

**"EFEITOS TRANSITÓRIOS EM LASERS DE HETEROESTRUTURA SIMPLES  
DE GaAs"**

---

**Autor: José Mário Carneiro Vilela**

**Orientador: Frederico Dias Nunes**

**Tese apresentada ao Instituto  
de Física "Gleb Wataghin" para  
obtenção do Título de Mestre  
em ciências.**

**Dezembro de 1978.**

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

- 1) Ao meu orientador Porf. Frederico Dias Nunes pela dedicação e amizade que me confiou durante este período.
- 2) Ao Prof. Navin B. Patel pelas idéias e discussões durante este trabalho.
- 3) Ao colega Julio Mendoza que me cedeu os programas para o cálculo da emissão espontânea e programa para ajuste de curvas.
- 4) Ao Prof. Sundaram pela ajuda na utilização do programa Runge-Kutta.
- 5) Aos colegas Angelina, Ciça, Silvia e Antonio Carlos pela ajuda que me deram na parte de computação.
- 6) À Márcia pelo trabalho de datilografia.
- 7) À Marta e ao pessoal da seção de desenho pelos desenhos deste trabalho.
- 8) Ao CNPq e a Telebrás pelo suporte financeiro.
- 9) Enfim, a todos que de alguma maneira me auxiliaram neste trabalho.

## Í N D I C E

1. <u>INTRODUÇÃO</u>	1
2. <u>FENÔMENOS ESTUDADOS E DADOS EXPERIMENTAIS</u>	2
2.1 Atrasos curtos	
2.2 Atrasos longos	
2.3 Queda da emissão espontânea	
2.4 Q-switching	
2.5 Pulso H	
2.6 Comportamento bi-estável	
3. <u>O MODELO TÉRMICO</u>	13
3.1 Condições de emissão estimulada, atraso longo e Q-switching	
3.2 A teoria do modelo térmico	
3.3 Resultados	
3.3.1 Atrasos longos	
3.3.2 Corrente limiar	
3.3.3 Q-switching	
3.3.4 Perda por difração em função da energia	
4. <u>MODELO MATEMÁTICO</u>	25
4.1 O sistema de equações	
4.2 Método numérico utilizado na resolução do sistema de equações	
5. <u>TRANSITÓRIO NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE</u>	29
5.1 Dados utilizados nos cálculos	
5.1.1 Características do laser	
5.1.2 Ganho	
5.1.3 Perdas	
5.1.4 Corrente de excitação	
5.1.5 Curva característica do laser	

## 5.2 No início do pulso de corrente

5.2.1 O ganho supera as perdas no início do pulso de corrente

5.2.2 O ganho não supera as perdas no início do pulso de corrente.

## 6. QUEDA DA EMISSÃO ESPONTÂNEA

44

6.1 Interpretação da queda da emissão espontânea utilizando um tempo de vida médio efetivo para os elétrons na banda de condução

6.2 Resolução do sistema de equações diferenciais

## 7. Q-SWITCHING, PULSO H E COMPORTAMENTO BI-ESTÁVEL

54

7.1 Q-switching

7.2 Pulso H

7.3 Comportamento bi-estável

## 8. CONCLUSÕES

62

INTRODUÇÃO

O estudo dos efeitos transitórios que ocorrem em lasers de semicondutor é de grande importância, principalmente quando estes dispositivos são operados com algum tipo de modulação, como é o caso, quando são utilizados num sistema de comunicação ótica.

Neste trabalho estudamos os efeitos transitórios em lasers de GaAs através do sistema de equações diferenciais acopladas, que descrevem as variações das populações de fótons e elétrons na cavidade ressonante do laser, com o tempo, para lasers de heteroestrutura simples.

O objetivo deste trabalho consiste na introdução neste sistema de equações de um termo de perdas óticas, chamadas comumente de "perdas por difração". Estas perdas são devidas a absorção de luz nas regiões vizinhas à região ativa do laser. Nestas regiões não há ganho. Utilizamos uma teoria apresentada recentemente para explicar os fenômenos como atrasos longos, Q-switching e outros que ocorrem em lasers de heteroestrutura simples. Ela utiliza apenas processos conhecidos, que ocorrem na região ativa do laser. Estes processos resultam num maior ou menor confinamento da luz na região ativa do dispositivo, fenômeno este denominado "perdas por difração". Este tipo de perda é o ponto fundamental desta teoria.

Utilizamos nos nossos cálculos um laser hipotético de heteroestrutura simples. Nossa escolha recaiu sobre este tipo laser, pois é nele que vamos encontrar os efeitos mais pronunciados sobre o guiamento da luz na direção perpendicular a junção, e é nes

a junção não há variação no índice de refração.

No capítulo 2 apresentaremos os fenômenos que estudaremos neste trabalho e alguns resultados experimentais. No capítulo 3 descreveremos o "modelo térmico", e como através dele podemos explicar estes fenômenos. No capítulo 4 mostraremos o sistema de equações utilizado. No capítulo 5, 6, 7 apresentamos os resultados obtidos pelos nossos cálculos para os efeitos transitórios que ocorrem no início do pulso de corrente, nos atrasos longos, quando ocorre a queda da emissão espontânea, e no final do pulso, quando temos o Q-switching. Fazemos referência, ainda, a outros dois fenômenos, o "pulso H" e o "comportamento bi-estável" para os quais damos uma explicação apenas qualitativa.

## CAPITULO 2

### FENÔMENOS ESTUDADOS E DADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo apresentamos os fenômenos que serão estudados no nosso trabalho. Mostramos alguns dados experimentais sobre estes fenômenos, a fim de que possamos analisar as condições nas quais estes fenômenos ocorrem e em que tipo de lasers eles podem ser observados.

Nossos cálculos são feitos para um laser de heteroestrutura simples e deparamo-nos com a seguinte dificuldade: a escassez de dados experimentais sobre este tipo de laser.

#### 2.1 ATRASOS CURTOS

Atraso curto é o atraso de alguns nanosegundos que se observa entre o início da injeção de corrente e o início da emissão estimulada. Este atraso se deve ao tempo necessário para que os

níveis de concentração de portadores fossem suficientes para ocasionar a emissão da luz estimulada.

