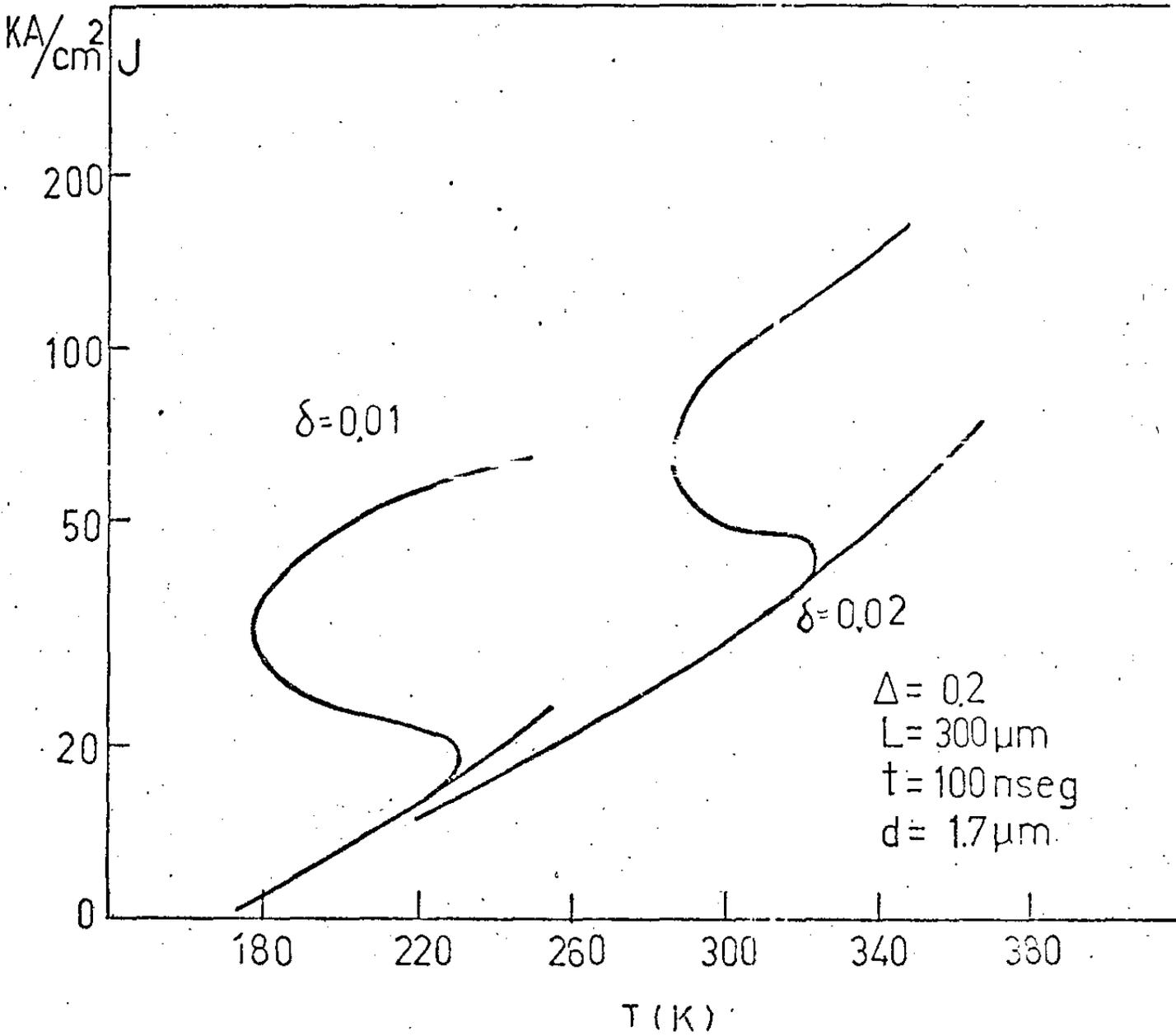
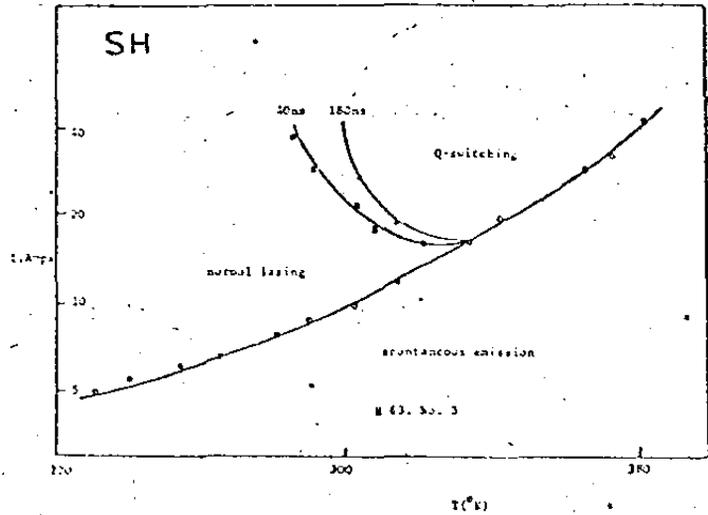
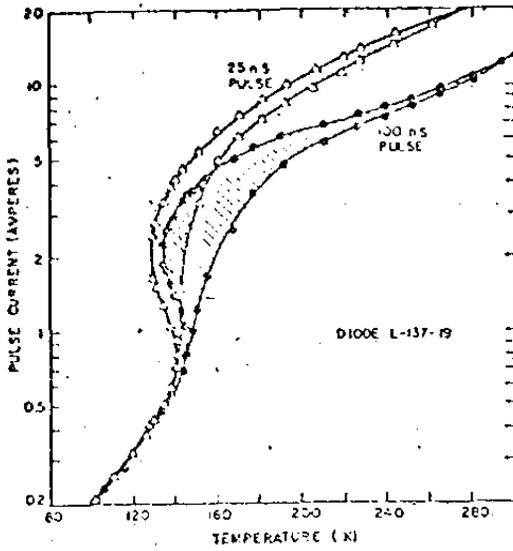


Figura.67- Corrente limiar vs temperatura para lasers SH calculada com nosso modelo para dois batentes δ iniciais.



$\text{KA/cm}^2 \text{ J}$

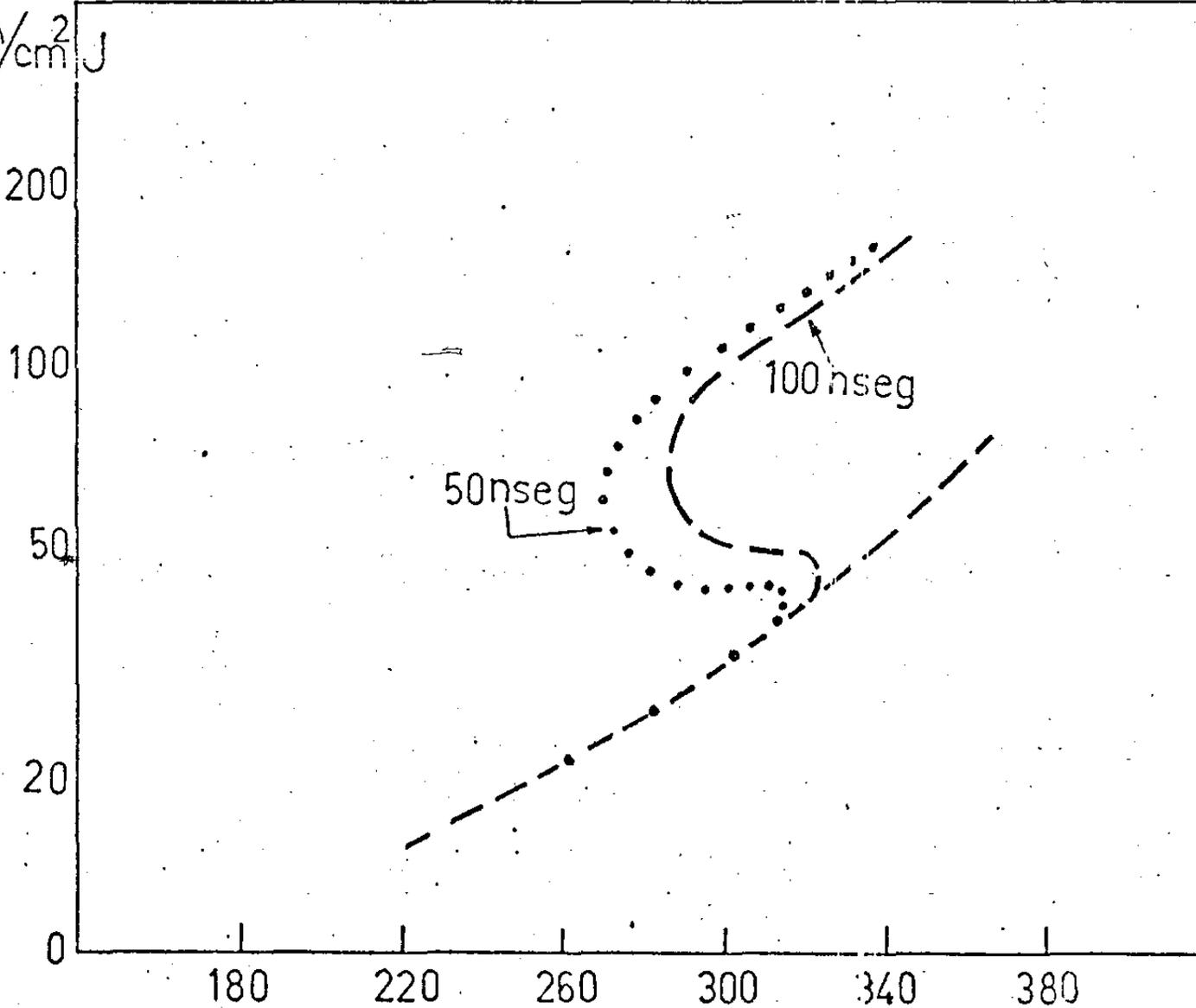


Figura.68- Corrente limiar vs temperatura para lasers SH calculada por nosso modelo para pulsos de largura diferentes. Dados semelhantes obtidos experimentalmente para lasers HJ e SH são apresentados.

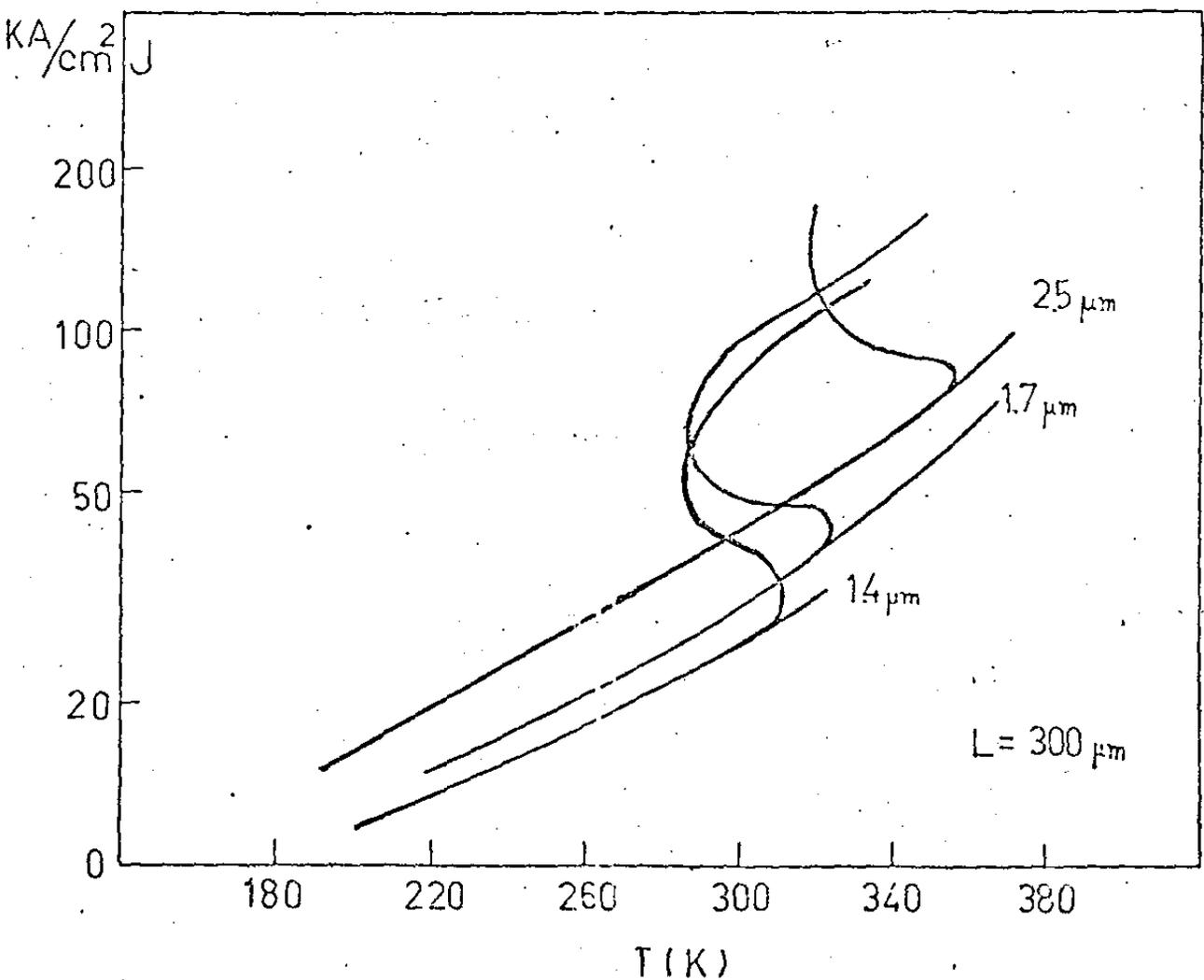
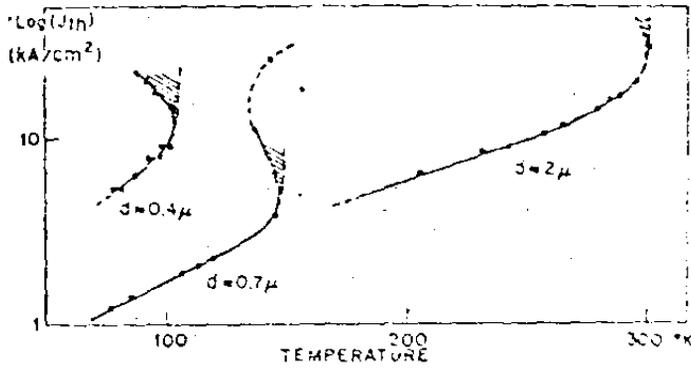


Figura.69- Corrente limiar vs temperatura para lasers SH calculada por o modelo para lasers com regiões ativas de diferentes larguras.

6.3.2 Atrasos

Tomando o laser, cuja corrente limiar em função da temperatura, está indicada na fig. (70), calculamos os atrasos da emissão de luz estimulada, para diferentes temperaturas, indicadas na figura. Lembramos que a corrente limiar considerada na ordenada da figura é a menor corrente para o qual o laser emite luz estimulada, no final do pulso, sem estar em regime de Q-switching.

Apresentamos os dados experimentais obtidos com diodos de homojunção por Ripper (26) a fim de se fazer uma comparação. Infelizmente não há dados deste tipo em lasers de heteroestrutura simples por ausência de medidas.

Vemos que os dados fornecidos por nossa teoria mostram as mesmas características, como por exemplo os atrasos anormais, que aumentam com o aumento de corrente. Observando esta figura e a fig. (71), vemos que este tipo de comportamento começa a ocorrer a partir da temperatura em que as perdas por difração começam a se tornar importantes entre as demais perdas do laser.

Queremos destacar dois fatos aqui. O primeiro é o pequeno intervalo de temperatura em que ocorre a transição de atrasos longos anormais para Q-switching, nos lasers de homoeestrutura, como mostra os dados de Ripper. Nos nossos dados este intervalo se mostra maior. Se entretanto compararmos com os dados sobre atrasos longos apresentados por Adams, vemos que isto é algo peculiar a este tipo de estrutura. É neste tipo de laser em que as perdas por difração são mais intensas, em face da forte assimetria que ocorre no seu guia de ondas. Já nos lasers de homojunção a assimetria do guia de ondas é muito menor diminuindo o comportamento abrupto e intenso que se verifica em lasers de heteroestrutura simples.

O segundo fato, é a rápida queda dos tempo de atrasos após o laser sair do regime de Q-switching, com o aumento da corrente injetada.

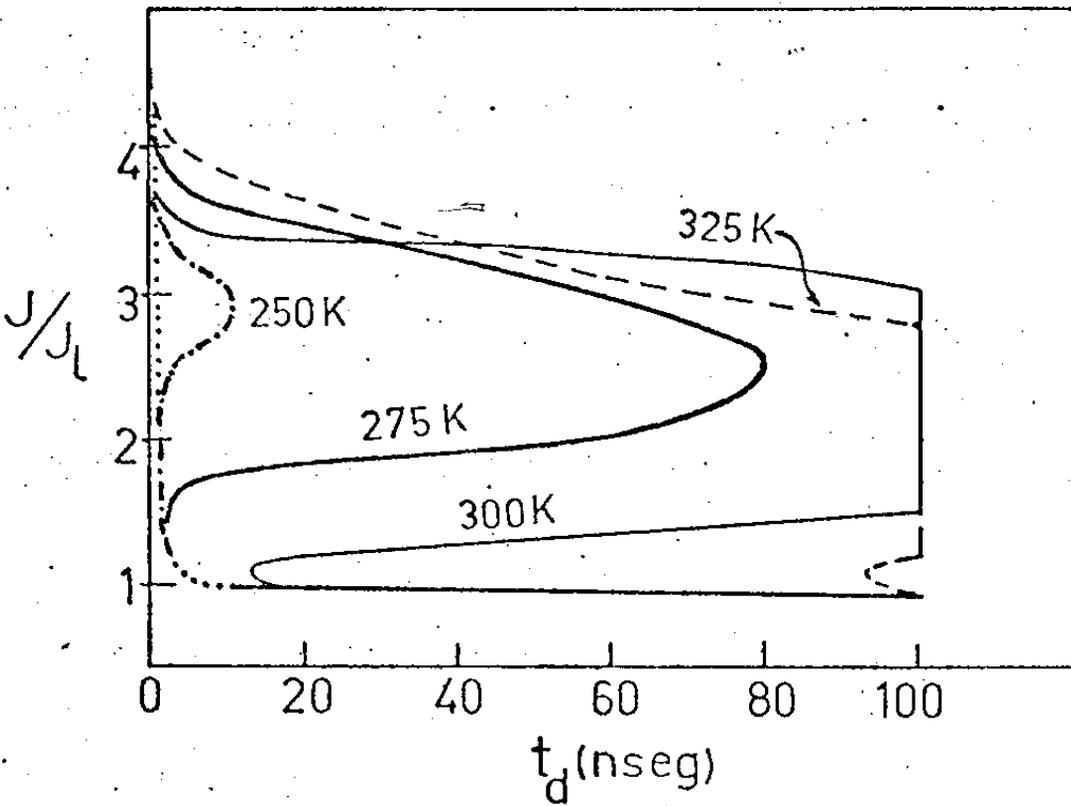
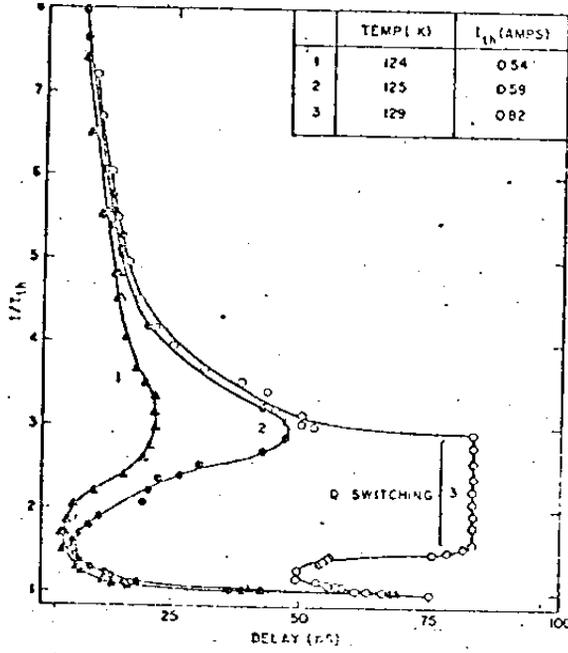


Figura.70- Atrasos da emissão estimulada para lasers SH calculados por nosso modelo em função da corrente para diferentes temperaturas. Dados experimentais semelhantes em lasers HJ são apresentados.