Este atraso pode ser calculado através de um modelo simples que é descrito pela equação:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau}$$

onde:  $n$  é a concentração dos portadores

$j$  é a densidade de corrente

$\tau$  é o tempo médio de vida dos portadores

$e$  é a carga do elétron

$d$  é a espessura da região ativa

Dada a condição inicial, para  $t=0$  temos  $n=0$ , a solução da equação 2.1 será:

$$n(t) = \frac{j\tau}{ed} (1 - e^{-t/\tau})$$

Fazendo  $n_1 = \frac{j_1\tau}{ed}$ , a população de portadores para a qual se inicia a emissão de luz estimulada, o tempo  $t_d$  necessário para que esta população seja atingida será:

$$\frac{n(t)}{n_1} = \frac{j}{j_1} (1 - e^{-t/\tau}) \quad \text{para } n(t_d) = n_1$$

$$t_d = \ln \frac{j}{j - j_1}$$

A figura (2.1) mostra dados experimentais e a curva teórica dos atrasos curtos para um laser de homoestrutura<sup>(2.1)</sup> e a figura (2.2) para o mesmo resultado para um laser de heteroestrutura dupla<sup>(2.2)</sup>.

Vemos que há uma boa concordância entre a teoria e os dados experimentais. Para valores de  $j$  próximos de  $j_1$  os erros de medida são muito grandes, e impedem maior precisão na análise.

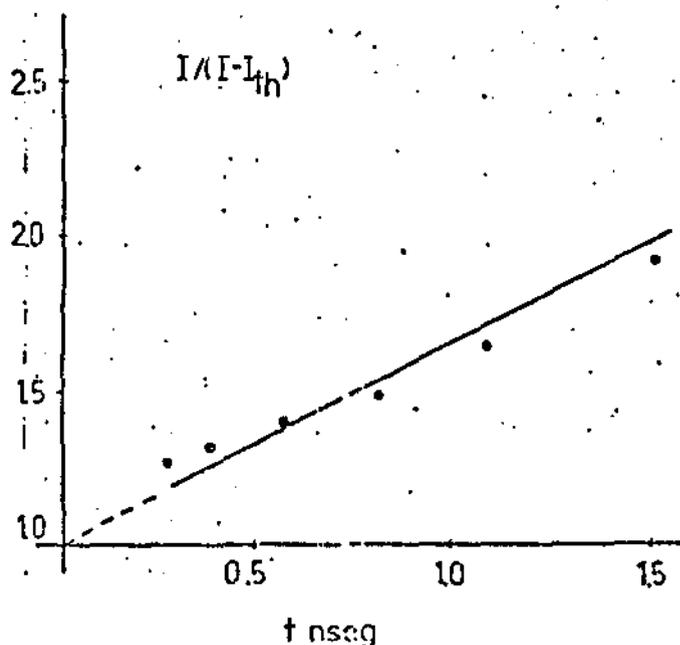


FIG. 2.1 DADOS EXPERIMENTAIS SOBRE ATRASOS CURTOS EM UM LASER DE HOMOJUNÇÃO (2.1).

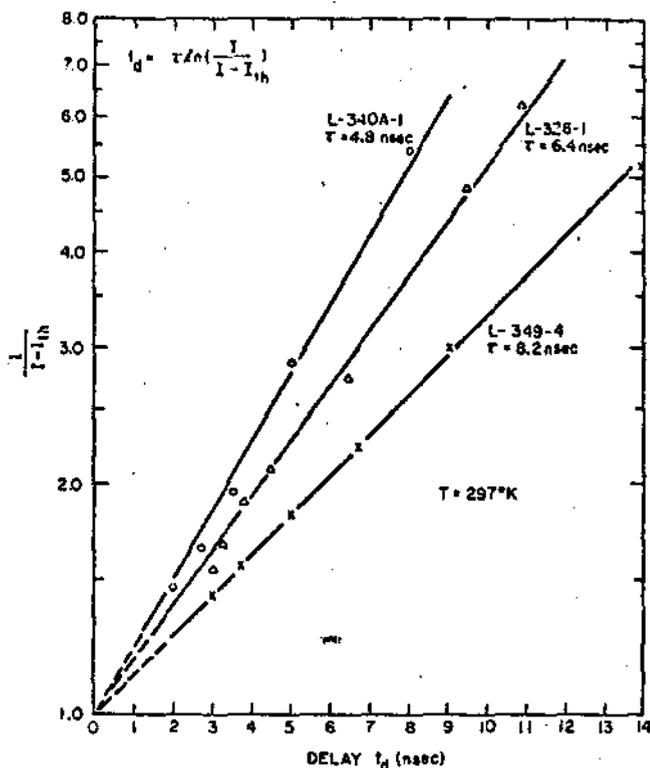


FIG. 2.2 DADOS EXPERIMENTAIS SOBRE ATRASOS CURTOS EM LASERS DE HETEROESTRUTURA DUPLA (2.2).

Os atrasos curtos ocorrem em qualquer tipo de laser e sã vai ser afetado de um tipo para outro pela variação do tempo de vida dos portadores, que é maior nos lasers de heteroestrutura dupla diminuindo para os lasers de heteroestrutura simples e diminuindo ainda mais nos lasers de homoeestrutura.

## 2.2 ATRASOS LONGOS

Lasers de homoeestrutura e heteroestrutura simples, apresentam em determinadas condições, atrasos bem maiores que os atrasos curtos descritos no item anterior (2.3). Estes atrasos longos não tem as mesmas características dos atrasos curtos.

Chamou-se Temperatura de Transição a temperatura acima da qual pode-se observar a existência dos atrasos longos (2.4) (2.5). Esta temperatura de transição depende do substrato do laser e dos procedimentos de fabricação. Nos lasers de heteroestrutura simples,



os efeitos ligados a atrasos longos parecem mais intensos do que nos lasers de homoeestrutura, e os tempos de atraso dependem fortemente da espessura e do comprimento<sup>(2.6)</sup> da região ativa, como mostram as figuras (2.3) e (2.4).