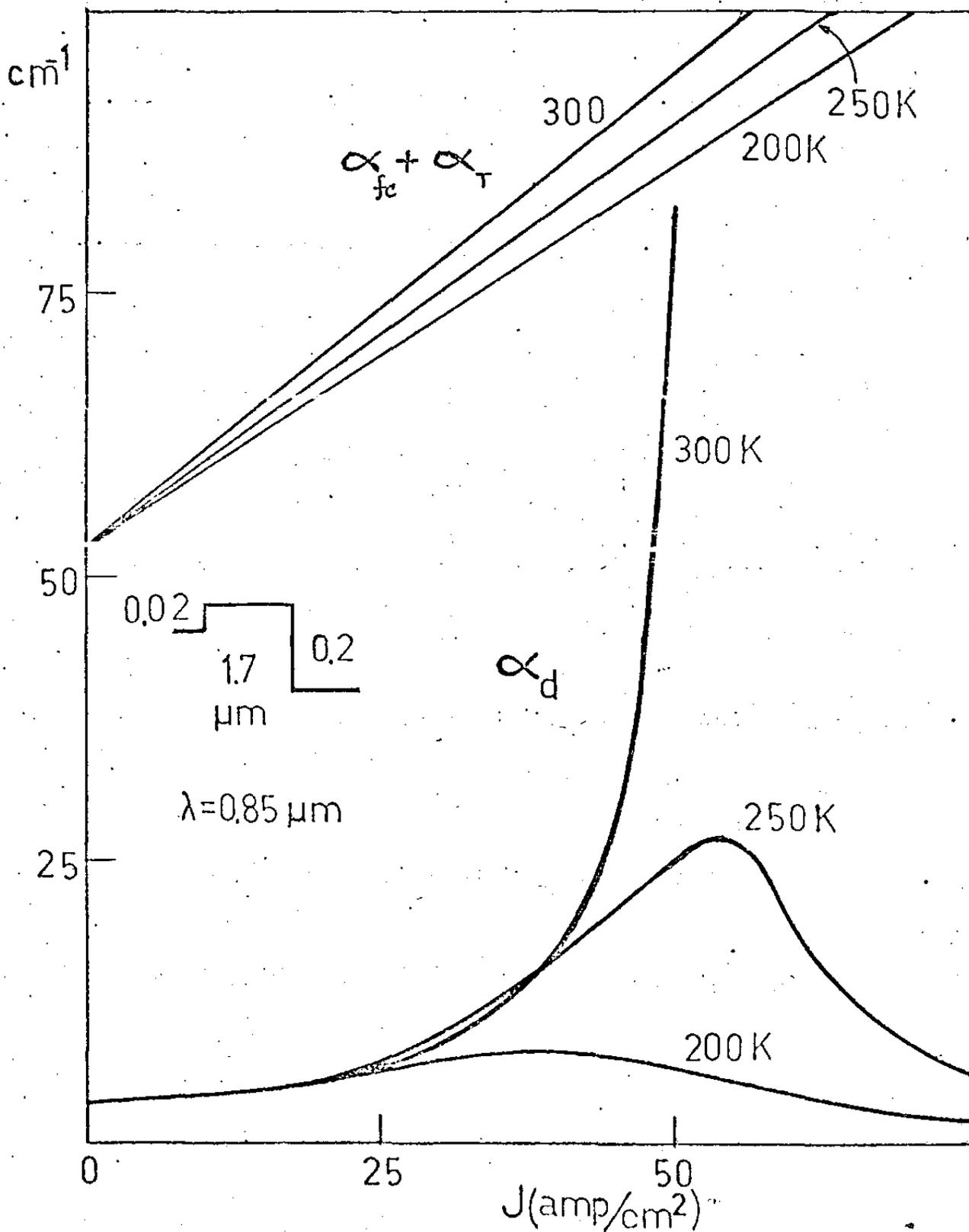


Figura. 4- Variação das perdas por difração vs densidade de corrente para diferentes temperaturas,

Isto ocorre porque na nossa teoria o efeito do ganho no confinamento está supra estimado.

Na fig. (72), a seguir, apresentamos os valores dos atrasos, em função da temperatura de operação do laser para um nível de injeção definido, tomado, como de costume na literatura, um valor 50% acima do valor limiar. Se vê com clareza a transição de atrasos curtos para atrasos longos. Esta curva não tem as mesmas características daquelas para lasers de homojunção, já que nestes lasers nem sempre ocorria o fenômeno de Q-switching, enquanto nos lasers de heteroestrutura simples é algo que ocorre sempre.

Modificando o valor inicial do menor dos batentes de índice de refração que formam o guia de ondas do laser, obtemos os dados das figs. (73) e (74). Vemos que o comportamento dos atrasos mantém as mesmas características do caso anterior, embora tenha mudado a temperatura de transição.

Observando as curvas de corrente limiar destes dois casos considerados aqui para atrasos, vemos que podemos assumir a temperatura de transição como aquela para a qual temos o início da região de Q-switching.

Tomando esta definição podemos mostrar como varia a temperatura de transição quando modificamos os parâmetros dos lasers considerados para os cálculos. Na fig. (75) mostramos como seria a variação que obtemos com a nossa teoria.

6.3.3 Q-Switching

Vimos através dos dados já apresentados a ocorrência de Q-switching, segundo o nosso modelo. O processo físico que determina este fenômeno já foi explicado nos itens (5.2) e (6.2.3)

Aqui nos restringiremos apenas a mostrar o comportamento das perdas totais e do ganho após o final do pulso, onde os portadores decaem com um tempo característico de 1 nseg. A fig. (76) mostra isto.

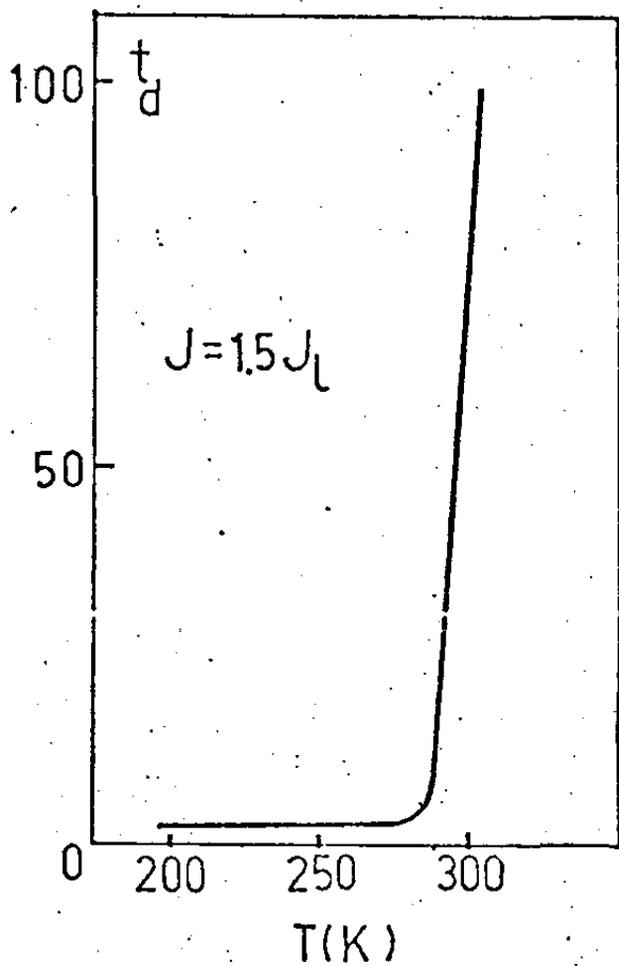


Figura.(72)- Atrasos da emissão estimulada calculados para lasers SH a um nível de injeção 50% acima do limiar em função da temperatura. Vemos com clareza a transição de atrasos curtos para longos.

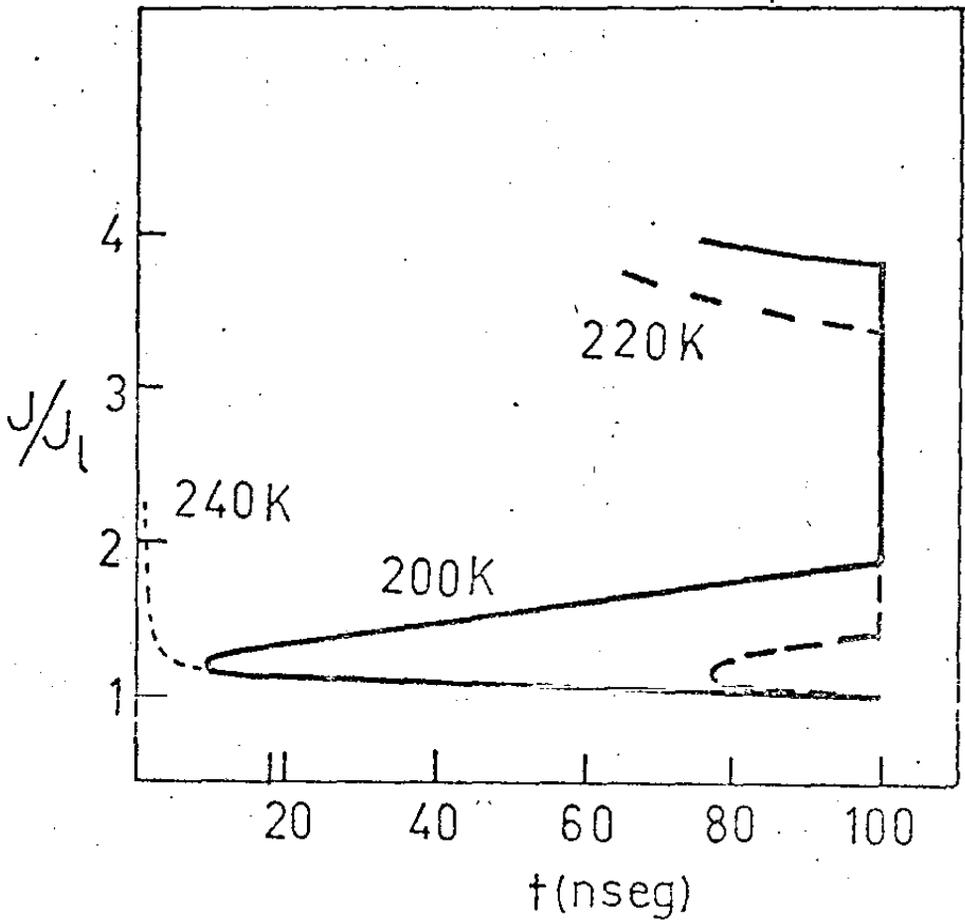


Figura.73- Atrasos da emissão estimulada para lasers SH vs corrente para diferentes temperaturas. Nestes cálculos o valor inicial do batente de índice de refração δ é 0.01 e os demais parâmetros são os mesmos usados para os dados da fig. (70).

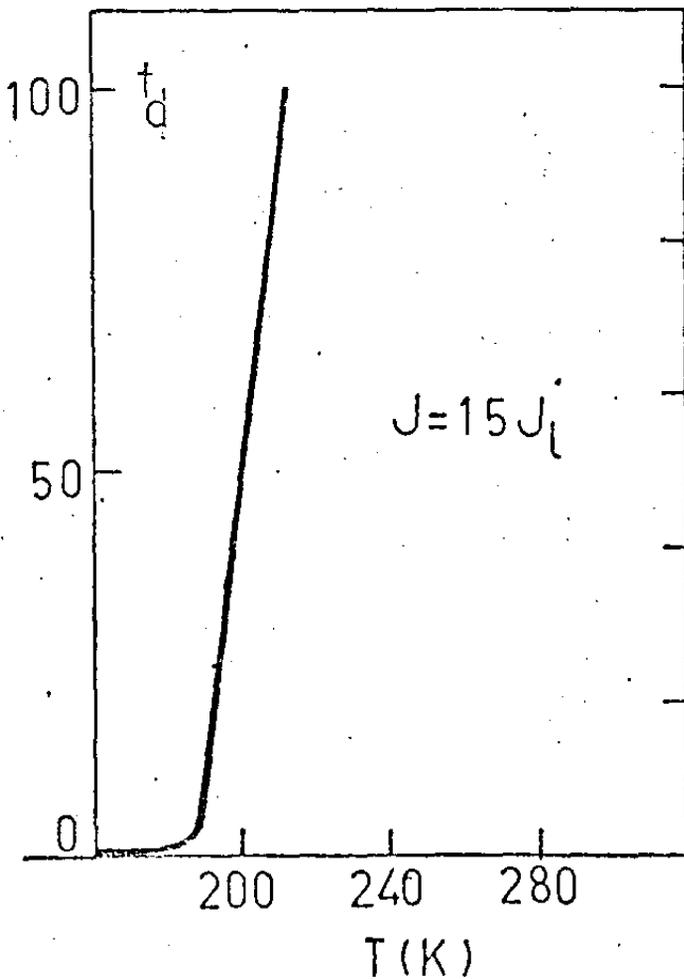


Figura.74- Atrasos da emissão estimulada calculados para lasers SH a um nível de injeção 50% acima do limiar em função da temperatura. Se com clareza a temperatura de transição entre os atrasos curtos e longos.

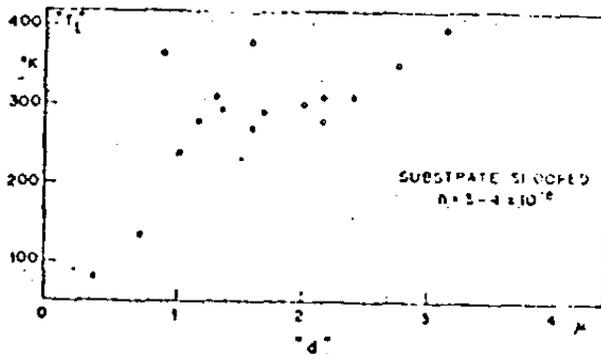
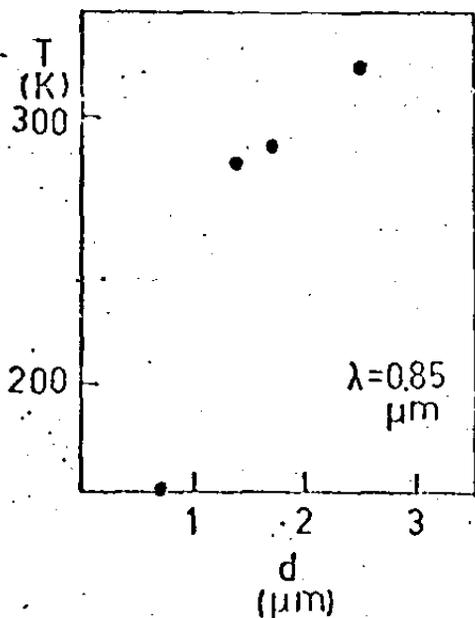


Figura.75- Variação da temperatura de transição vs largura do guia de ondas. Dados experimentais semelhantes são apresentados para comparação.

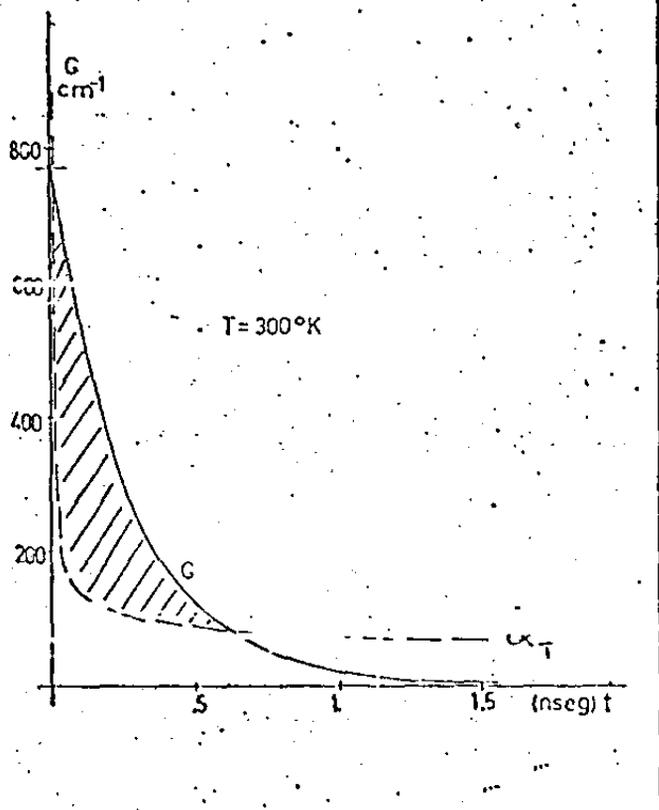


Figura.76- Variação do ganho e das perdas totais de um laser SH após o término do pulso de corrente. Vemos hachuriada a região em que o ganho seria maior que as perdas totais, com um largura de ~ 600 nseg.

Vemos que o intervalo de tempo, no qual o ganho supera as perdas totais do laser, é de aproximadamente 600 pseg., maior que aquela obtida anteriormente, com aquela descrição simples. Por outro lado este intervalo de tempo depende do valor da corrente e do tempo em que os portadores decaem.