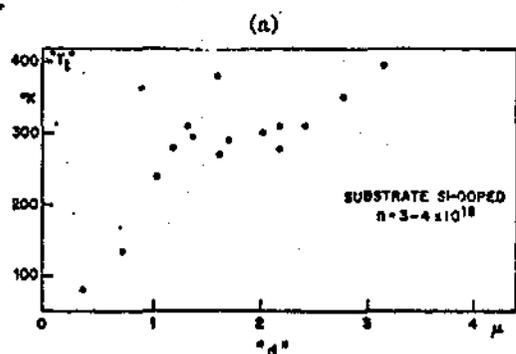


FIG. 2.3 TEMPERATURA DE TRANSIÇÃO EM FUNÇÃO DA ESPESURA DA REGIÃO ATIVA PARA UM LASER DE HETEROESTRUTURA SIMPLES<sup>(2.6)</sup>.

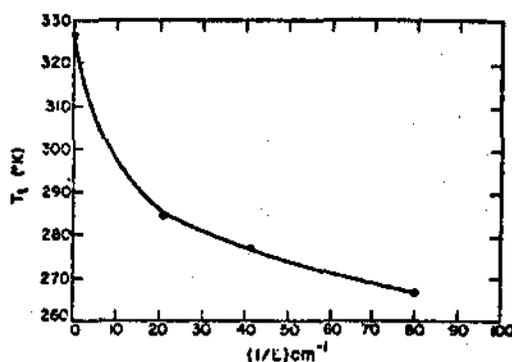


FIG. 2.4 TEMPERATURA DE TRANSIÇÃO EM FUNÇÃO DE COMPRIMENTO DO LASER PARA UM LASER DE HETEROESTRUTURA SIMPLES<sup>(2.6)</sup>.

Nas figuras (2.5) e (2.6) temos a variação da corrente limiar (corrente para a qual se inicia a emissão estimulada) com a temperatura, para diferentes espessuras da região ativa e para diferentes comprimentos do laser<sup>(2.6)</sup>.

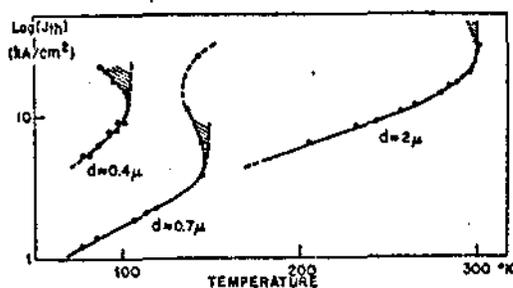


FIG. 2.5 CORRENTE LIMIAR CONTRA TEMPERATURA, PARA TRÊS ESPESURAS DIFERENTES DA REGIÃO ATIVA, PARA UM LASER HS<sup>(2.6)</sup>.

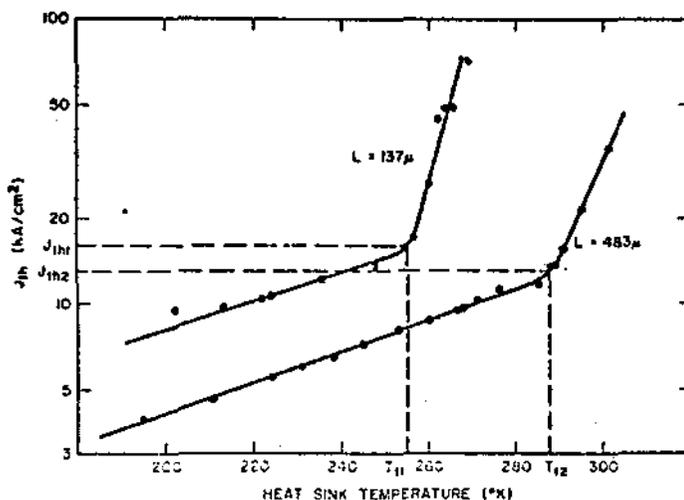


FIG. 2.6 CORRENTE LIMIAR VS TEMPERATURA PARA LASERS HS DE COMPRIMENTOS DIFERENTES<sup>(2.6)</sup>.

Distinguimos dois tipos de atrasos longos, os atrasos longos normais, que diminuem com o aumento da corrente, e os atrasos longos anormais, que aumentam com a corrente.

Na figura (2.7) apresentamos o comportamento do atraso longo em função da corrente de injeção para diferentes temperaturas para um laser de homoeestrutura.

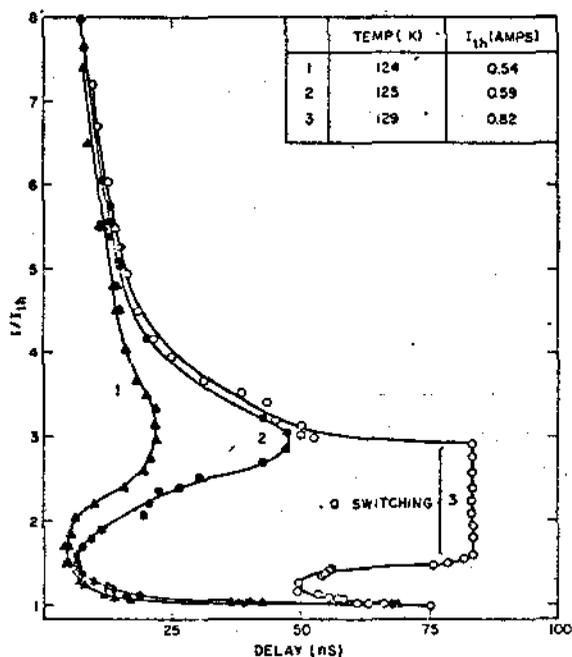


FIG. 2.7 ATRASOS ANORMAIS MEDIDOS PARA LASERS DE HJ EM PULSOS DE CORRENTE DE 84 ns<sup>g</sup> (2.7).

Observamos também as regiões de atrasos normais e anormais.

Na figura (2.8) temos os mesmos dados para um laser de heteroestrutura simples. Podemos notar também neste caso, a presença de atrasos normais e anormais.

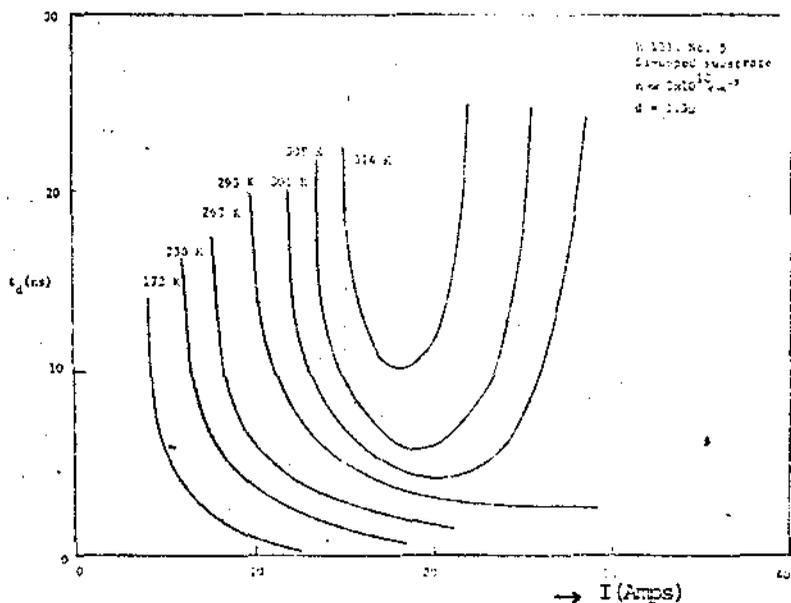


FIG. 2.8 ATRASOS LONGOS VS CORRENTE EM LASER HS PARA VÁRIAS TEMPERATURAS (2.8).

### 2.3 QUEDA DA EMISSÃO ESPONTÂNEA

A figura (2.9) mostra dados experimentais obtidos com um laser de heteroestrutura simples, operando em  $77^{\circ}\text{K}$ . Como se observa na figura, no início da emissão estimulada ocorre uma redução abrupta na emissão espontânea. Este comportamento foi observado para todas as frequências acima da frequência onde ocorre o pico da emissão estimulada. A queda da emissão espontânea só é observada em lasers operando com atraso longo.

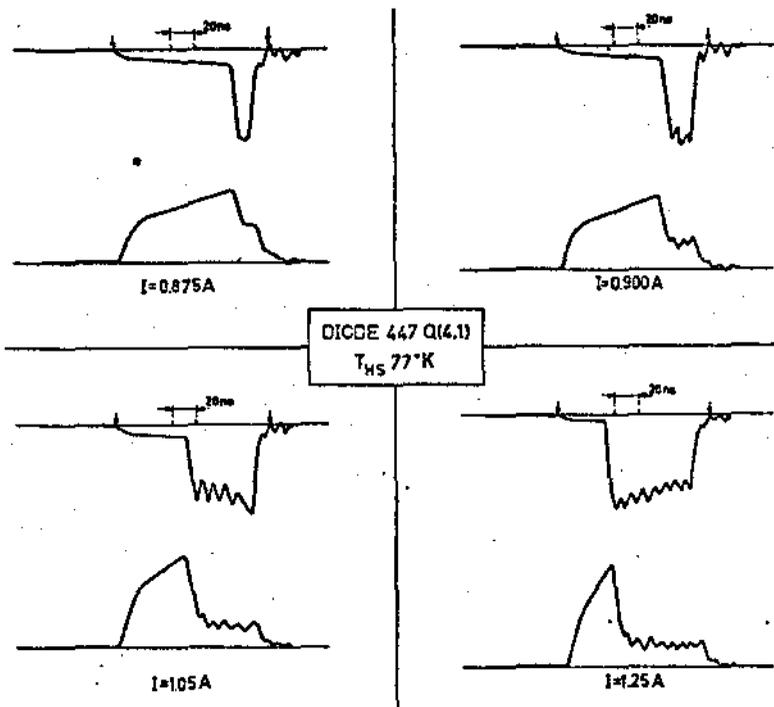


FIG. 2.9 INTENSIDADE DA EMISSÃO DE LUZ ESPONTÂNEA E ESTIMULADA DURANTE O PULSO DE CORRENTE (2.9).

### 2.4 Q-SWITCHING

Observou-se em lasers de homoeestrutura de GaAs (2.7), que alguns destes lasers tinham um atraso tão grande quanto a largura do pulso, como mostra a figura (2.10).

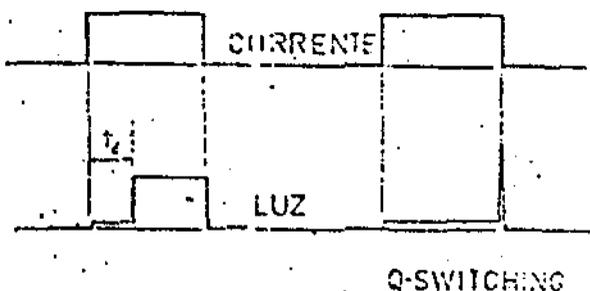


FIG. 2.10 ILUSTRAÇÃO DE ATRASO E Q-SWITCHING

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 com largura desde 2 nseg até alguns microsegundos. A figura (2.11) mostra a região (II) onde ocorre o Q-switching no gráfico da corrente com a temperatura, onde se vê também as regiões de emissão espontânea (III) e emissão estimulada (I) para um laser de homoeestrutura.

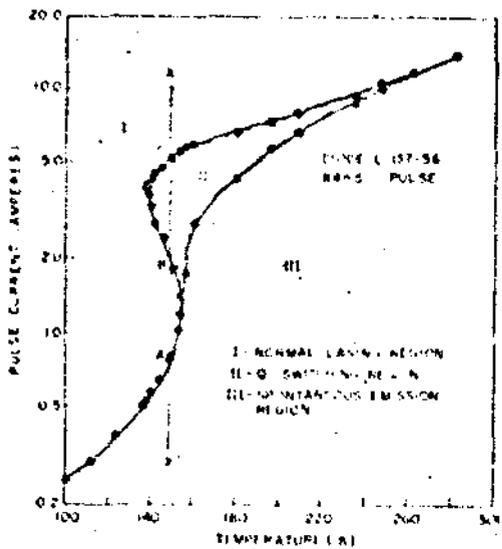


FIG. 2.11 CURVA CARACTERÍSTICA DE UM LASER DE HJ, MOSTRANDO A REGIÃO DE EMISSÃO ESTIMULADA, Q-SWITCHING E EMISSÃO ESPONTÂNEA, I, II, e III RESPECTIVAMENTE, COMO FUNÇÃO DA CORRENTE E DA TEMPERATURA DO ABSORVEDOR DE CALOR (2.7).