Ressaltamos que este tempo não pode ser considerado como a largura do pulso de luz emitido no final do pulso de corrente. A largura do pulso de um laser em Q-switching será determinada pelo tempo em que o excesso de ganho é eliminado através da redução da concentração dos portadores, reduzindo o tempo de vida deles. Não iremos considerar estes processos transitórios aqui neste trabalho. Este regime transitório pode ser descrito pelo sistema de equações dado abaixo, e que acopla as populações de portadores e fótons.

$$\frac{dn}{dt} = P - \frac{n}{\tau} - g(n)\phi \quad (6.6.1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = g(n)\phi - L(n)\phi + r_{\text{esp}} \quad (6.6.2)$$

onde:

P - razão dos portadores injetados

τ - tempo de vida dos portadores

L - perdas óticas

r_{esp} - razão de recombinação espontânea no modo que se

considere o ganho $g(n)$.

ϕ - densidade de fótons de ganho $g(n)$

7. Experiência de Rossi

Vamos agora aplicar a nossa teoria à experiência de Rossi (14) com lasers de heteroestrutura simples, onde ele mediu a corrente limiar destes lasers para modos de frequências diferentes. Para tanto, Rossi usou um laser operado com uma cavidade externa formada por uma grade de difração, como mostra a fig. (77)

Nesta montagem a luz emitida por um dos lados do laser, coberto com uma camada antirefletora é colimada por uma lente, e dirigida para uma grade de difração. Esta realiza uma dispersão espacial da luz emitida pelo laser, de modo que uma pequena quantidade de luz, dentro de um estreito intervalo de frequência é mandada de volta para dentro do laser.

Isto leva a que a porção de luz no laser, neste comprimento de onda, tenha ganho maior que os demais modos (porque há mais fótons desta energia), passando a ser um modo de oscilação preferencial para o laser. Assim se consegue controlar o laser através de uma cavidade externa, de maneira a haver "quase único" modo de oscilação com um comprimento de onda desejado.

Rodando-se a grade de difração se consegue variar a frequência do modo-único em que o laser oscila.

O modo-único do laser poderá ser estudado, quanto à intensidade e distribuição espacial, através dos dispositivos que estão na montagem no lado oposto à grade de difração.

Os diodos foram operados a temperatura ambiente e maio

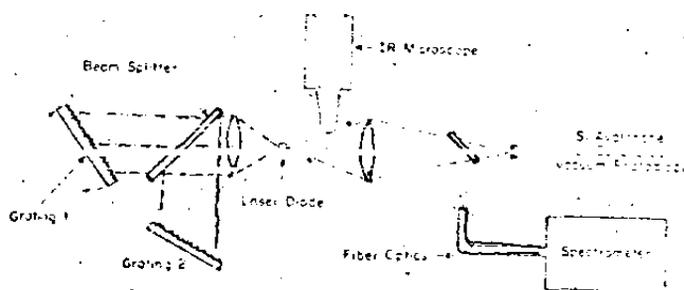


Figura.(77)- Esquema da experiência de Rossi.

res que, esta com pulsos de corrente de 100 nseg. de largura e 100 Hz de frequência de repetição.

Com este esquema, separado um modo de oscilação, Rossi mediu a corrente limiar daquele modo. O gráfico que ele obteve, descrevendo a corrente limiar em função da frequência, está apresentado na fig. (78). Nesta figura, a curva desenhada separa duas regiões. Numa o laser se encontra em emissão espontânea (região S), enquanto na outra (região L) se encontra em emissão estimulada. A curva mostra que para energias menores que 1.365 eV, mais de um valor de corrente limiar, para uma mesma frequência. Este comportamento é característico dos lasers de heteroestrutura simples. Além disso, Rossi informa que nesta região, ocorre atrasos longos anormais. Para temperaturas maiores que a ambiente, esta curva sofre modificação como se vê na figura, movendo-se para energias menores, e tornando-se mais simétrica. Segundo Rossi para as temperaturas em que a curva se torna simétrica, não há mais atrasos longos anormais., sendo os atrasos, longos e normais para todas as frequências.

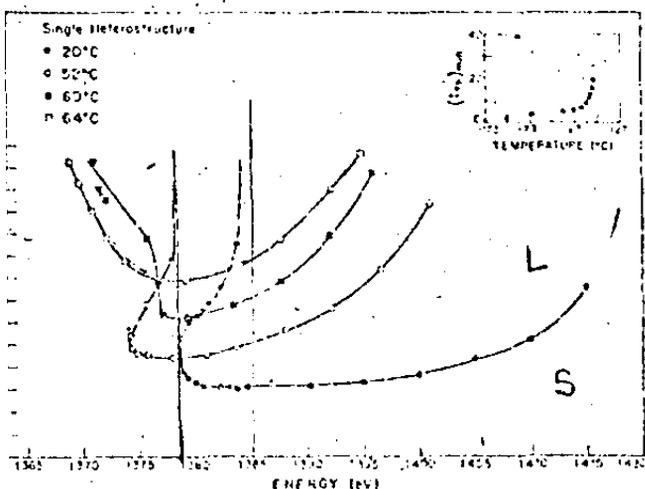


Figura.(78)- Dados sobre a corrente limiar para um laser SH vs frequência do modo em que se encontra oscilando para diferentes temperaturas. Rossi. (F.31)

Estes resultados são associados por Rossi a perdas óticas devido a absorvedores saturáveis e as de difração, sem que defina um modelo em termos precisos e numéricos.

Apenas o uso de absorvedor saturável para explicar os dados obtidos põe em problemas qualquer teoria devido às discrepâncias que ele traz como apresentamos no capítulo 3.

No seu trabalho Rossi não especifica alguns detalhes sobre o laser, como comprimento, largura da região ativa etc. Além do mais, embora ele não faça nenhum comentário a respeito, a região de atrasos longos a que o diodo chega com o aumento de temperatura, deve ser uma região de Q-switching, devido às características de um laser de heteroestrutura simples.

7.1 Modelo Térmico

Os dados de Rossi que apresentamos no item anterior, podem ser explicados por nossa teoria, independente de absorvedores saturáveis, se incluimos

Face a ausência de dados sobre as características do laser que Rossi usou, tomamos um laser hipotético com as seguintes características:

$$L = 300 \mu \quad \delta = 0.02 \quad \alpha = 50 \text{ cm}^{-1}$$

$$R = 0.32 \quad \Delta = 0.2 \quad \alpha = 300 \text{ cm}^{-1}$$

Para o cálculo da corrente limiar seria necessário que se tivesse a dependência do ganho com a frequência do modo em oscilação no laser. A fig. (79), mostra o ganho em função da frequência, calculado para recombinações sem regra de seleção, para bandas parabólicas. Em torno do valor máximo do ganho, podemos descrevê-lo, em função da frequência, como uma função parabólica, que dependerá da temperatura, dopagem, injeção etc.

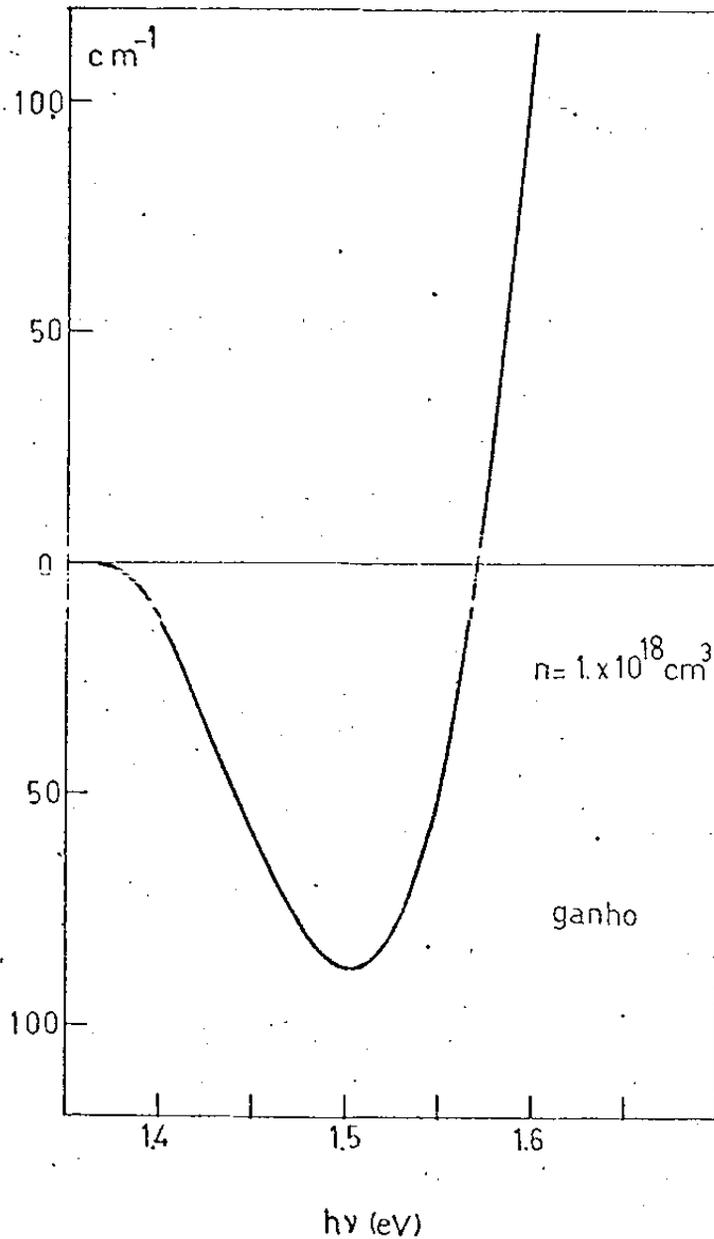


Figura.(79)- Ganho vs energia calculado com bandas parabólicas para um nível de concentração de portadores a 300K.

Calculamos a corrente limiar para dois casos: um com o ganho independente da frequência, e outro dividindo o ganho dado pela eq. () por um fator f , que leva em conta a dependência parabólica do ganho com a frequência. No caso, assumimos f na forma:

$$f = 50 (h\nu - 1.39)^2 + 1 \quad (7.1.1)$$

com a energia dos fótons dadas em eV.

Os resultados obtidos estão apresentados nas figs. (80) e (81)

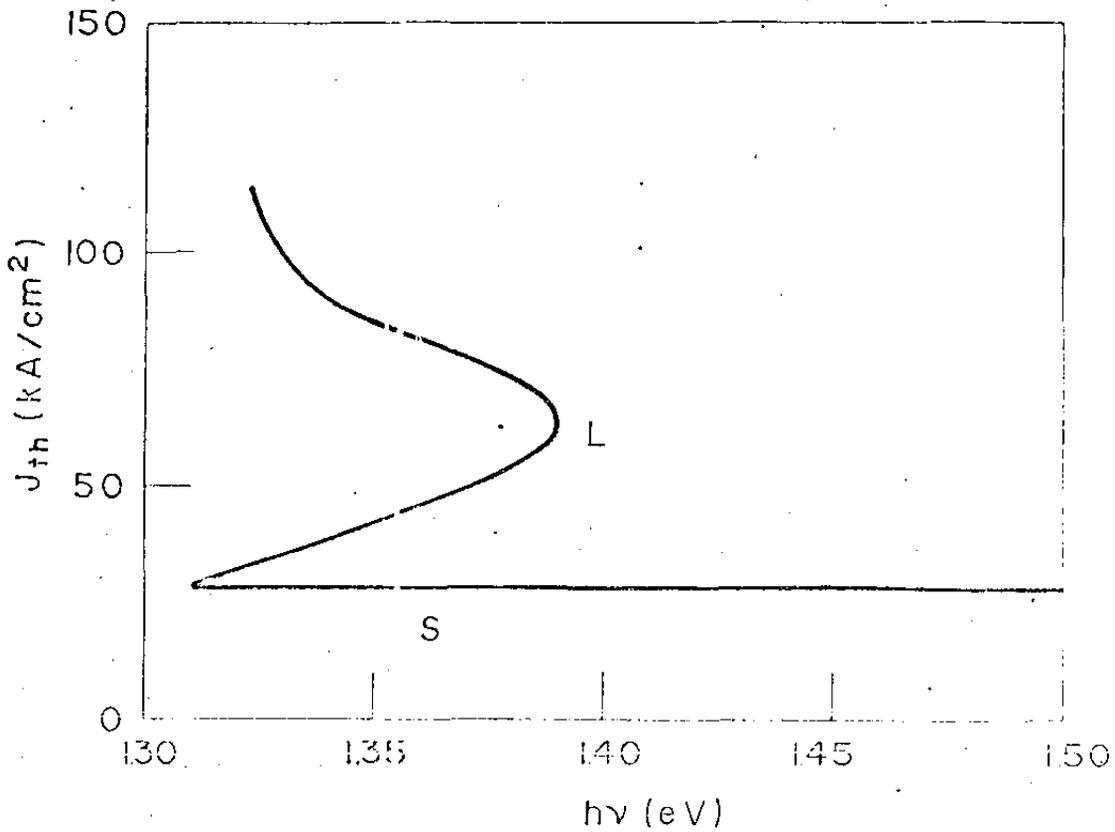


Figura.(80) - Corrente limiar calculada em função da frequência para uma temperatura de 300K. S e L indicam as regiões de emissão espontânea e estimulada. Dados semelhantes de Rossi são apresentados abaixo para comparação.

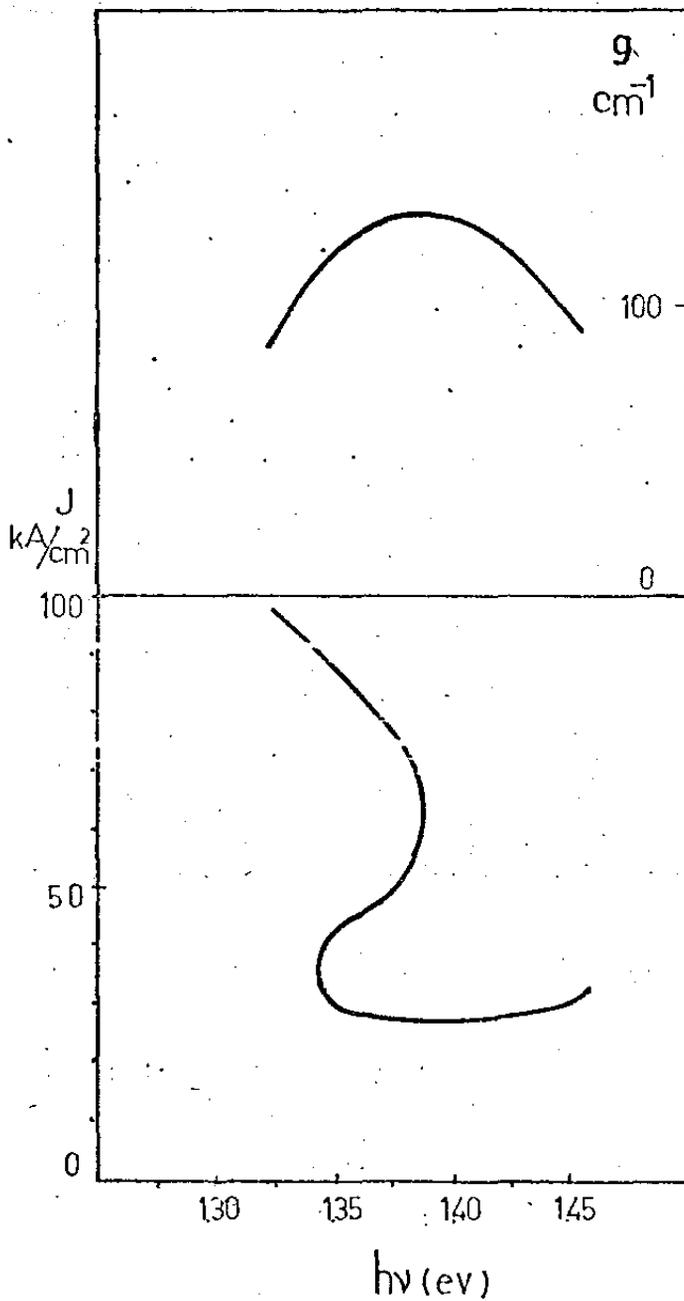


Figura. (81)- Corrente limiar em função da frequência da luz guiada num laser SH com o ganho dependendo parabolicamente da frequência. Na parte superior da figura apresenta-se a variação do ganho com a frequência usada nos cálculos.

A curva em que incluímos a dependência do ganho com a frequência mostra as mesmas características que a curva apresentada por Rossi. Notamos que a região em que a curva tem múltiplos valores é cinco vezes maior que a dos dados experimentais. Se, por outro lado, observamos a curva em que o ganho não depende da frequência, vemos que a mesma região é ainda maior. Isto nos leva a concluir que a dependência do ganho com a frequência deve ser mais forte que aquela usada em nossos cálculos, o que significaria usar um coeficiente maior que 50, como fizemos. Isto é entretanto um detalhe que não afeta o comportamento da teoria.

Segundo a nossa teoria, para temperaturas maiores que a usada neste cálculo, o laser estaria na região em que o passaria de emissão espontânea para o comportamento de Q-switching,

Deste modo, tomando o que Rossi chama de atrasos longos como a região de emissão estimulada, temos o laser operando com o efeito do ganho superando ao dos portadores, e fazendo com que o batente de índice de refração seja suficiente para que as perdas por difração estejam atingindo valores que não impeçam a emissão estimulada, ainda mais quando o ganho para estes níveis de injeção é bastante alto.

Desde que nesta região de operação, as perdas por difração não mais alteram o comportamento do laser, a corrente limiar para cada modo deve se comportar segundo o ganho, desde que as perdas do laser podem ser consideradas como constantes. Daí o comportamento simétrico. Entretanto esta região deve ser uma região de atrasos longos, ou seja acima da região em que ocorria Q-switching.

A falta de maiores detalhes nos dados usados, em nosso modo de pensar, não justifica sofisticação do cálculo, mormente quando os detalhes mais importantes estão definidos.

8. Complementos

8.1 Homoestrutura

Os fenômenos de atrasos longos e os demais fenômenos correlatos, ocorrem em lasers de homoestrutura de GaAs, sendo no entanto menos intensos do que nos lasers de heteroestrutura simples. Por exemplo, Q-switching é um processo que ocorre sempre, lasers de heteroestrutura simples ⁽⁴⁾, enquanto em lasers de homoestrutura apenas em alguns lasers, precisando como mostra a literatura que antes que se faça tratamentos térmicos ⁽³⁾.

A nossa teoria se aplica do mesmo modo para estes lasers, sendo necessário apenas que se acrescente nos cálculos alguns detalhes.

Os valores dos batentes de índice de refração que formam o guia de ondas do laser, tem valores iguais ou menores do que o menor dos que usamos para definir o guia nos nossos cálculos. A assimetria deve ser muito menor, e ambos os lados do guia têm índices de refração que se encontra por exemplo entre 0.005, e 0.02. Este é um dos problemas para se realizar os cálculos para este tipo de laser, a falta de definição com relação a estes valores. Inclusive a variação de índice de refração, na direção perpendicular à junção, é algo contínuo e com variações próximo ao limite entre as regiões ativa e passivas que dependem do gradiente da distribuição das impurezas que constituem os dopantes. Assim, quando falamos nas descontinuidades de índice de refração que formam o guia de ondas estamos em realidade, falando de descontinuidades efetivas.

Outro detalhe é quanto à largura do guia de ondas que nos lasers de homomunção não podem ser independentes nem da temperatura, nem da injeção. Isto, porque a região em que ocorre a recombinação dos portadores minoritários, varia com o comprimento de difusão destes portadores. Hwang ⁽⁶⁴⁾ mostrou que a injeção altera o com

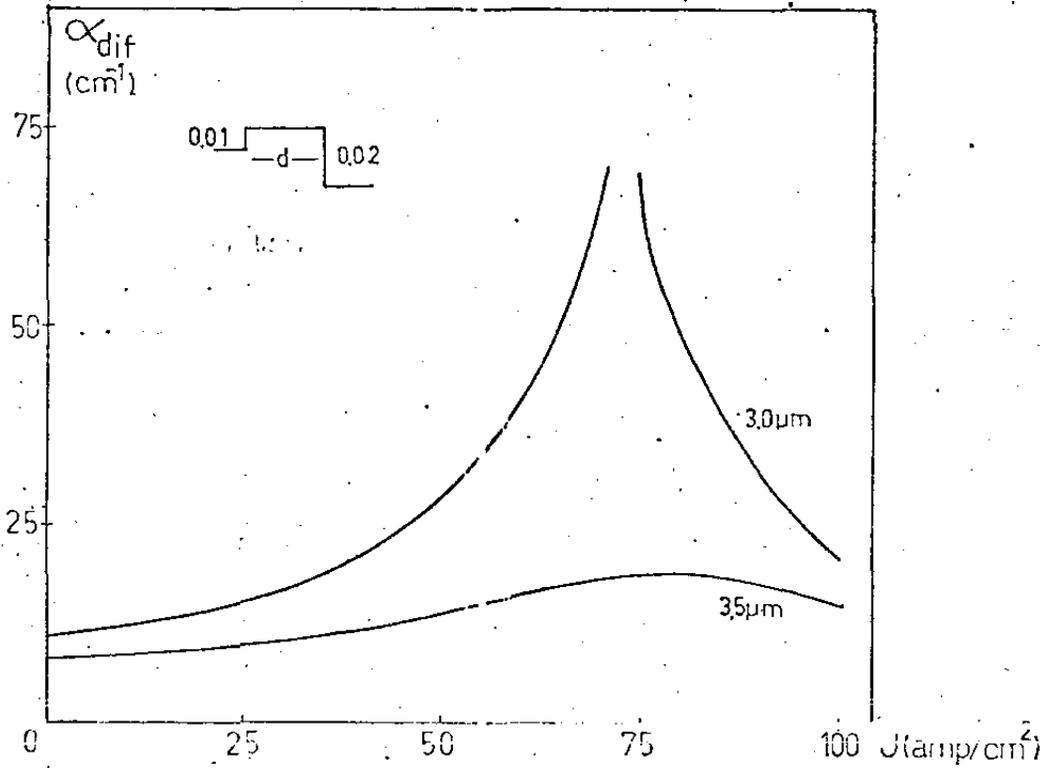


Figura.(82)- Perdas por difração para um laser com um largo guia de ondas.

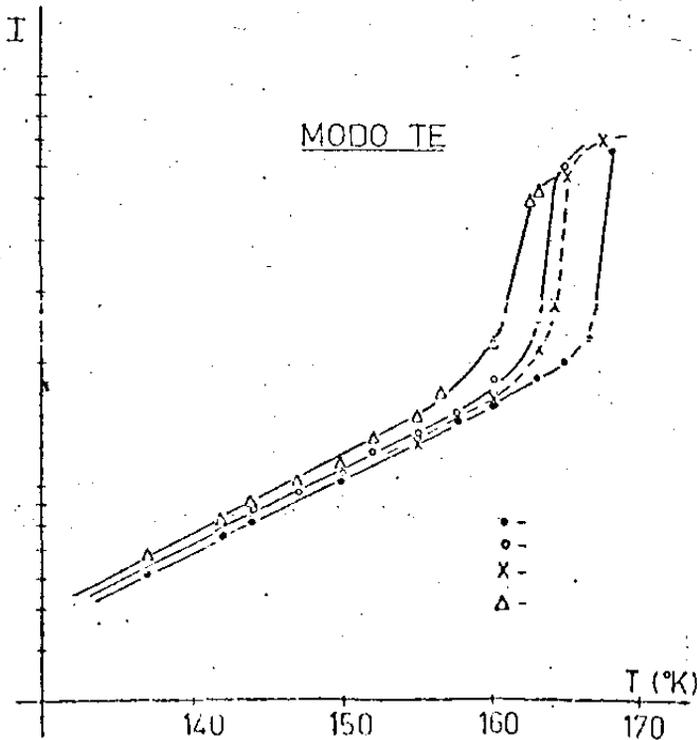


Figura.(83)- Corrente limiar de um laser HJ sob a ação de diferentes valores de pressão uniaxial. Morosini.(F.32).

primento de difusão dos portadores minoritários, fazendo-o aumentar quando ela aumenta. Por outro lado o comprimento de difusão é função da temperatura através da conhecida expressão:

$$L_d = (D \tau \eta)^{1/2} \quad (8.1.1)$$

onde :

$$D = K_b T \mu / e \quad (8.1.2)$$

onde μ é a mobilidade dos portadores minoritários, e os demais símbolos já foram definidos antes. O comprimento de difusão para elétrons e buracos em homojunções de GaAs podem ser mais que 5 μm (65).

Deste modo, embora sejam pequenas as variações de índice de refração que formam o guia de ondas, a pequena assimetria deste guia, e a sua largura acima de 2 μm fazem com que as perdas por difração não sejam sempre tão altas que impeçam um laser de homojunção atingir o regime de emissão de luz estimulada.

Na fig. (82) vemos as perdas por difração para um laser com características aproximadas às de um laser de homojunção de GaAs, em função da corrente injetada no dispositivo. Estes valores foram obtidos incluindo os três efeitos que usamos para explicar atrasos, para o instante $t=100$ nseg do pulso de corrente. Vemos que uma variação de 17% na largura do guia, para a mesma temperatura, altera substancialmente, as perdas por difração deste guia de ondas.

Modificações como esta, facilmente poderão ser incluídas nos nossos cálculos.

8.1.2 Temperatura de transição vs Pressão Uniaxial

Apenas como um teste da descrição qualitativa de nossa teoria para os processos em lasers de homoeestrutura de GaAs, desejamos apresentar os dados de Morosini e outros (66), com lasers de homojunção de GaAs, sobre a variação da temperatura de transição (entre atrasos curtos e atrasos longos), com a aplicação de pressão uniaxial na direção perpendicular à junção para modos TE, verificou-se um abaixamento da temperatura de transição, com o aumento da pressão uniaxial aplicada, como mos -

tra a fig. (83).

Estes dados não poderiam ser explicados, mesmo qualitativa-
mente, por qualquer dos modelos existentes sobre atrasos. A nossa te-
oria permite fazer uma descrição qualitativa deste efeito.

A aplicação de pressão uniaxial reduz o ganho dos mo-
dos TE de uma laser de GaAs (67). Isto leva ao aumento da corrente lí-
miar com a aplicação de pressão uniaxial, como vemos na fig. (84).
Segundo nossa teoria isto atua sobre as perdas por difração desde
que a diminuição do ganho, e o conseqüente aumento da injeção, aumen-
tam o desconfinamento da luz no guia. Isto implica que para tempera-
turas menores que antes, sem a aplicação de pressão uniaxial, haja
balantes efetivos que levam o guia a se aproximar da situação de
corte.

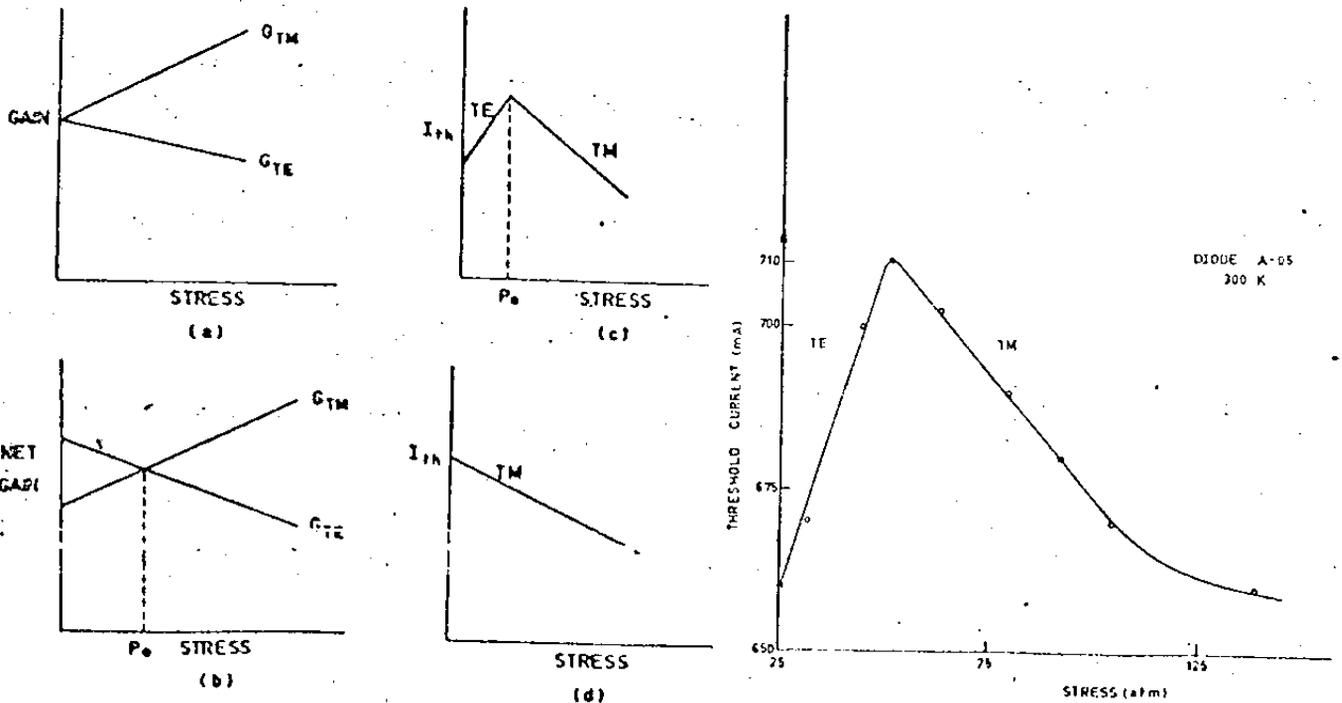


Figura.(84)- Consequências da aplicação de pressão uniaxial em lasers de GaAs sobre o ganho. Dados experimentais da corrente limiar de um laser HD vs pressão uniaxial. Patel. (F.33).

Para modos TM, a aplicação de pressão uniaxial, na direção perpendicular à junção, aumenta o seu ganho, e o comportamento inverso deve ser esperado. Na fig. (85), apresentamos os dados de Morosini para modos TM. As conclusões a que chegamos estão em acordo com os dados desta figura.

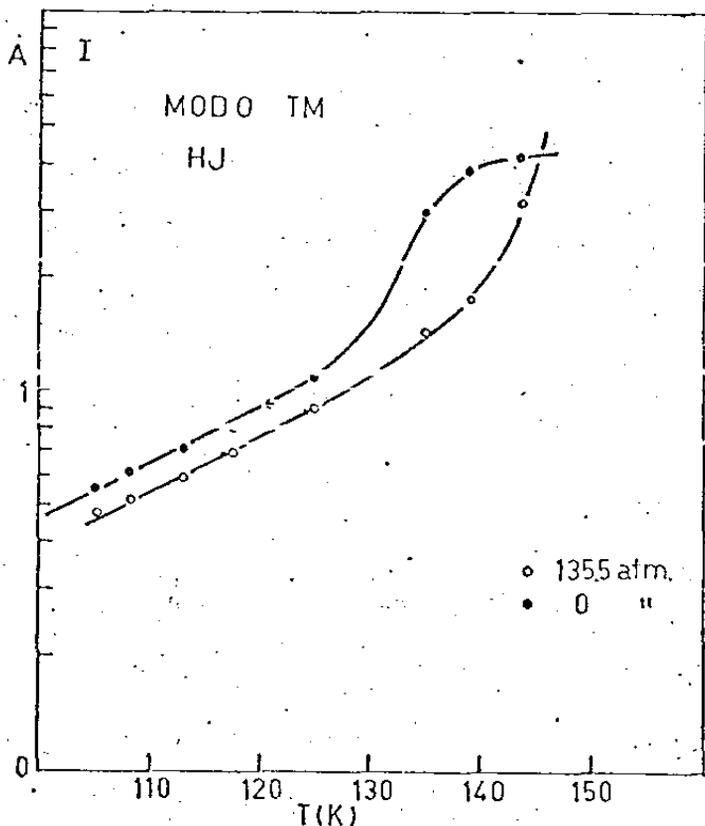


Figura.(85)- Corrente limiar de um laser HJ sob a ação de diferentes valores de pressão uniaxial. Morosini. (F.34).

8.2. Heteroestruturas

Com estes tipos de lasers não se verifica, normalmente, atrasos longos. Segundo nossa teoria isto é o esperado, em face do pequeno valor das perdas por difração neste tipo de estrutura.

Estas conclusões ocorrem devido a dois fatos que destacamos.

Primeiro as "paredes" do guia são iguais e com valores típicos de 0.2, ou mesmos maiores que isto. Deste modo, face à simetria do guia sempre haverá o guiamento de um modo pelo menos, o modo de ordem zero, par. Isto foi discutido no Apêndice II.

Em segundo lugar temos a diferença de banda proibidas entre as região ativa e as regiões passivas vizinhas. Uma vez que estas últimas são formadas com ligas de GaAs e AlAs, as bandas proibidas nestas

regiões será maior, o que faz os seus índices de refração serem maiores que o da região ativa. Outro resultado é a pequena absorção de luz nas regiões próximas à região ativa, para a frequência da luz produzida nesta região. O valor do coeficiente de absorção seria no máximo igual a 10 cm^{-1} , ou menos ⁽⁶⁹⁾. Este fato reduz mais ainda as perdas por difração nestes lasers a alguns cm^{-1} .

Assim, não podemos esperar que as perdas por difração em lasers de heteroestrutura dupla, em condições comuns, sejam relevantes, e em decorrência os seus efeitos.

8.3 Críticas

Os cálculos realizados neste trabalho mostram que a teoria que nos apresentamos é capaz de descrever os efeitos de atrasos longos normais e anormais, Q-switching, sem usar nenhum processo físico que pudesse ser considerado não comum.

Entretanto, estes cálculos podem ser mais completos, se algumas sugestões forem seguidas. Entre elas enumeramos :

1- Tomar um guia bi-dimensional para descrever as perdas óticas de um laser, onde os índices de refração sejam complexos, a fim de conterem o efeito do ganho e das perdas nas diversas regiões que forem consideradas. Isto incluiria o guiamento por efeito do ganho gerado na região ativa. Neste cálculo supra estimamos o efeito do ganho devida à aproximação de modo gaussiano.

2- Tomar a frequência da luz guiada, levando em conta o efeito do comprimento da cavidade ressonante, e incluindo a sua variação com injeção, temperatura, dopagem e possivelmente, outros detalhes, através das mudanças do valor máximo do ganho que podemos calcular separadamente, usando-se numa primeira aproximação bandas parabólicas, para o cálculo do ganho.

3- Assumindo um modelo para as bandas, como por exemplo o que falamos no item anterior, colocar no cálculo das propriedades do guia, um ganho que varie com a frequência da luz guiada.

4- Incluir os efeitos transitórios antes que as populações de fótons e portadores atinjam o regime estável. Com isto se poderia descrever fenômenos como a queda da emissão espontânea e Q-switching, e o comportamento bi-estável dos lasers operados em regime contínuo.

5- Desenvolver um modelo térmico que nos dê nas direções paralela e perpendicular à junção, a distribuição da temperatura na região ativa, e mesmo, esta distribuição para tempos em que a difusão térmica não possa ser desprezada. Isto é potencialmente, para se entender os efeitos das perdas por difração segundo a direção paralela à junção, na qual se forma os filamentos de luz, e que foram desprezadas neste nosso modelo. É provável que esta parcela de perdas não possa ser desprezada em diodos de heteroestrutura dupla, sendo responsáveis pela maior parte das perdas por difração nestas estruturas.

9. Conclusões

As conclusões que queremos destacar neste trabalho são as seguintes:

1- As perdas por difração, principalmente, em lasers de homoestrutura e heteroestrutura simples, são determinantes nas características destes tipos de lasers.

2- É possível se descrever atrasos longos, atrasos anormais e Q-switching, através de processos físicos comuns e já definidos, não sendo necessário modelos físicos com suposições pouco realísticas, como se vinha fazendo até hoje.

3- As perdas de um laser de semicondutor não podem ser considerados constantes ou mesmo independentes dos parâmetros geométricos, como por exemplo seu comprimento. Isto porque elas incluem as perdas por difração que são afetadas por vários parâmetros como temperatura, nível de injeção, dopagem etc.

4- O aquecimento durante pulsos da ordem de centenas de nanosegundos não pode ser desprezado, já que ele pode afetar bastante as perdas por difração.

5- As perdas por difração são uma função forte da frequência da luz guiada no laser. Isto, juntamente, com o modelo desenvolvido aqui, explica os dados do Rossi.

6- Os cálculos de corrente limiar, para lasers em que as perdas por difração possam ser significativas, comparadas com as demais, devem ser feitos por processos que envolvam autoconsistentemente os demais processos que direta ou indiretamente afetam as perdas por difração.

7- Os lasers de heteroestrutura simples, conquanto ti

vessem sido um diodo de transição entre os lasers de homoeestrutura e heteroeestrutura dupla, e assim pouco estudado, apresenta algum potencial para aplicações práticas através da modulação das perdas por difração,

- Apêndice I -

Relação entre k e α

Consideremos uma onda eletromagnética que se propaga numa região em que há perdas ou ganho ótico. Nesta região a intensidade I desta onda irá diminuir ou aumentar se há perdas ou ganho, à medida que a frente de onda se propague numa dada direção (digamos direção Z).