Nos lasers de heteroestrutura simples também se verifica o Q-switching. Na figura (2.12) temos a distribuição das regiões de emissão espontânea, estimulada e Q-switching, na curva característica da corrente de injeção contra a temperatura, para duas larguras do pulso de corrente. Vemos que o aumento da largura do pulso reduz a região de Q-switching.

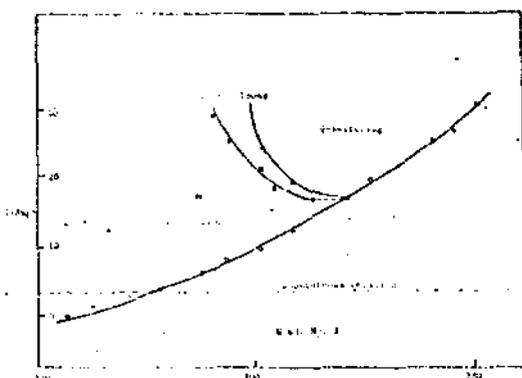


FIG. 2.12 CORRENTE LIMIAR VS TEMPERATURA DO ABSORVEDOR DE CALOR PARA PULSOS DE LARGURAS DIFERENTES, EM LASER HS (2.8).

Mostramos na figura (2.13). alguns lados experimentais

o transitório do Q-switching para um laser de heteroestrutura simples. A temperatura do absorvedor de calor é de 156K e a corrente varia de 1.84 a 3A. Vemos que a medida que a corrente cresce, aparecem mais pulsos, mais intensos e de menor largura.

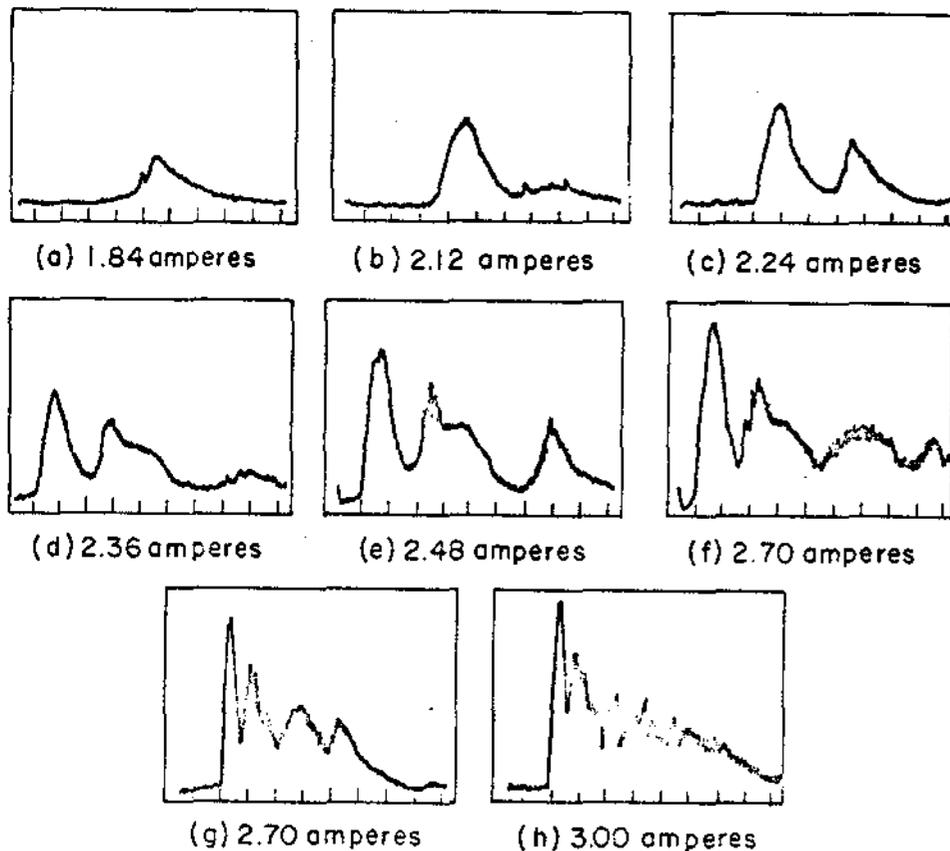


FIG. 2.13 VARIAÇÃO DA FORMA DO PULSO DE LUZ EMITIDO NO Q-SWITCHING, COM A CORRENTE DE INJEÇÃO DE (a) a (f) ESCALA HORIZONTAL COM 0.2 NSEG/DIV, (f) e (g) COM 0.4 NSEG/DIV.

## 2.5 PULSO H

Nos estudos de transitórios em lasers de heteroestrutura simples de  $\text{GaAs}/\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ , foi observado<sup>(2.11)</sup> um outro fenômeno que foi chamado de pulso H. Este efeito consiste essencialmente de dois pulsos de luz muito curtos que ocorrem, um no início do pulso de corrente e outro no final do pulso. Estes picos de luz aparecem sobre um pulso de emissão espontânea e estimulada estacionário, como mostramos na figura (2.14).

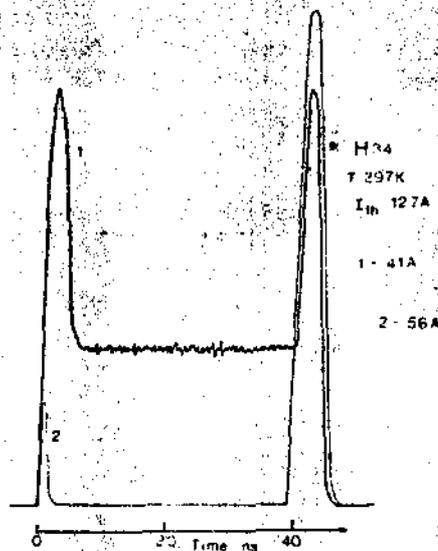


FIG. 2.14 PULSO DE EMISSÃO ESTIMULADA  
 EM FUNÇÃO DO TEMPO, PARA DUAS  
 CORRENTES DIFERENTES (2.11).