Tomando a aproximação de que:

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I \quad (\text{AI.1})$$

temos que a intensidade de luz em função de Z será descrita por:

$$I = I_0 e^{-\alpha Z} \quad (\text{AI.2})$$

Integrando-se a eq. (AI.1)

se $\alpha > 0$ a onda é atenuada enquanto se propaga e no meio há absorção de luz, logo havendo perdas óticas

se $\alpha < 0$ a onda é amplificada enquanto se propaga e no meio há geração de luz, logo havendo ganho ótico.

Uma onda eletromagnética harmônica pode ser descrita como:

$$\psi = \psi_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (\text{AI.3})$$

onde o vetor de propagação \vec{k} é dado por: $\vec{k} = \bar{N} \vec{k}_0$ sendo \bar{N} o índice de refração do meio e \vec{k}_0 o vetor de propagação da onda no vácuo.

Sendo o meio ativo, isto absorvedor ou amplificador de luz, o índice de refração deste meio é complexo:

$$\bar{N} = N + ik \quad (\text{AI.4})$$

Tomando \bar{N} na sua forma complexa temos:

$$\vec{k} = \bar{N} \vec{k}_0 = N \vec{k}_0 + iK \vec{k}_0 \quad (\text{AI.5})$$

Substituindo-se esta expressão de \vec{k} na eq. (AI.3) temos:

$$\psi = \psi_0 e^{iN\vec{k}_0 \cdot \vec{r}} e^{-K \vec{k}_0 \cdot \vec{r}} e^{i\omega t} \quad (\text{AI.6})$$

Como a intensidade de luz (1) é proporcional a $|\psi|^2$ temos:

$$I \propto |\psi_0|^2 e^{-2K \vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \quad \text{ou} \quad I = I_0 e^{-2K(\vec{k}_0 \cdot \vec{r})} \quad (\text{AI.7})$$

Se a onda se propaga na direção Z

$$\vec{k}_0 \cdot \vec{r} = k_0 z$$

logo :

$$I = I_0 e^{-2K k_0 z} \quad (\text{AI.8})$$

Comparando as equações (AI.2) e (AI.8) temos:

$$2K k_0 = \alpha \quad \text{ou} \quad k = \frac{\alpha}{2 k_0} \quad (\text{AI.9})$$

Usando as relações:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{c}{\nu}; \quad E = h\nu$$

onde:

c - velocidade da luz no vácuo

ν - frequência da onda

E - energia do fóton

h - constante de Plank

podemos escrever:

$$K = \frac{\alpha}{2k_0} = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} = \frac{c}{4\pi\nu} = \frac{hc\alpha}{4\pi E}$$

logo quando $h\bar{\alpha}$:

perdas - $\alpha > 0$ $K > 0$ e $\bar{N} = N + iK$

ganho - $\alpha < 0$ $K < 0$ e $\bar{N} = N - iK$

Vemos entretanto que esta análise tem seus resultados dependentes de como se considerou a equação da onda eletromagnética harmônica. Se tomarmos a sua complexa conjugada como a onda que se propaga pelo meio em consideração, os resultados serão:

perdas - $\alpha < 0$ $K < 0$ e $\bar{N} = N - iK$

ganho - $\alpha > 0$ $K > 0$ e $\bar{N} = N + iK$

- Apêndice II -

Modos Guiados

Consideremos um guia de ondas com a configuração dada na Fig. (AII.1).

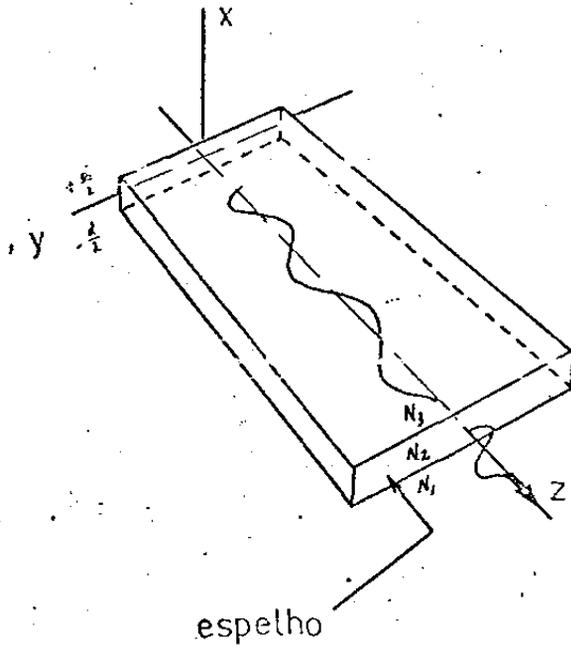


Figura.(AII.1)- Ilustração do guia de ondas considerado nos cálculos.

Na figura acima a configuração das regiões 1, 2, 3 têm os seus índices de refração caracterizados. Apenas a parte real (N) interessará no caso, desde que nos casos de interesse a considerar a parte imaginária (K) é muito menor que a real. Os índices de refração satisfazem a desigualdade:

$$N_2 > N_1 \geq N_3 \quad (\text{AII.1})$$

Com o operador:

$$\nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{AII.2})$$

podemos escrever as equações de Maxwell na forma:

$$\nabla_x \vec{H} = \epsilon_0 N^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{AII.3})$$

$$\nabla_x \vec{E} = - \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{AII.4})$$

\vec{H} e \vec{E} - são os campos magnéticos e elétrico

ϵ_0 - permissividade dielétrica

μ_0 - permabilidade do vácuo

N - índice de refração

t - tempo

Os campos \vec{E} e \vec{H} são considerados funções de x , y , z e t .

Entretanto como N não varia com y , é de se esperar que não haja nenhuma variação de \vec{E} e \vec{H} segundo esta direção transversal à direção de propagação da onda eletromagnética que no caso ocorre na direção z .

Esta condição não é realmente nenhuma restrição na generalidade da descrição do modo, desde que é sempre possível, através de uma rotação do sistema de coordenada em relação ao guia no plano yz , se conseguir com que esta condição seja satisfeita para qualquer modo dado.

Os modos são classificados em TE e TM:

TE - elétrico transversal

TM - magnético transversal

Cada um destes modos não tem a componente longitudinal (na direção de propagação) do campo que o especifica.

Em cada um destes casos os campos dos modos guiados devem se anular quando os valores de x tendem para $\pm \infty$.

Consideremos cada um dos tipos de modos, TE ou TM, separa

damente.

Modos TE

Os modos TE têm apenas três componentes de campo a serem consideradas: E_y , H_x e H_z . A fig. (AII.2) ilustra o posicionamento destes campos em relação ao guia de ondas.

Considerando campos que sejam harmônicos - na sua dependência com t - teremos a parte temporal da solução na forma

$$e^{i\omega t} \quad (\text{AII.5})$$

onde:

$$\omega = 2\pi\nu \text{ e } \nu - \text{frequência da onda.}$$

Como nós estamos interessados nos modos normais do guia de ondas que estamos considerando, nós tomaremos a dependência em z que é a direção de propagação dos campos dos modos guiados, dada pela função

$$e^{-i\gamma z} \quad (\text{AII.6})$$

Se combinarmos os dois fatores da dependência em t e z

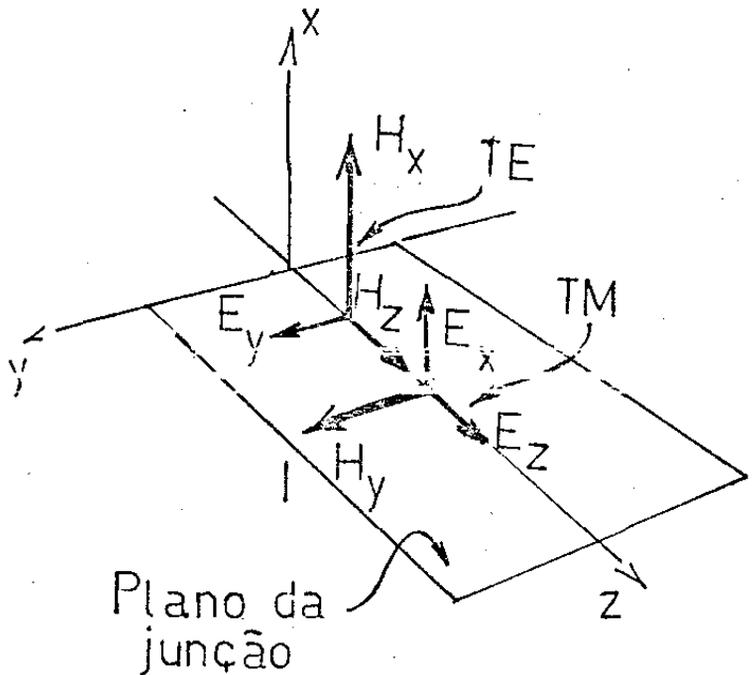


Figura.(AII.2)- Ilustração dos modos TE e TM num guia de ondas.

temos:

$$e^{i(\omega t - \gamma z)} \quad (\text{AII.7})$$

Como $E_x = E_z = 0$ e $H_y = 0$ as equações de Maxwell aplicadas aos campos:

$$\vec{E} = E_y e^{i(\omega t - \gamma z)} \vec{j} \quad (\text{AII.8})$$

$$\vec{H} = H_x e^{i(\omega t - \gamma z)} \vec{i} + H_z e^{i(\omega t - \gamma z)} \vec{j} \quad (\text{AII.9})$$

nos darão:

$$i\gamma H_x - \left(\frac{\partial H_z}{\partial x}\right) = i\omega\epsilon_0 N^2 E_y \quad (\text{AII.10})$$

$$i\gamma E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (\text{AII.11})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (\text{AII.12})$$

Onde nos omitimos o fator $e^{i(\omega t - \gamma z)}$ em todas as equações por simplicidade.

Das equações (AII.11) e (AII.12) tiramos:

$$H_x = -(\gamma/\omega\mu_0) E_y \quad (\text{AII.13})$$

$$H_z = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{AII.14})$$

que substituídos na eq. (AII.10) dão:

$$i \frac{\gamma^2}{\omega \mu_0} E_Y - \frac{i}{\omega \mu_0} \frac{\partial^2 E_Y}{\partial x^2} = i \omega \epsilon_0 N^2 E_Y$$

que dá:

$$\frac{\partial^2 E_Y}{\partial x^2} + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 N^2 - \gamma^2) E_Y = 0$$

$$\frac{\partial^2 E_Y}{\partial x^2} + (N^2 k^2 - \gamma^2) E_Y = 0 \quad (\text{AII.15})$$

onde:

$$k^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2$$

Agora de posse desta equação de onda reduzida e uni-dimensional, encontremos a sua solução com a qual determinamos todas as componentes dos campos elétrico e magnético guiados pelo guia.

A solução deste equação deverá no entanto satisfazer às condições de contorno nos pontos em que ocorre as descontinuidades do índice de refração na interface das regiões 1, 2 e 3.

Estas interfaces estão no nosso caso definidas por:

$$(x = d/2, y, z) \quad \text{e} \quad (x = -d/2, y, z).$$

Neles tomaremos contínuas as componentes E_y e H_z . Além do mais temos que considerar que as componentes dos campos são "bem-comportadas" e tendem a zero quando x tende a $\pm \infty$.

Daí decorre:

$$E_y = A e^{+px} \quad -\infty < x \leq -\frac{d}{2} \quad (\text{AII.16})$$

$$= \cos(qx + \phi) \quad - \frac{d}{2} \leq x \leq + \frac{d}{2} \quad (\text{AII.17})$$

$$= Be^{-rx} \quad + \infty > x \geq + \frac{d}{2} \quad (\text{AII.18})$$

Estas equações satisfazem a equação de onda do guia se q , p e r são dados por:

$$q = \left[N_2^2 k^2 - \gamma^2 \right]^{1/2} \quad (\text{AII.19})$$

$$p = \left[\gamma^2 - N_1^2 k^2 \right]^{1/2} = \left[(N_2^2 - N_1^2) k^2 - q^2 \right]^{1/2} \quad (\text{AII.20})$$

$$r = \left[\gamma^2 - N_3^2 k^2 \right]^{1/2} = \left[(N_2^2 - N_3^2) k^2 - q^2 \right]^{1/2} \quad (\text{AII.21})$$

Para que o campo seja contínuo nas interfaces duas condições devem ser satisfeitas.

$$A e^{-pd/2} = \cos\left(q \frac{d}{2} + \phi\right) \quad (\text{AII.22})$$

$$B e^{-2rd/2} = \cos\left(-q \frac{d}{2} + \phi\right) \quad (\text{AII.23})$$

Tendo E_y , temos H_y que é proporcional a E_y , (ver a eq. (AII.13)). A componente H_z em cada uma das três regiões envolvidas na solução pode ser obtida a partir da eq. (AII.14) aplicando-a às soluções de E_y em cada uma destas três regiões.

Derivando E_y temos:

$$H_2 = (-ip/\omega\mu_0) A e^{-px} \quad \infty \geq x > \frac{d}{2} \quad (\text{AII.24})$$

$$= (-iq/\omega\mu_0) \text{sen}(qx + \phi) \quad \frac{d}{2} \geq x \geq - \frac{d}{2} \quad (\text{AII.25})$$

$$= (ir/\omega\mu_0) B e^{rx} \quad - \frac{d}{2} \geq x \geq - \infty \quad (\text{AII.26})$$

Para que a componente H_z seja contínua na interface é necessário que sejam satisfeitas duas condições:

$$pA e^{-p d/2} = q \operatorname{sen}\left(q \frac{d}{2} + \phi\right) \quad (\text{AII.27})$$

$$rB e^{-r d/2} = -q \operatorname{sen}\left(q \frac{d}{2} + \phi\right) \quad (\text{AII.28})$$

Das condições dadas nas eqs. (AII.22 e 23), (AII.27 e 28) reunidas abaixo tiramos expressões para os parâmetros A, B e ϕ .

Tomamos um resumo destas condições na forma:

$$qA e^{-pd/2} = q \cos\left(q \frac{d}{2} + \phi\right)$$

$$- pA e^{-pd/2} = q \operatorname{sen}\left(q \frac{d}{2} + \phi\right)$$

$$qB e^{-rd/2} = q \cos\left(\phi - q \frac{d}{2}\right)$$

$$rB e^{-rd/2} = + q \operatorname{sen}\left(\phi - q \frac{d}{2}\right)$$

Quadrando e somando as duas primeiras tiramos

$$A = \frac{q e^{pd/2}}{k \sqrt{N_2^2 - N_1^2}} \quad (\text{AII.29})$$

Fazendo o mesmo com as duas últimas vem:

$$B = \frac{q e^{rd/2}}{k \sqrt{N_2^2 - N_3^2}} \quad (\text{AII.30})$$

Expandindo os cossenos e senos das eqs. (AII.22,23,27,28) e substituindo nelas as expressões para A e B temos:

$$\text{Região 1} - E_y = A e^{+px} e^{i(\gamma_z - \omega t)} \quad - \infty < x \leq d/2$$

$$\text{Região 2} - \quad = \cos(qx + \phi) e^{i(\gamma_z - \omega t)} \quad - \frac{d}{2} \leq x \leq d/2$$

$$\text{Região 3} - \quad = B e^{-rx} e^{i(\gamma_z - \omega t)} \quad \frac{d}{2} \leq x < \infty$$

onde A, B e ϕ estão dados nas eqs. (AII.29,30,31) e γ , p, q e r satisfazem às seguintes condições:

$$q^2 = (N_2^2 k^2 - \gamma^2)$$

$$p^2 = (\gamma^2 - N_1^2 k^2)$$

$$r^2 = (\gamma^2 - N_3^2 k^2)$$

$$\text{tg}(qd) = \frac{p/q + r/q}{1 - pr/q^2}$$

Para calcular a atenuação ou ganho do guia, médios no tempo, Anderson calculou as potências dissipada e armazenada médias no tempo por unidade de comprimento.

A potência dissipada P pode ser calculada em termos da condutividade dielétrica através de:

$$P = \frac{1}{2} \int \sigma E^2 dx \quad (\text{AIII.4})$$

e a potência armazenada U será dada por:

$$U = \frac{1}{2} \int \epsilon \epsilon_0 E^2 dx \quad (\text{AIII.5})$$

$$\frac{q}{k \sqrt{N_2^2 - N_1^2}} = \cos\phi \cos q \frac{d}{2} - \sin\phi \sin q \frac{d}{2} \quad (\text{I})$$

$$- \frac{p}{k \sqrt{N_2^2 - N_1^2}} = \cos\phi \cos q \frac{d}{2} + \sin\phi \sin q \frac{d}{2} \quad (\text{II})$$

$$\frac{q}{k \sqrt{N_2^2 - N_3^2}} = \cos\phi \cos q \frac{d}{2} + \sin\phi \sin q \frac{d}{2} \quad (\text{III})$$

$$+ \frac{r}{k \sqrt{N_2^2 - N_3^2}} = + \sin\phi \cos q \frac{d}{2} - \cos\phi \sin q \frac{d}{2} \quad (\text{IV})$$

Multiplicando (I-III) e (II-IV) e fazendo a diferença entre o primeiro e o segundo produto tem-se:

$$\cos^2\phi - \sin^2\phi = \cos 2\phi =$$

$$= \frac{q^2}{k^2 \sqrt{(N_2^2 - N_1^2)(N_2^2 - N_3^2)}} \left| 1 + \frac{pr}{q^2} \right|$$

(AII.31)

Fazendo a soma dos produtos obtemos uma condição importante

$$\cos qd = \frac{q^2}{k^2 \sqrt{(N_2^2 - N_1^2)(N_2^2 - N_3^2)}} \left| 1 - \frac{pr}{q^2} \right| \quad (\text{AII.32})$$

Multiplicando-se (I-IV) e (II-III) e fazendo-se a diferença se obtém:

$$\sin(qd) = \frac{pq + rq}{k \sqrt{(N_2^2 - N_1^2)(N_2^2 - N_3^2)}} \quad (\text{AII.33})$$

Combinando esta equação com a eq. (AII.32) obtém-se a conhecida solução da equação de auto-valores de uma partícula em um poço de potencial:

$$\operatorname{tg}(qd) = \frac{p/q + r/q}{1 - \frac{pr}{q^2}} \quad (\text{AII.34})$$

Esta condição indica que há valores discretos de (q) , que correspondem aos modos transversais que o guia é capaz de confinar. Na fig. (AII.3) vemos um gráfico que ilustra a solução desta equação transcendental. Se

lembramos as eqs. (AII.20 e

21) vemos que p e r podem

ser expressos em função de

q , de modo que esta condição

indica quais os valores de

q que satisfazem a esta

equação. Em outras palavras

diríamos, quais os modos

transversais que são guia-

dos por este guia de 3 ca-

madas. Estes valores forma

um conjunto discreto, de modo que estebelece dentro do espectro

de emissão espontânea os modos transversais discretos que são guiados.

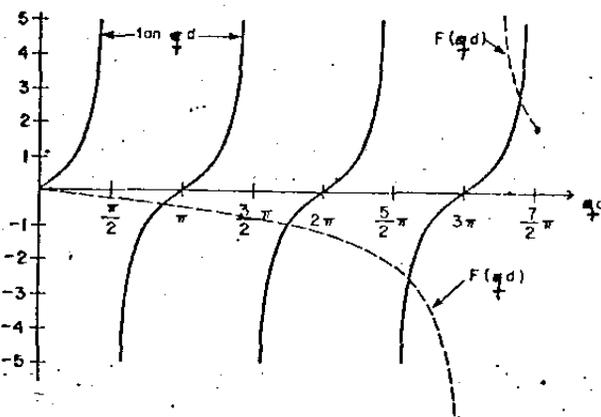


Figura. (AII.3) - Ilustração da solução gráfica da equação transcendental para o guia de ondas.

Determinado q , automaticamente, pela eq. (AII.19) γ estará determinado.

Como $N_2 > N_1 \geq N_3$ vemos que os valores de γ menores que $n_2 k$, veja a fig. (AII.4), o parâmetro p será imaginário. Tomando o intervalo $N_3 k < \gamma \leq N_1 k$, vemos pelo fato de p ser imaginário

o guia não confina mais a luz, e que o campo eletromagnético no guia se espalha pela região 1. Fazendo $p = i|p|$ na função que descreve os campos na região 1, ela não tenderá mais a infinito quando x tende para $-\infty$. A função será oscilante o que indica aquilo que acabamos de falar acima. Assim $\gamma = N_1 k$ e $p = 0$, fica sendo a chamada condição de corte do guia de ondas, isto é, quando o guia começa a não confiar o campo eletromagnético.

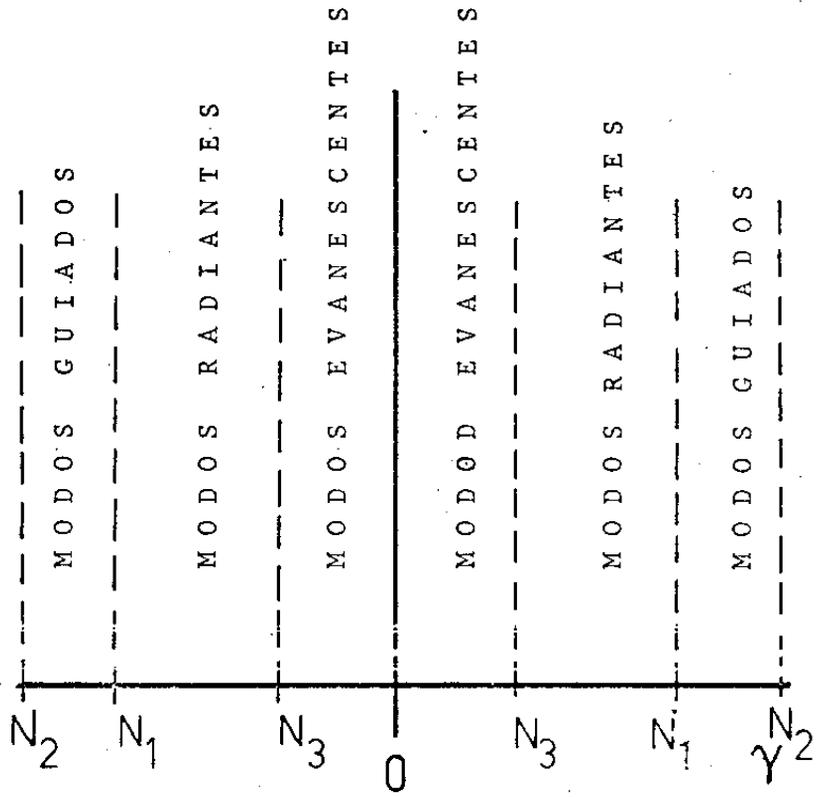


Figura. (AII.4) - Ilustração das regiões de operação de um guia de ondas.

Modos TM

Para os modos TM temos as componentes não nulas H_y , E_x , E_z . Tomando a mesma dependência dos campos em t e z , com a dos modos TE, nós obtemos das equações de Maxwell as seguintes equações:

$$i\gamma H_y = i\omega\epsilon_0 N^2 E_x \quad (\text{AII.35})$$

$$\frac{\gamma H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon_0 N^2 E_z \quad (\text{AII.36})$$

$$i\gamma E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \quad (\text{AII.37})$$

Também aqui por simplicidade omitimos o fator $e^{i(\omega t - \gamma z)}$.

Das eqs. (AII.35) e (AII.36) obtemos:

$$E_x = \left(\frac{i}{N^2 \omega \epsilon_0} \right) \frac{\partial H_y}{\partial z} = \left(\frac{\gamma}{N^2 \omega \epsilon_0} \right) H_y \quad (\text{AII.38})$$

$$E_z = \left(\frac{-i}{N^2 \omega \epsilon_0} \right) \frac{H_y}{\partial x} \quad (\text{AII.39})$$

Substituindo-se estas equações na eq. (AII.37) obtemos a equação de onda para o guia:

$$\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + (N^2 k^2 - \gamma^2) H_y = 0 \quad (\text{AII.40})$$

Tomando as condições de continuidade das componentes H_y e E_z nas interfaces, e a condição de que os campos se anulam para $x = \pm \infty$ nós obtemos para cada região as seguintes equações:

$$H_y = \left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right) A e^{+px} \quad -d/2 \leq x < -\infty \quad (\text{AII.41})$$

$$= \left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right) (\cos q x + \phi) \quad +d/2 \leq x \leq -d/2 \quad (\text{AII.42})$$

$$\left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right) B e^{-rx} \quad \infty > x \geq d/2 \quad (\text{AII.43})$$

O fator $\left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right)$ foi incorporado à amplitude do campo magnético nestas equações para assegurar que ele troque de sinal quando a propagação é feita em sentido oposto, desde que o campo magnético transversal muda seu sinal quando mudo o sentido de propagação.

As componentes de E são facilmente determinadas, sendo aqui de interesse a componente E_z nas três regiões. Usando a eq.

(AII.39) temos:

$$E_z = \frac{-ip}{N_2^2 \omega \epsilon_0} \left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right) A e^{+px} \quad -\frac{d}{2} \geq x > -\infty \quad (\text{AII.44})$$

$$= \frac{iq}{N_2^2 \omega \epsilon_0} \left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right) (\text{sen } x + \phi) \quad \frac{d}{2} \geq x \geq -\frac{d}{2} \quad (\text{AII.45})$$

$$= \frac{ir}{N_3^2 \omega \epsilon_0} \left(\frac{\gamma}{|\gamma|} \right) B e^{-rx} \quad \infty > x \geq \frac{d}{2} \quad (\text{AII.46})$$

Fazendo-se o mesmo tipo de cálculos feitos para os modos TE, obtemos as condições que os parâmetros A, B e ϕ , devem satisfazer para garantir a continuidade dos componentes E_z e H_y nas interfaces. Elas serão:

$$q A e^{-pd/2} = q \cos \left(q \frac{d}{2} + \phi \right)$$

$$-\frac{p}{N_2^2} A e^{-pd/2} = \frac{q}{N_2^2} \text{sen} \left(q \frac{d}{2} + \phi \right)$$

$$q B e^{-rd/2} = q \cos \left(\phi - \frac{qd}{2} \right)$$

$$\frac{r}{N_3^2} B e^{-rd/2} = + \frac{q}{N_2^2} \text{sen} \left(\phi - \frac{qd}{2} \right)$$

Com elas obtemos:

$$A = \frac{q e^{pd/2}}{\sqrt{q^2 + p^2} \left(\frac{N_2}{N_1} \right)^4} \quad (\text{AII.47})$$

$$B = \frac{q e^{rd/2}}{\sqrt{q^2 + r^2} \left(\frac{N_2}{N_3} \right)^4} \quad (\text{AII.48})$$

$$\cos^2 = - \frac{(q/N_2)^2 + (p/N_1)^2 (r/N_3)^2}{(q/N_2)^2 \left[q^2 + p^2 \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^4 \quad q^2 + r^2 \left(\frac{N_2}{N_2}\right)^2 \right]} \quad (\text{AII.49})$$

Como antes podemos obter a condição que estabelece quais os modos transversais que podem ser guiados.

$$\text{tg } qd = \frac{\left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \frac{p}{q} + \left(\frac{N_2}{N_3}\right)^2 \frac{r}{q}}{1 - \left(\frac{N_2}{N_1}\right)^2 \left(\frac{N_2}{N_3}\right)^2 \frac{pr}{q^2}} \quad (\text{AII.50})$$

Também com os modos TM, $\gamma = N_1 k$ ou $q=0$ é a condição de corte do guia de ondas. Isto pode ser visto facilmente observando a eq. (AII.20) desde que N_k torna p complexo e o campo não é na região 1. A solução da região nestas condições é oscilante.

Guias Simétricos

Com o fim de aplicar o caso de guias simétricas no decorrer deste trabalho nós vamos fazer uma breve discussão deste assunto. Os casos práticos de guias de ondas simétricas, em lasers de semicondutores, seriam os lasers de heteroestrutura dupla, lasers hoje de sua importância.

O caso de um guia simétrico será aquele em que os índices de refração nas regiões que limitam o núcleo do guia são iguais, ou têm os índices de refração iguais.

Assim é só fazer $N_1 = N_3$ nas soluções encontradas para que tenhamos todas as soluções referentes aos guias simétricos.

De particular interesse são as duas equações de auto-valores de guias nos quais se propagam modos TE e TM.

Fazendo $N_1 = N_3$ obtemos:

$$\operatorname{tg} qd = \frac{2 p/q}{1-p^2/q^2} \quad (\text{Modos TE}) \quad (\text{AII.51})$$

$$\operatorname{tg} qd = \frac{2p/q(N_2/N_1)^2}{1-p^2/q^2(N_2/N_1)^2} \quad (\text{Modos TM}) \quad (\text{AII.52})$$

Vemos que, $N_1=N_3$ implica em $p=r$.

Um detalhe que diferencia um guia simétrico de um guia assimétrico é a condição de corte.

No guia assimétrico nós vimos que quando γ fosse maior ou igual a $N_1 k$, desde que $N_2 > N_1 \geq N_3$ o parâmetro p se tornaria complexo. O campo eletromagnético que se espalharia pela região 1, não seria mais evanescente quando x tendesse para menos infinito.

Vimos que $p=0$ seria a condição de corte. Tomemos para facilitar o raciocínio $p=0$ na equação de auto-valores dos modos TE.

Resulta:

$$\operatorname{tg}(qd) = (r/q) \quad (\text{AII.53})$$

o que parece indicar que há um valor de q que satisfaz a esta equação.

No entanto como:

$$p^2 = (N_2^2 - N_1^2)k^2 - q^2$$

$$p = 0 \quad q^2 + (N_2^2 - N_1^2)k^2 = 0$$

Logo substituindo-se o valor de q^2 na eq. (AII.20) temos:

$$\gamma = \sqrt{N_1^2 k^2} = i N_1 k$$

Como o modo normal se propaga em z segundo a função:

$$e^{i\gamma z}$$

vemos que com γ imaginário o campo deixa de ser uma onda que se propaga em z , desde que o campo tem sua amplitude multiplicada por um fator de decaimento com z . Isto mostra que o modo não mantém a sua forma ao longo de z , e isto elimina a definição de modo guiado.

No caso dos guias simétricos, a condição de corte $p = 0$ nos dá:

$$\text{tg } qd = 0 \quad (\text{AII.54})$$

cujas soluções no intervalo entre 0 e $\frac{\pi}{2}$ é $q = 0$. para valores não nulos de d .

Como $q = 0$ vemos que:

$$\gamma = N_2 k$$

e não será mais complexo.

Isto impõe que a dependência do campo na direção z , seja dada por um fator oscilante $e^{\pm i N_2 k z}$.

Daí a diferença fundamental entre os guias assimétricos e simétricos, estes não têm a condição de corte guiando um modo, ainda quando o batente do índice de refração entre o núcleo

do guia e o exterior tenda a zero.

A existência de solução para a equação transcendental do guia de onda simétrico pode ser melhor visto e mais facilmente calculado usando-se outras expressões deduzidas a partir de (AII.51 e 52). Elas são obtidas como segue.

Tomemos a eq. (AII.51) na forma:

$$\operatorname{tg}\left(2 \frac{qd}{2}\right) = \frac{2 p/q}{1 - p^2/q^2}$$

$$\text{Como } \operatorname{tg}(2u) = \frac{2 \operatorname{tg} u}{1 - \operatorname{tg}^2 u}$$

temos:

$$\operatorname{tg}(qd/2) = p/q \quad (\text{AII.54})$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{qd}{2}\right) = -\frac{q}{d} \quad (\text{AII.55})$$

onde as eqs. (AII.54 e 55) são as soluções de simetria par e impar.

Usando o fato que:

$$\cos u = \frac{\pm 1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 u}}$$

podemos escrever com a eq. (AII.54):

$$\cos\left(q \frac{d}{2}\right) = \frac{\pm 1}{\sqrt{1 + \left(\frac{p}{q}\right)^2}} = \frac{\pm q}{\sqrt{p^2 + q^2}}$$

Como:

$$p^2 = \left| (N_2^2 - N_1^2) k^2 - q^2 \right|$$

$$\cos\left(q \frac{d}{2}\right) = \frac{\pm 2(qd/2)}{\sqrt{(N_2^2 - N_1^2) k^2 d^2}} \quad (\text{AII.55})$$

Sendo a solução (AII.54) as que são válidas para o 1º e 3º quadrante, temos que tomar a solução de sinal (+) no lado direito da eq. (AII.55).

O cruzamento das curvas - coseno e reta, dadas na eq. (AII.55), determina os valores de q que são possíveis.

Vemos que quando $(N_2^2 - N_1^2) k^2 d^2$, tende para zero, a reta -

$$\frac{2}{\sqrt{(N_2^2 - N_1^2) k^2 d^2}} \left(q \frac{d}{2}\right)$$

tende para o eixo $(q \frac{d}{2}) = 0$. Neste caso a solução da equação transcendental é de um modo par e será o ponto

$(q \frac{d}{2}) = 0$, como vemos na fig. (AII.5).

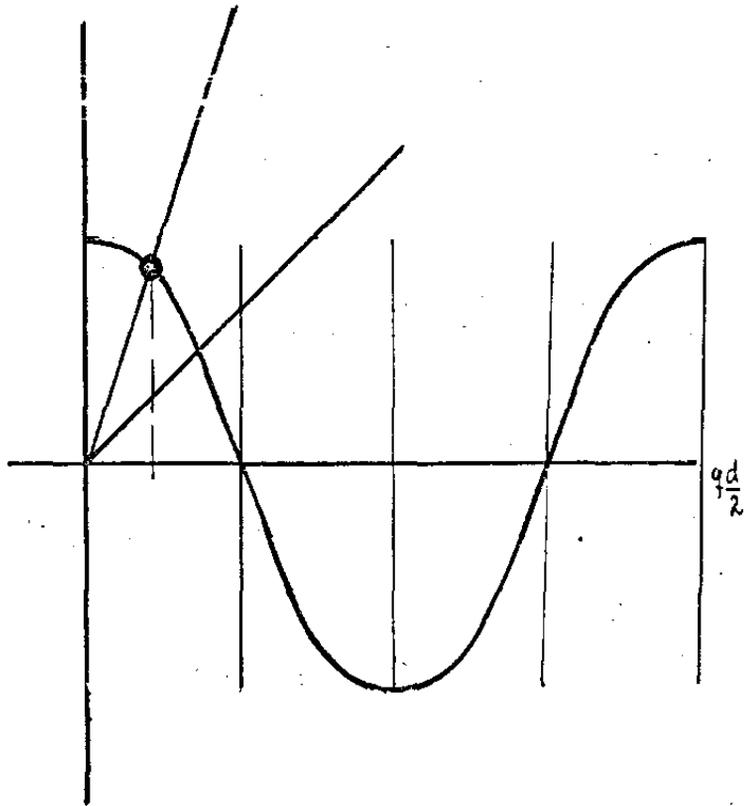


Figura. (AII.5) - Ilustração da solução gráfica da equação transcendental para um guia de ondas simétrico para modos ímpares.

A eq. (AII.55) é mais facilmente resolvida que as eqs. (AII.51) ou (AII.54).

A solução dos modos TE, usando-se a eq. (AII.55) nos dará os modos ímpares do guia que será:

$$\text{sen } q \frac{d}{2} = \frac{-2(q \frac{d}{2})}{\sqrt{(N_2^2 - N_1^2) k^2 d^2}} = \frac{-q}{k \sqrt{(N_2^2 - N_1^2)}} \quad (\text{AII.56})$$

As soluções existem no 2º e 4º quadrante, e se vê facilmente na fig.

(AII.6) que não há soluções para $(N_2^2 - N_1^2) k^2 d^2$ tende para zero.

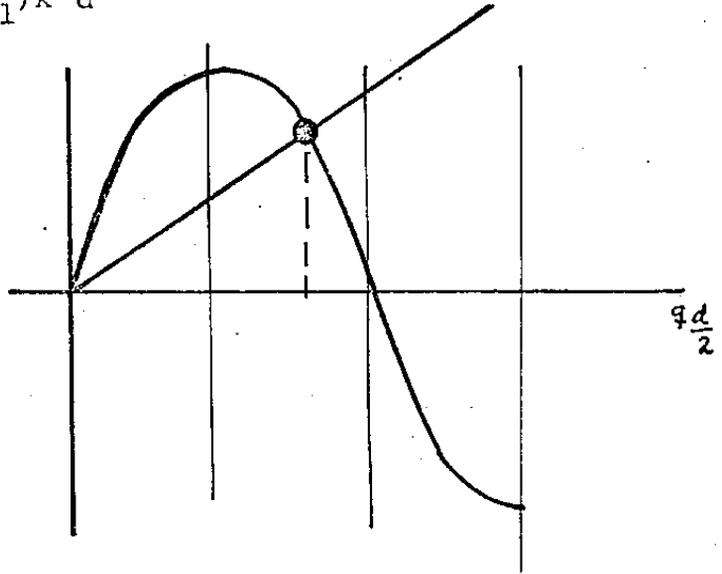


Figura. (AII.6) - Ilustração da solução gráfica da equação transcendental para um guia de ondas simétrico para soluções ímpares.

- Apêndice III -Perdas por Difração

Entre as perdas de um laser em funcionamento estão as perdas por difração. Estas perdas se referem às perdas devido à quantidade de luz que sai do guia, e também da região ativa, devido aos seus modos transversais no guia.

Usando um modelo de três camadas superpostas de dielétricos diferentes, Anderson(46) calculou as perdas de difração associadas a um modo TE guiado na cavidade ressonante de um laser de semicondutor. O cálculo será feito daqui por diante.