Na curva 1 temos o pulso H, e na curva 2, para uma corrente um pouco maior vemos desaparecer a emissão estimulada estacionária. Estes dados foram obtidos para um laser de heteroestrutura simples de substrato tipo n dopado com Te com concentração de  $2.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , e com 1,8 $\mu\text{m}$  de espessura da região ativa. Na figura (2.15) temos a variação da forma do pulso de emissão estimulada com a corrente e na figura (2.16) temos a curva da corrente limiar com a temperatura onde vemos a região de emissão espontânea(S), emissão estimulada(L) e pulso H (H). Este fenômeno foi observado apenas nestes lasers, isto é, são necessárias condições muito especiais para que ele ocorra.

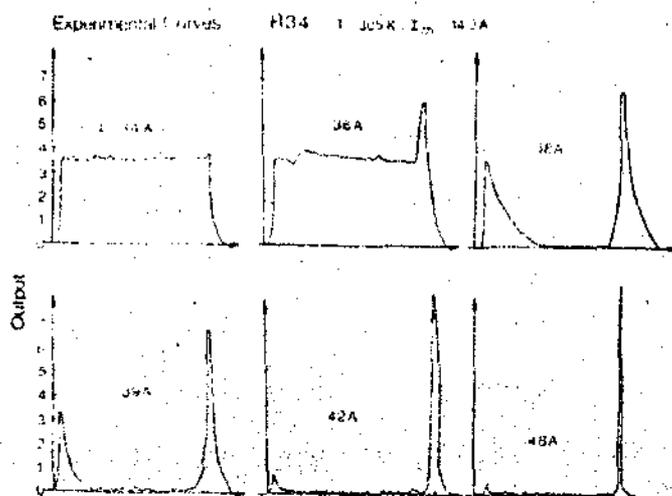


FIG. 2.15 PULSO DE EMISSÃO  
 ESTIMULADA COM O  
 TEMPO PARA VÁRIAS  
 CORRENTES (2.11).

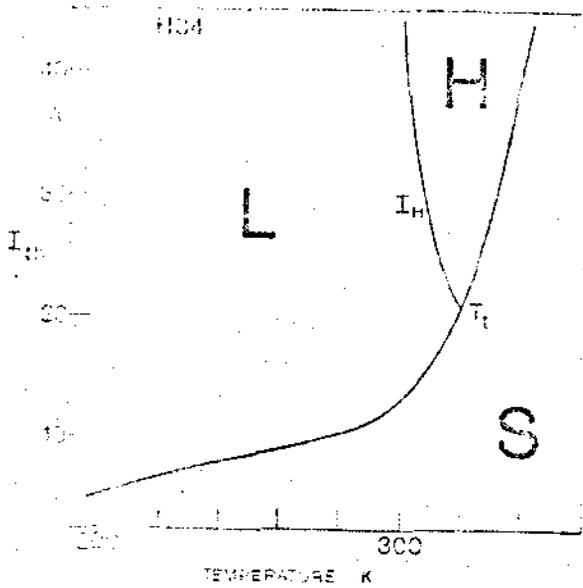


FIG. 2.16 CURVA CARACTERÍSTICA DA CORRENTE LIMÍAR VS TEMPERATURA<sup>(2.11)</sup>.

## 2.6 COMPORTAMENTO BI-ESTÁVEL EM DIODOS OPERADOS COM INJEÇÃO DC

Lasers que apresentam atrasos longos quando excitados por pulsos de corrente, mostram um comportamento bi-estável quando operados em regime DC<sup>(2.12)</sup>. Este comportamento é observado em temperaturas acima da temperatura de transição, isto é, a temperatura acima da qual são observados os atrasos longos. A figura (2.17) mostra três regiões no gráfico de corrente DC em função da temperatura. Na região I temos emissão estimulada, na região III emissão espontânea e na região II podemos ter emissão estimulada ou espontânea, dependendo se o laser veio para esta região partindo da região I ou da região III respectivamente. Isto quer dizer que a emissão estimulada apresenta em função da corrente, para uma dada temperatura, um ciclo de histerese, como mostra a figura (2.18), para a temperatura indicada pela reta  $xx'$  da figura (2.17). Como vemos, o aumento da corrente a partir de B leva o laser a um regime de emissão estimulada indo para B'. No caso de reduzir a corrente a partir de B', a intensidade de luz não diminui

segundo o caminho B'B, mas sim pelo caminho B'AA'.

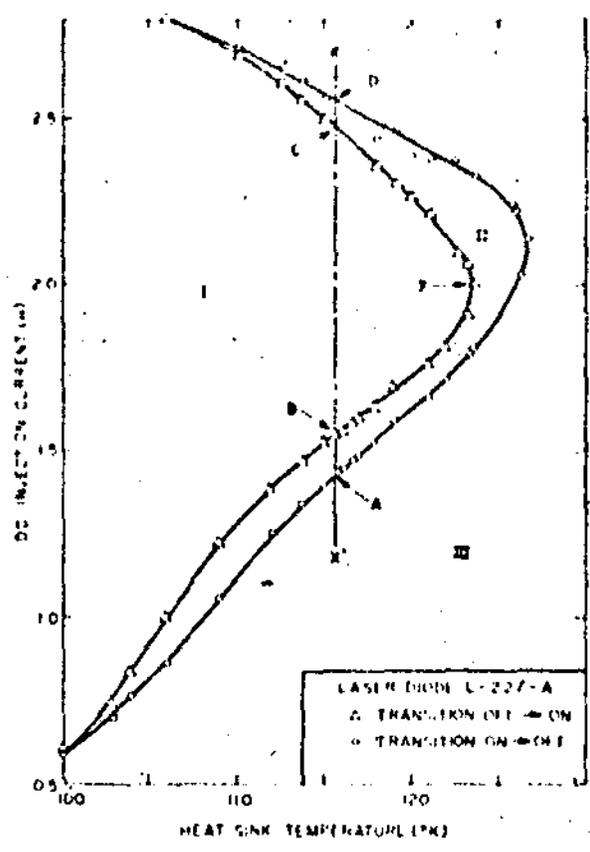


FIG. 2.17 CORRENTE DE INJEÇÃO DC, VS TEMPERATURA, REGIÃO I, EMISSÃO ESTIMULADA, REGIÃO III, EMISSÃO ESPONTÂNEA, REGIÃO II, EMISSÃO ESPONTÂNEA OU ESTIMULADA (2.12)

CHAPTER 2: DISTANT CW GAS JUNCTION LASERS

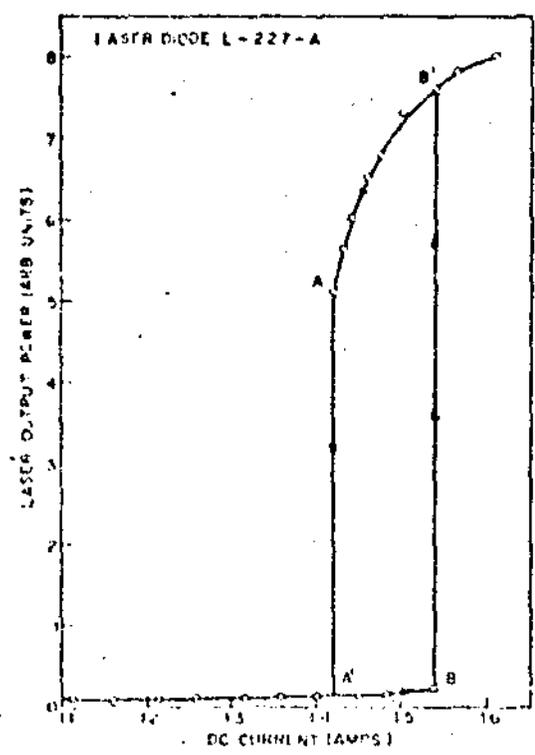


FIG. 2.18 POTÊNCIA DE SAÍDA VS CORRENTE DC (2.12)



## CAPÍTULO III

### O MODELO TÉRMICO

Apresentamos agora o modelo físico que utilizamos para estudar os fenômenos descritos no capítulo 2. Trata-se do "modelo térmico"<sup>(3.1)</sup> que é baseado em processos conhecidos que ocorrem na junção do laser, tais como, injeção de portadores na região ativa, aquecimento Joule e guiamento dielétrico da luz no laser.

#### 3.1 CONDIÇÕES DE EMISSÃO ESTIMULADA, ATRASO LONGO E Q-SWITCHING

O início da emissão estimulada ocorre quando o ganho se iguala a todas as perdas do laser. Descrevemos esta condição por:

$$g \geq \alpha + \frac{1}{L} \log \frac{1}{R} + \alpha_{\text{dif}}$$

onde:  $g$  é o ganho

$\alpha$  é a absorção de luz na região ativa

$\frac{1}{L} \log \frac{1}{R}$  é a perda por transmissão nos espelhos.

$\alpha_{\text{dif}}$  é a perda por difração

A absorção de luz na região ativa ( $\alpha$ ) devido ao efeito dos portadores livres é dado por<sup>(3.2)</sup>:

$$\alpha = \sigma_n n + \sigma_p p$$

onde:  $n$  e  $p$  são as densidades de elétrons e fótons respectivamente.

$\sigma_n$  e  $\sigma_p$  são as seções de choque dos elétrons e dos fótons dados

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

$\sigma_p = 0,17 \times 10^{-17} + (T-77) \times 1,928 \times 10^{-20} \text{ (cm}^2\text{)}$

O ganho do laser pode ser descrito por:

$$g = \beta n^a \quad \text{ou} \quad g = \beta (n - n_c)^a$$

onde:  $n$  é a concentração de portadores.

$n_c$  é a concentração de portadores acima da qual há ganho.

$\beta$  e  $a$  são coeficientes que dependem da temperatura.

A concentração de portadores  $n$ , em função do tempo, no início do pulso, antes do início da emissão estimulada, como já vimos no capítulo anterior, é dada por:

$$n(t) = \frac{J\tau}{ed} (1 - e^{-t/\tau})$$

$n(t)$  está representado esquematicamente na figura (3.1)

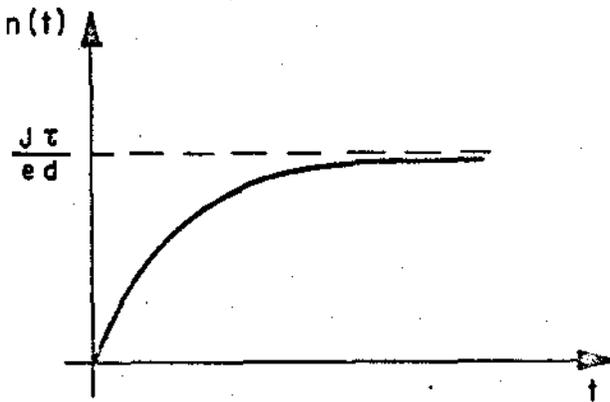


FIG. 3.1 DENSIDADE DE PORTADORES EM FUNÇÃO DO TEMPO.

Vemos que a concentração de portadores atinge o valor de equilíbrio  $J\tau/ed$ , conseqüentemente o ganho também alcançará um valor de equilíbrio. Se o laser não emite luz estimulada, até o instante em que o ganho atinge o equilíbrio, é porque as perdas ainda são maiores do que ele. Assim, a maneira de começar a emissão estimulada é as perdas decrescerem, até o instante de se tornarem iguais ao ganho. Na figura (3.2) mostramos uma representação esquemática deste fato. A curva cheia representa o ganho, e as curvas tracejadas as perdas.

Na curva 1 as perdas igualam o ganho antes de atingir o regime estacionário, temos o atraso curto, na curva 2 as perdas alcançam o ganho depois de atingido o equilíbrio, temos o atraso longo e na curva 3 as perdas alcançam o ganho após terminado o pulso de corrente, temos o Q-switching.