Seja um meio de três camadas, e cujas constantes dielétricas são definidas por:

$$\text{REGIÃO 1} - \epsilon_1 = (\epsilon_1' - j\epsilon_1'')\epsilon_0$$

$$\text{REGIÃO 2} - \epsilon_2 = (\epsilon_2' - j\epsilon_2'')\epsilon_0$$

$$\text{REGIÃO 3} - \epsilon_3 = (\epsilon_3' - j\epsilon_3'')\epsilon_0$$

Na região 2 o sinal (+) na constante dielétrica indica que há ganho, enquanto nas outras duas regiões o sinal (-) indica que o meio é absorvedor. Como $\epsilon'' \ll \epsilon'$, pode-se usar a solução do guia dielétrico passivo.

Consideremos como solução da equação de onda de um guia passivo a solução demonstrada no Apêndice (II), onde usamos o índice de refração no lugar da constante dielétrica.

Assim temos para um modo TE:

Considerando que em cada região a constante dielétrica complexa é uniforme temos:

Potência Dissipada:

$$\text{Região 1} - P_1 = \frac{1}{2} \sigma_1 \int_{d/2}^{\infty} A^2 e^{-2px} dx = \frac{\sigma_1}{4} \frac{A^2}{p} e^{-pd} \quad (\text{AIII.6})$$

$$\text{Região 2} - P_2 = \frac{1}{2} \sigma_2 \int_{-d/2}^{d/2} \cos^2(qx + \phi) dx = \frac{\sigma_2}{4} \left(d + \frac{\cos 2\phi \operatorname{sen} qd}{q} \right) \quad (\text{AIII.7})$$

$$\text{Região 3} - P_3 = \frac{1}{2} \sigma_3 \int_{-\infty}^{-d/2} B^2 e^{-2rx} dx = \frac{\sigma_3 B^2}{4r} e^{-rd} \quad (\text{AIII.8})$$

Potência Armazenada:

$$\text{Região 1} - U_1 = \frac{\epsilon_1' \epsilon_0}{2} \int_{d/2}^{\infty} A^2 e^{-2px} dx = \frac{\epsilon_1' \epsilon_0}{4} A^2 e^{-pd} \quad (\text{AIII.9})$$

$$\text{Região 2} - U_2 = \frac{\epsilon_2' \epsilon_0}{2} \int_{-d/2}^{d/2} \cos^2(qx + \phi) dx = \frac{\epsilon_2' \epsilon_0}{4} \left(d + \frac{\cos 2\phi \operatorname{sen} qd}{q} \right) \quad (\text{AIII.10})$$

$$\text{Região 3} - U_3 = \frac{\epsilon_3' \epsilon_0}{2} \int_{-\infty}^{-d/2} B^2 e^{-2rx} dx = \frac{\epsilon_3' \epsilon_0}{4} B^2 e^{-rd} \quad (\text{AIII.11})$$

Tomando σ em função dos parâmetros que descrevem perdas ou ganho de um meio dielétrico infinito nós obtemos:

$$\sigma = \omega \epsilon_0 \epsilon'' = \sqrt{\epsilon'} \epsilon_0 c \alpha \quad (\text{AIII.12})$$

onde: α - coeficiente de absorção

c - velocidade da luz

$\omega = 2\pi\nu$

Considerando a aproximação

$$\epsilon_1 \approx \epsilon_2 \approx \epsilon_3 = \epsilon$$

a expressão para a atenuação de um guia de ondas toma uma forma simples:

$$\begin{aligned} \alpha_g &= \frac{P_1 + P_2 + P_3}{U_1 + U_2 + U_3} \frac{\sqrt{\epsilon'}}{C} = \\ &= \frac{\frac{\sigma_1}{4p} A^2 e^{-pd} + \frac{\sigma_2}{4} \left(d + \frac{\cos 2\phi \operatorname{sen} qd}{q} \right) + \frac{\sigma_3}{4r} B^2 e^{-rd}}{\frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{4} A^2 e^{-pd} + \frac{\epsilon_2 \epsilon_0}{4} \left(d + \frac{\cos 2\phi \operatorname{sen} qd}{q} \right) + \frac{\epsilon_3 \epsilon_0}{4} B^2 e^{-rd}} \cdot \frac{\sqrt{\epsilon'}}{C} \\ &= \frac{\sqrt{\epsilon'} C \epsilon_0 \left| \frac{A^2}{p} e^{-pd} \alpha_1 + \left(d + \frac{\cos 2\phi \operatorname{sen} qd}{q} \right) + \frac{B^2}{r} e^{-rd} \right| \sqrt{\epsilon'}}{\epsilon_1 \epsilon_0 \left| A^2 e^{-pd} + \left(d + \frac{\cos 2\phi \operatorname{sen} qd}{q} \right) + B^2 e^{-rd} \right| C} \end{aligned}$$

Tomemos as expressões que definem A, B e $\cos 2\phi$ para modos TE, como calculamos no fem anterior:

$$\begin{aligned} A &= \frac{q e^{pd/2}}{k \sqrt{N_2^2 - N_1^2}} & \cos 2\phi &= \frac{q^2 \left(1 + \frac{pr}{q^2} \right)}{k^2 \sqrt{(N_2^2 - N_1^2)(N_2^2 - N_3^2)}} \\ B &= \frac{q e^{rd/2}}{k \sqrt{N_2^2 - N_3^2}} \end{aligned}$$

chegaremos a:

$$\alpha_g = \frac{\alpha_1 + F \alpha_3 + G \alpha_2}{H}$$

(AIII.13)

onde:

$$F = \frac{P}{r} (N_2^2 - N_1^2) \quad (\text{AIII.14})$$

$$G = \frac{pd}{q^2} (N_2^2 - N_1^2) k^2 + \frac{P}{q} \sqrt{\frac{N_2^2 - N_1^2}{N_2^2 - N_3^2}} \left(1 + \frac{Pr}{q^2}\right) \operatorname{sen} qd \quad (\text{AIII.15})$$

$$H = 1 + \frac{P}{r} \left(\frac{N_2^2 - N_1^2}{N_2^2 - N_3^2}\right) + G \quad (\text{AIII.16})$$

Em um laser o guia está na região ativa onde há inversão de população α_2 será negativo, indicando que há ganho.

A condição de amplificação de luz estimulada neste esquema de Anderson será indicado fazendo $\alpha_g \geq 0$. Quando $\alpha_g = 0$ o ganho líquido na região ativa começa a superar as perdas das regiões 1 e 3.

O limiar nos dará então:

$$\alpha_1 + F\alpha_3 + \alpha_2 = 0 \quad (\text{AIII.17})$$

O termo $-\alpha_2$ é o ganho líquido em relação às perdas por absorção de luz na região ativa e as perdas por transmissão de luz através dos espelhos.

O lado direito desta equação nos dá as perdas face a luz que sai na direção transversal ao guia, e a chamamos de perdas por difração α_d .

Donde as perdas por difração de um modo TE será:

$$\alpha_d = \frac{\alpha_1 + F \alpha_3}{G} \quad (\text{AIII.18})$$

Como nós desejamos trabalhar com as diferenças entre os índices de refração da região 2 e das regiões 1 e 3, faremos algumas aproximações.

$$N_1 = N_2 - \delta$$

Tomemos:

$$N_3 = N_2 - \Delta$$

$$N_2^2 - N_1^2 = N_2^2 - (N_2 - \delta)^2 = 2N_2\delta + \delta^2 \approx 2N_2\delta$$

$$N_2^2 - N_3^2 = N_2^2 - (N_2 - \Delta)^2 = 2N_2\Delta + \Delta^2 \approx 2N_2\Delta$$

Como a maior diferença Δ será de no máximo 0.2 e $N_2=3.6$ o erro cometido em se desprezar Δ^2 é no máximo 3%. No caso dos guias assimétricos onde a diferença menor, e que é a mais importante é de no máximo 0.02, o erro é então dez vezes menor.

Apêndice (IV)

Tomemos um guia de ondas formado por três regiões diferentes, seguindo a geometria que a fig. (IV.1) mostra.

Podemos considerá-la como sendo a região ativa de um laser de hetero estrutura dupla, com uma canalleta.

Os α 's se referem às perdas óticas do laser em cada uma das regiões

d e s as larguras do guia - nas direções transversais x e y . g é o ganho gerado na região ativa do laser e os N 's são os índices de refração de cada uma das regiões.

É possível se obter as soluções para este guia de ondas, entre - tanto desejamos aproximar este guia do que seria um caso real, por uma distribuição contínua de todas as grandezas que descrevemos acima com um modelo que envolve descontinuidades.

Consideramos que a constante dielétrica da região ativa seja uma função que possa ser descrita, especialmente através de uma expansão de Taylor em torno do seu ponto de máximo.

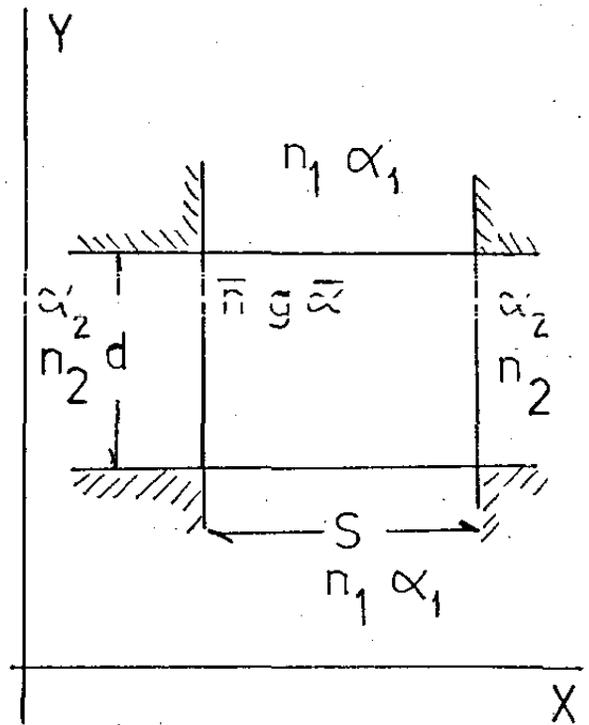


Figura. (IV.1)- Ilustração do guia de ondas para o cálculo das perdas por difração.

$$\epsilon = \epsilon_0 - ax^2 - by^2$$

(IV.1)'

onde

ϵ_0 - valor da constante dielétrica no eixo z , (valor máximo)

a e b - parâmetros que descrevem a variação de ϵ nos eixos x e y .

Consideraremos x como a direção paralela à junção e y - perpendicular a ela, ambas paralelas à direção dos espelhos.

As potências ímpares têm coeficientes nulos, desde que a expansão é feita em torno do valor máximo da função.

A equação de onda para o guia é a operação reduzida.

$$\nabla^2 \psi + \psi = 0 \quad (\text{IV.2})$$

$$\nabla^2 = \sum (\partial^2 / \partial e_i^2) \quad (\text{IV.3})$$

$$e_i \equiv x, y, z$$

ψ - O campo eletromagnético no guia

k e λ - comprimento da onda no vácuo.

A solução desta equação será as funções Hesmite Gauss.

$$\psi(x, y, z) = \psi_0 H_p \{(ak)^{1/2} x\} H_q \{(bk)^{1/2} y\} \exp(-i\gamma z) \cdot \exp(-kax^2/2) \cdot \exp(-kby^2/2). \quad (\text{IV.4})$$

onde

H_p é um polinômio de Hermite de grau p e γ é dado por:

$$\gamma = \{\epsilon_0 k^2 - (2p+1)ak - (2q+1)bk\}^{1/2} \quad (\text{IV.5})$$

Esta solução foi usada por Zachos e Ripper (62) para o caso em que a constante dielétrica, ou o índice de refração, era uma função real.

Para o caso em que o índice de refração é parabólico e é complexo, esta solução ainda se verifica, sendo as funções de Hermite Gauss funções dos parâmetros complexo que as definem ϵ_0 , a e b .

Nash (61) estuda este caso de uma função parabólica para a constante dielétrica complexa.

Tomaremos os parâmetros ϵ_0 , a , b , como sendo:

$$\epsilon_0 = \epsilon_0' + i \epsilon_0'' \quad (\text{IV.6})$$

$$a = a' + i a'' \quad (\text{IV.7})$$

$$b = b' + i b'' \quad (\text{IV.8})$$

e o índice de refração \bar{N} do meio a que é dado pela constante dielétrica através da relação:

$$\bar{N} = \sqrt{\epsilon} = N + iK \quad (\text{IV.9})$$

As partes real e imaginária de ϵ_0 , a , b , e \bar{N} satisfizem a algumas condições que veremos agora.

A) Para que haja guiamento é necessário que

$$a' \text{ e } b' > 0$$

de modo que a parte real diminui para pontos mais afastados do eixo z , onde se verifica o máximo da constante dielétrica ou do

Índice de refração, fornecendo um guia de ondas.

B) Na constante dielétrica $|\epsilon_0| \gg |a^2 x^2 + b^2 y^2|$, sendo o segundo termo uma perturbação. Quando x e y foram suficientemente grandes de modo que tornam a parte real de ϵ_0 menor do que 1 ou negativa o valor do campo terá ido a zero devido às funções de Gauss.

C- A parte real imaginária da constante dielétrica, e do índice de refração satisfazem:

$$N \gg |k|$$

$$\epsilon_0' \gg |\epsilon_0''|$$

Para exemplificar tomemos valores típicos N e K , sendo esta última dada através do ganho.

$$N = 3,6$$

$$g = 100 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 0,8 \text{ } \mu\text{m}$$

Como $|K|/N = g\lambda/4\pi N$ temos $|K|/N \approx 10^{-4}$ o que justifica $N \gg |K|$. O mesmo pode ser verificado para a constante dielétrica.

A idéia de Nash foi tomar o batente de índice de refração equivalente à distribuição parabólica, que nos deu os polinômios de Hermite Gauss como solução da equação para o guia de ondas.

Antes porém, tomemos a expressão para o índice de refração em termos de ϵ_0 , a e b , usando a eq. (IV.9)

Temos:

$$\bar{N} = \sqrt{\epsilon} = \{\epsilon_0 - a^2 x^2 - b^2 y^2\}^{1/2}$$

$$= \{(\epsilon'_0 + i \epsilon''_0) - (a' + ia''')^2 x^2 - (b' + ib''')^2 y^2\}^{1/2}$$

tomando que $(a' x^2 + b' y^2) \ll \epsilon'_0$ e que $k \ll N$ podemos concluir \bar{N} na forma:

$$\begin{aligned} \bar{N} = \sqrt{\epsilon'_0} - \frac{1}{2\sqrt{\epsilon'_0}} [(a'^2 - a'''^2) x^2 + (b'^2 - b'''^2) y^2] + \\ + \frac{i}{2\sqrt{\epsilon'_0}} [\epsilon_{0i} - 2a'a''x^2 - 2b'b''y^2] \end{aligned} \quad (IV.10)$$

Vemos que se $\epsilon_{0i} > 0$ o meio está amplificando.

Analogamente podemos expandir $\gamma = \gamma' + i \gamma''$ como:

$$\gamma' = \sqrt{\epsilon'_0} k - \frac{a'}{2\sqrt{\epsilon'_0}} (2p + 1) - \frac{b'}{2\sqrt{\epsilon'_0}} (2q + 1) \quad (IV.11)$$

$$\gamma'' = \frac{\epsilon''_0 k}{2\sqrt{\epsilon'_0}} - \frac{a''}{2\sqrt{\epsilon'_0}} (2p + 1) - \frac{b''}{2\sqrt{\epsilon'_0}} (2q + 1) \quad (IV.12)$$

Batentes equivalentes

Olhando para figura (IV.2) vemos uma esquematização dos batentes equivalentes do índice de refração e ganho, para uma distribuição parabólica destas duas grandezas seguindo a direção perpendicular à junção. Considerando no caso do índice de refração que as áreas limitadas pelas parábolas e batentes em relação à base N_1 são iguais os termos:

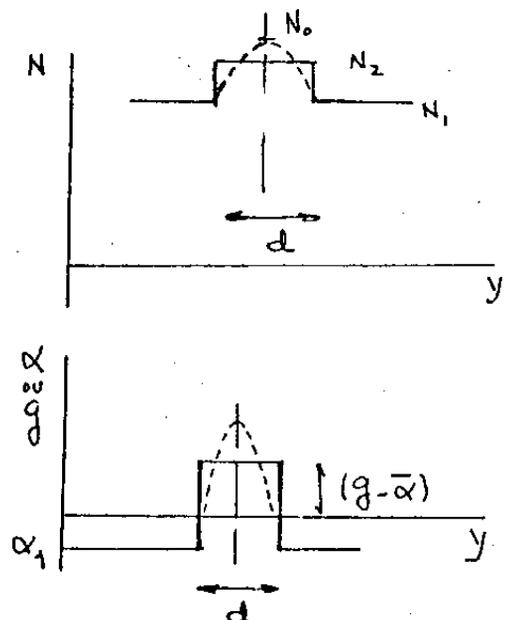


Figura.(AIV.2)- Ilustração dos perfis de ganho, índice de refração descontínuos e os perfis parabólicos equivalentes.

$$\delta N = - \Delta N = \frac{2}{3} (N(y=0) - N(y = \pm d/2)) \quad (\text{IV.13})$$

Tomando o mesmo processo para o ganho temos:

$$\delta g = \frac{2}{3} \Delta g = \frac{2}{3} (g(y = 0) - g(y = \pm \frac{d}{2})) \quad (\text{IV.14})$$

vemos que $g(y = \pm d/2) = -\alpha_1$

como $k = \frac{g}{2k}$ temos:

$$\delta k = \frac{2}{3} \Delta k = \frac{2}{3} (k(y = 0) - k(y = \pm d/2)) = \frac{1}{2 \cdot k} (g - \alpha - \alpha_1)$$

(IV.15)

Resumindo

$$N(y = 0) - N(y = \pm d/2) = \frac{3}{2} N = \frac{3}{2} (N_2 - N_1) \quad (\text{IV.16})$$

$$K(y=0) = K(y=\pm \frac{3}{2}) = \frac{3}{2} \delta K = - \left(\frac{1}{2k} \right) (g - \bar{\alpha}) + \bar{\alpha} + \alpha_1 =$$

$$= \frac{3}{8\pi} \lambda g' \quad (\text{IV.17})$$

onde

$$g' = g - \bar{\alpha} + \alpha_1 \quad (\text{IV.18})$$

da equação (IV.10) temos que

$$N(g = 0) = \sqrt{\epsilon'_0} = N_1 + \frac{3}{2} \delta N = N_2 + \frac{3}{2} \delta N = N_2 \quad (\text{IV.19})$$

e para $y = \pm \frac{1}{2}$ tem-se

$$N(y = \pm d/2) = \sqrt{\epsilon'_0} + \frac{1}{2\sqrt{\epsilon'_0}} (b'^2 - b''^2) \frac{d^2}{4} \quad (\text{IV.20})$$

Comparando com a eq. (VII.16) temos:

$$(b'^2 - b''^2) = \frac{12n_2 \delta N}{d^2} \quad (\text{IV.21})$$

Tomando do mesmo modo a eq. (VII.10) e examinando a parte imaginária temos:

$$k(y = 0) - k(y = \pm \frac{d}{2}) = \frac{b' b''}{2\sqrt{\epsilon'_0}} \quad (\text{IV.22})$$

e comparando com a eq. (VII.17) temos:

$$b' b'' = \frac{3\pi}{2} \left(\frac{N_2 \lambda}{d^2} \right) g' \quad (\text{IV.23})$$

Para que b' seja maior que zero como estabelecemos de início temos:

$$b' = 2/3 \left(\frac{\delta N \cdot N_2}{d} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.24})$$

$$b'' = \frac{\sqrt{3}}{4\bar{N}} \left(\frac{\lambda g'}{d} \right) \left(\frac{N_2}{\delta N} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.25})$$

Vamos da eq. (VII.4) que para um modo de Gauss a meia largura ω_y torneada no ponto $(\frac{1}{e})$ da distribuição do campo será

$$\omega_y = \left(\frac{2}{b', k} \right)^{1/4} = \left(\frac{\lambda d}{2\sqrt{3}\bar{N}} \right) \left(\frac{1}{\delta N \cdot N_2} \right)^{1/4} \quad (\text{IV.26})$$

Consideramos agora o caso da direção x onde não há variação do índice de refração por construção.

Neste caso:

$$a' = a''$$

Fazendo do mesmo desenvolvimento que antes temos:

$$a' \cdot a'' = \left(\frac{3}{2N}\right) \left(\frac{N_2 \lambda}{\delta^2}\right) g'' \quad (\text{IV.27})$$

onde:

$$g'' = g - \alpha_2 + \alpha_2 \quad (\text{IV.28})$$

Temos:

$$a' = a'' = \frac{1}{S} \left(\frac{3}{2N} N_2 \lambda g''\right)^{1/2} \quad (\text{IV.29})$$

Um modo de Gauss nestas condições terá a sua meia largura ω_x dada por:

$$\omega_x = \left(S^2 \frac{2\lambda}{3\pi N_2 g''}\right)^{1/4} \quad (\text{IV.30})$$

Deste modo ainda que não haja batente de índice de refração na direção x , é possível que um modo de Gauss seguindo - esta direção estabilize, desde que nela haja mais ganho no centro do guia do que fora.

Se quiséssemos avaliar o batente de índice de refração que daria o mesmo confinamento que esta distribuição de ganho

podemos fazer o seguinte truque.

Igualemos as larguras de linha dos modos de Gauss com o seu batente de índice de refração, supondo que as mesmas variações estejam envolvidas.

Vamos encontrar que:

$$\delta N = \left(\frac{\lambda}{8\bar{N}} \right) g \quad (\text{IV.31})$$

10. Referencias do texto

- (1) - K. Konnerth, "Turn-on Delay in Gallium Arsenide Lasers Operated at Room Temperature", apresentado na Solid State Devices Research Conference, Princeton, N.J., 21 a. 23 de Junho de 1965. (Abstract no IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-12, pg. 506, Set. 1965.
- (2) - G. E. Fenner, " Delay of Stimulated Emission in GaAs Laser Diodes Near Room Temperature", Solid State Electron., vol. 10, pg. 753 a 764, Agos. 1967.
- (3) - J. C. Dymont e J. E. Ripper, "Temperature Behavior of Stimulated Emission Delays in GaAs Diodes and a Proposed Trapping Model", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-4, pg 155 a 160, Abr. 1968.
- (4) - M. J. Adams, S. Grundorfer, B. Thomas, C. F. L. Davies e H. Mistry, "Time Delays and Q-switching in Homostructure and Heterostructure injection lasers", IEEE J. Quantum Electron., (Part II of Two Parts: Special Issue on 1972 IEEE Semiconductor Laser Conference) , vol. QE-9, pg. 328 a 337, Fev. 1973.
- (5) - S. Grundorfer e M. J. Adams, "Theoretical Considerations of Time Delays in Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-9, pg. 814 a 819, Agos. 1973.
- (6) - I. Melngailis, "Semiconductor Bulk Injection Lasers", apresentado no Northeast Electronics Research and Engineering Meeting, Nov. 1965.
- (7) - E. A. Ulmer Jr. e I. Hayashi, "Internal Q-switching in GaAs-Ga_xAl_{1-x}As Heterostructure Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-6, pg. 297 a 299, Jun. 1970.
- (8) - V. Dolocan, "Effect of Impurity Gradient on the Time Delays and Q-switching in Junctions Lasers", Phys. Status Solidi A, vol. 12 pg. 81 a 87, Jul. 1972.
- (9) - H. B. Kim, "Filamentary Lasing and Delay Time in GaAs Laser Diodes", 1968 2nd Int. Symp. on Gallium Arsenide, Inst Phys., Phys.

Soc. Conf. Series 7, pg. 110 a 115.

- (10) - J. C. Dymant, J. E. Ripper e T. P. Lee, "Measurement and Interpretation of Long Spontaneous Lifetimes in Double Heterostructure Lasers", J. Appl. Phys., vol 43, pg. 452 a 457, fev 1972.
- (11) - J. E. Ripper, "Measurement of Spontaneous Carrier Lifetime from Stimulated Emission Delays in Semiconductor Lasers", J. Appl. Phys., vol. 43, pg. 1762 a 1763, Abr. 1973.
- (12) - G. Guecos e M. J. O. Strutt, "Delay Time Between the Current Pulse and the Light Emission in GaAs Lasers and Tunnel Diodes", Electron. Lett., vol. 3, pg. 276 a 277, jun 1967.
- (13) - J. W. Crowe e K. E. Niebuhr, comunicação privada citada por N. N. Winogradoff e H. Kessler, "Light Emission And Electrical Characteristics of Epitaxial GaAs Lasers and Tunnel Diodes", Solid State Commun., vol 2, pg. 119 a 122 abr. 1964.
- (14) - J. A. Rossi, J.J.Hshiech, a Meckscher, "The Gain Profile and Time-Delay effects in External-Cavity - Coon Talled GaAs Lasers" , IEEE J. Q. E., vol. Qe-11, nº 7, pg. 538 a 545, jul. 1975.
- (15) - G. Guecos e M. J. O. Strutt, "Temperature Dependence of the Delaytime Between the Current Pulse and the Laser Emission Of GaAs Laser Diodes", Electron. Lett., Vol. 3, pg. 532 a 534, dez. 1967.
- (16) - I. Hayashi e M. B. Panish, "GaAs-Ga_xAl_{1-x}As Heterostructure Injection Lasers Which Exhibit Low Thresholds at Room Temperature" , J. App. Phys., vol. 41, nº 1, Jan. 1970.
- (17) - J. E. Ripper e J. C. Dymant, "Internal Q-switching in GaAs Junction Lasers", Appl. Phy. Letters, vol. 12, pg. 365 a 367, jun. 1968.
- (18) - J. C. Dymant, J. E. Ripper e R. H. R. Roldan, "Spiking Light Pulses from GaAs Q-switched Junction Lasers", IEEE J. Quantum Electron, vol. QE-5, pg. 415 a 419, ago. 1969.
- (19) - A. Masuyama, M. Kawabe, K. Masuda e S. Namba, "Time Behavior

- of the Internal Q-switching in GaAs Lasers under Electron Beam Excitation", IEEE J. Quantum Electron., (Part II of Two Parts: Special Issue de 1972. IEEE Semiconductor Laser Conference), vol. Qe-9, pg. 324 a 327, fev. 1973.
- (20) - G. H. B. Thompson, P. R. Selway, G. D. Henshall e J. E. A. Whiteaway, "Role of Optical Guiding in Critical-Temperature Behavior or, Delays and Q-switching in Single Heterostructure GaAs/(GaAl)As Lasers", Electron. Letters, vol. 10, pg. 456 a 457, Out. 1974.
- (21) - J. E. Ripper e T. L. Paoli, "Bistable Operation of Cw Junction Lasers due to Saturable Absorbin Centers", Proceedings of the IEEE, vol. 58, pg. 178 a 179, Jan. 1970.
- (22) - C. D. Dobson, J. Franks e F. S. Kuble, "Characteristics of GaAs Lasers Near Room Temperature", IEEE J. Quantum Electron, vol. QE-4, pg. 151 a 154, abr. 1968.
- (23) - P. Brosson, N. Patel e J. E. Ripper, "Effect of Saturable Absorption on the Behavior of Spontaneous Emission Semiconductor Lasers" Appl. Phys. Lett., vol. 23, nº 2, jul. 1973.
- (24) - J. E. Ripper e A. Pine, não publicado.
- (25) - J. E. Ripper, "Thory of Q-switching and Time Delays in GaAs Junction Lasers", Sym. on GaAs, pg. 91 a 95, 1968.
- (26) - J. E. Ripper e John C. Dymant, "Time Delays and Q-switching in Junctions Lasers: II-Computer Calculations and Comparison With Wxperiments", IEEEJ. Quantum Electron, vol. QE-5, nº 8, pg. 396 a 403, ago. 1969.
- (27) - A. Masuyama, M. Kawabe, K. Masuda e S. Namba, "Internal Q-switching in Electron Beam Excited GaAs Lasers", Oto. Butury (Suppl.), vol. 40, pg 161 a 165, Fev. 1970.
- (28) - S. Namba, A. Masuyama, H. Kawabe e K. Masuda, "Internal Q-switching in a CdS Laser Pumped by an Electron Beam", Japan J. Appl. Phys., vol. 10, pg. 1655, 1971.
- (29) - A. Masuyama, M. Kawabe e K. Masuda, "Internal Q-switching in

n-Type GaAs Lasers Under Electron Beam Excitation" Japan J. Appl. Phys., vol. 10, pag. 1281 a 1282, Jun 1968.

(30) - N. E. Byer, "Electroluminescence in Amphoteric Silicon-Doped GaAs Diodes - II Transient Response", J. Appl. Phys., vol. 41, pg. 1602 a 1607, Mar. 1970.

(31) - M. G. Craford, A. H. Herzog, N. Holonyak Jr. e D. L. Keune, "Long Lifetime (laser) States in p-Type Si-Doped GaAs", J. Appl. Phys., vol. 41, pg. 2648 a 2651, Mai. 1970.

(32) - D. Redfield, J. P. Wittke e J. I. Pankove, "Luminescent Properties of Energy Tails State in GaAs:Si", Phys. Review B, vol. 2 pg 1830 a 1839, Set. 1970.

(33) - M. Kawabe, A. Masayama, K. Aoki, K. Masuda e S. Namba, "Abnormal Laser Emission from Electron Beam Excited GaAs", Japan J. Appl. Phys., vol. 9, pg. 850 a 851, Jun. 1970.

(34) - S. Namba, A. Masuyama, M. Kawabe e K. Masuda, "Internal Q-switching and Long Time Delay Phenomena in Electron Beam Excited GaAs Lasers", em Rec. 1970 11th Symp. Electron. Ion and Laser Beam Technology, pg. 291 a 298, Mai. 1971.

(35) - S. Grundorfer, M. J. Adams, "New theory of Internal Q-switching in Semiconductor lasers", Electron. Letters, vol. 10, n° 17, pg. 354 a 356, Agos. 1974.

(36) - M. Cross e M. J. Adams, "Effects os Doping and Free Carriers on the Refractive Index of Direct-Gap Semiconductors", Opto-Electron., vol. 6, pg. 199 a 216, 1974.

(37) - Stephan Gründorfer, M. J. Adams and Beam Thomas, "H-pulsing: A Transient Effect in GaAs/Ga_xAl_{1-x}As injection lasers", IEEE J. Q. E, vol QE-11, n° 7, pg. 532 a 537, jul. 1975.

(38) - W. P. Dumke, "Interband Transitions and Maser Action", Phys. Review, vol. 127, n° 5, pg 1559 a 15 ,Set. 1962.

(39) - S. Roberts, "Interpretation of the Optical Properties of Metal Surfaces", Phys. Review, vol. 100, n° 6, pg. 1667 a 1671, Dez. 1955.

- (40) - F. Stern, "Dispersion of the Refractive Index Near the Absorption Edge of Semiconductors", Phys. Review, vol. 133, nº 6A, pg. A 1653 a 1664, Mar. 1964.
- (41) - Dale E. Hill, "Internal Quantum Efficiency of GaAs Electroluminescent Diodes", J. of Appl. Phys., vol. 36, nº 11, pg. 3405 a 3409 Nov. 1965.
- (42) - M. J. Adams e M. Cross, "Electromagnetic Theory of Heterostructure Injection Lasers", Solid-State Electronics, vol. 14, pg. 865 a 883, 1971.
- (43) - A. K. Jonscher e M. H. Boyle, Proceedings of IPPS Symposium on GaAs, Reading (1966), pg. 78 a 84.
- (44) - G. H. B. Thompson, "A Theory for Filamentation in Semiconductor Lasers Including the Dependence of Dielectric Constant on Injected Carrier Density", Opto-Electronics 4, pg. 257 a 310, 1972.
- (45) - F. D. Nunes, J. E. Ripper e N. B. Patel, Sixth International Semiconductor Laser Conference, Atlanta, 1974.
- (46) - W. W. Anderson, "Mode Confinement and Gain in Junction Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-1, nº 6, pg. 228 a 236, Set. 1965.
- (47) - Y. P. Varshini, "Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors", Physica, 34, 149, 1967.
- (48) - G. Burns e M. I. Nathan, "P-N Junction Lasers", IEEE J. Quantum Electron. vol. 52,
- (49) - G. Lucovsky, "Mechanism for Radiative Recombination in GaAs p-n Junctions", Physics of Quantum Electronics, P. L. Kelley, B. Lax e P. E. Tannenwald, Eds. New York: Mc Grow-Hill, 1966, pg 467 a 477.
- (50) - C. J. Hwang, "Properties of Spontaneous and Stimulated Emission in GaAs Junction Lasers. I Density of States in the Active Regions", Phys. Review B, vol. 2, nº 10, pg. 4117 a 4125, Nov. 1970.
- (52) - E. Burnstein,

- H. C. Casey e M. B. Panish, "Composition Dependence of the $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ Direct and Indirect Energy Gaps", J. Appl. Phys. vol. 40, n^o 12, pg. 4910 a 4911, Nov. 1969.
- (53) - N. F. Mott e H. Jones, "The Theory of Properties of Metals and Alloys", Dover, New York, 1936, pg. 137.
- (54) - P. R. Selway, G. H. B. Thompson, G. D. Henshall, J. E. A. Whiteaway, "Measurements of the Effect of Injected Carriers on the p-n Refractive Index Step in Single Heterostructure Diode Lasers", Electron. Letters, vol. 10, n^o 22, pag. 453 a 455, Out. 1974.
- (55) - D. D. Cook e F. R. Nash, "Gain-Induced Guiding and Astigmatic Output of GaAs Lasers", J. of Appl. Phys., vol. 46, n^o 4, pg. 1660 a 1672, Abr. 1975.
- (56) - Thomas H. Zachos e John Dymont, "Resonant Modes of GaAs Junction Lasers - III : Propagation Characteristics of Laser Beam with Rectangular Symmetry", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-6, n^o 6, pg. 317 a 324, Jun. 1970.
- (57) - D. T. F. Marple, "Refractive Index of GaAs", J. Appl. Phys., vol. 35, n^o 4, pg. 1241 a 1242, Abr. 1964.
- (58) - C. H. Gooch, "Transient Thermal Effects in Gallium Arsenide Injection Lasers", Phys. Letters, vol. 16, n^o 1, pg 5 a 6, Mai. 1965.
- (59) - F. C. Prince - Comunicações Particulares
- (60) - T. H. Zachos e J. E. Ripper, "Resonant Mode of GaAs Junction Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-5, n^o 1, pg. 29 a 37, Jan. 1969.
- (61) - F. R. Nash, "Mode Guidance Parallel to the Junction Plane of Double-Heterostructure GaAs Lasers", J. Appl. Phys., vol. 44, n^o 10, Out. 1973.
- (62) - K. Konnerth and C. Lanza, "Delay Between Current Pulse and Light Emission of a Gallium Arsenide Injection Laser", Appl. Phys. Letters, vol. 4, n^o 7, pg 120 a 121, Abr. 1964.

- (63) - A. Richard Goodwin e G. H. B. Thompson, "Superlinear Dependence of Gain on Current Density in GaAs Injection Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-6, nº 6, pg. 311 a 312, Jun. 1970.
- (64) - C. J. Hwang, "Excitation and Doping Dependence of Electron Diffusion Length in GaAs Junction Lasers", J. Appl. Phys., vol. 42, nº 2 pg. 757 a 761, Fev. 1971.
- (65) - I. Hayashi e M. B. Panish, "GaAs-Ga_xAl_{1-x}As Heterostructure Injection Lasers Which Exhibit Low Thresholds at Room Temperature", J. Appl. Phys., vol. 41, nº 1, pg. 150 a 163, Jan. 1970.
- (66) - Maria B. Z. Morosini, Maria Salete Sartori - Comunicações particulares.
- (67) - Navin B. Patel, J. E. Ripper e P. Brosson, "Behavior of Threshold Current and Polarization of Stimulated Emission of GaAs Injection Lasers Under Uniaxial Stress", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-9, nº 2, Pg. 338 a 341, Fev. 1973.
- (68) - C. J. Hwang - Comunicações Particulares.

11. Referencias das figuras

(F.1) - 1

(F.2) - 10

(F.3) - 26

(F.4) - 3

(F.5) - 3

(F.6) - 3

(F.7) - 3

(F.8) - 7

(F.9) - 7

(F.10) - 7

(F.11) - 17

(F.12) - 18

(F.13) - 4

(F.14) - 4

(F.15) - 26

(F.16) - 4

(F.17) - J. E. Ripper, Thomas Paoli e J. C. Dymont, "Characteristics of Bistable CW GaAs Junction Lasers Operating Above the Delay Transition Temperature", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-6, nº 6, pg 300 a 304, Jun. 1970.

(F.18) - IDEM

(F.19) - 23

(F.20) - 59

(F.21) - 41

(F.22) - Jacques I. Pankove, "Optical Processes in Semiconductor", Prentice-Hall, Electrical Engineering Series, 1971.

(F.23) - IDEM

(F.24) - B. Thomas, R. Thomas, M. J. Adams e M. Cross, "Optical Properties of Laser-Type Gallium Arsenide, Phys. Lett., vol. 38A, nº 7,

pg. 537 a 538, Mar. 1972.

(F.25)- 54

(F.26)- 54

(F.27)- 50

(F.28)- S. M. Sze, "Physics of Semiconductor of Semiconductor Devices", Wiley International Edition, 1969.

(F.30)-IDEM

(F.31)- 14

(F.32)- 66

(F.33)- 67

(F.34)- 66