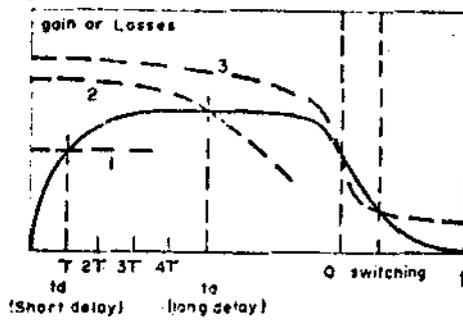


FIG. 3.2 REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DO GANHO E DAS PERDAS. (3.1)

### 3.2 A TEORIA DO MODELO TÉRMICO

Na teoria do modelo térmico, os atrasos longos e Q-switching são resultados da competição de processos que tendem a confinar e a desconfinar a luz no guia de onda e, conseqüentemente, determinam as perdas por difração do laser, através da variação do índice de refração da região ativa.

Perdas por difração de um modo guiado na cavidade do laser, são perdas devido a absorção da energia do modo nas regiões que limitam a região ativa, regiões estas onde não há ganho. No modelo térmico é seguido o tratamento dado por Anderson (3.3) para obter as perdas por difração, para um guia de onda como o indicado na figura (3.3). Este guia de onda equivale a um laser de heteroestrutura simples.

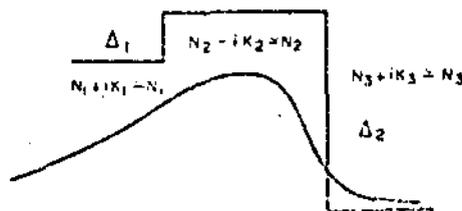


FIG. 3.3 REPRESENTAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DO GUIA DE ONDA. (3.1)

Faremos os cálculos apenas para o modo fundamental TE, uma vez que precisaríamos de muito ganho para excitarmos outros modos na cavidade.

Para o modo fundamental TE as perdas por difração são dados por:

$$\alpha_{\text{dif}} = \frac{\alpha_1 + F\alpha_3}{G}$$

onde:  $\alpha_1$  é o coeficiente de absorção da região 1

$\alpha_3$  é o coeficiente de absorção da região 3

F e G são funções dos parâmetros do modo guiado

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

$$G = \frac{pd}{q^2} (N_2^2 - N_1^2) K^2 + \frac{p}{q} \sqrt{\frac{N_2^2 - N_1^2}{N_2^2 - N_3^2}} \left(1 + \frac{pr}{q^2}\right) \sin(qd)$$

onde: p, q e r são parâmetros que descrevem o modo nas regiões 1, 2 e 3 respectivamente.

$$K = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \omega$$

$N_1$ ,  $N_2$  e  $N_3$  são os índices de refração das regiões 1, 2 e 3.

A figura (3.4) mostra uma curva típica das perdas por difração em função do batente do índice de refração  $\Delta_1$ .

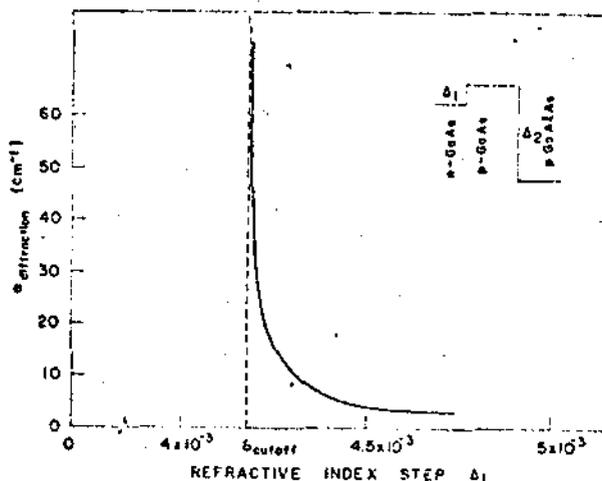


FIG. 3.4 PERDAS POR DIFRAÇÃO EM FUNÇÃO DO BATENTE DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO  $\Delta_1$  (3.1)

Observamos na figura (3.4) dois aspectos importantes:

1. Existe um valor mínimo do batente menor  $\Delta_1$  chamado de corte ( $\delta c$ ), abaixo do qual não existem modos guiados.

2. Para valores de  $\Delta_1$  perto de  $\delta c$  (valor de corte)  $\alpha_{dif}$  varia muito rapidamente com  $\Delta_1$ .

O índice de refração da região ativa do laser pode ser alterado principalmente por três motivos:

1. portadores injetados.
2. aquecimento da região ativa.
3. confinamento devido ao ganho.

Vamos estudar cada um destes efeitos separadamente.

### 1. Portadores livres

Durante o pulso de corrente, temos injeção de portadores na região ativa do laser. Thompson<sup>(3.4)</sup> mostrou que os portadores livres causam uma redução  $\delta N(n)$ , do índice de refração  $N$ , de uma maneira aproximadamente linear com a concentração  $n$  dos portadores, de acordo com a relação:

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

onde  $A$  varia de  $10^{-20}$  a  $10^{-21} \text{ cm}^3$ , dependendo de condições como dopagem, temperatura, etc.

### 2. Aquecimento da região ativa

Dois processos contribuem para o aquecimento num laser semiconductor: são as transições não radiativas e o aquecimento por efeito Joule. O aquecimento por processos não radiativos ocorre em torno da região ativa do laser enquanto que o aquecimento por efeito Joule ocorre em todo o dispositivo onde flui a corrente.

regiões vizinhas, provocada só pelo efeito Joule é menos intensa do que aquela provocada pelos efeitos não radiativos.

A banda proibida do GaAs diminui com a temperatura e como na região ativa o aumento da temperatura é maior do que nas regiões vizinhas, então a banda proibida da região ativa diminui mais do que a banda proibida das regiões vizinhas, causando um aumento do índice de refração desta região em relação às regiões vizinhas.

Podemos considerar que, para pulsos de corrente de 100 nseg o aquecimento da região ativa seja adiabático. O aumento da temperatura  $\delta T$  com o tempo  $t$ , para uma dada densidade de corrente  $J$  é dado por (3.5):

$$\delta T = \frac{VJ (1 - \eta) t}{\gamma c d}$$

onde:  $V$  é a voltagem na junção

$\eta$  é a eficiência radiativa interna

$\gamma$  é a densidade de GaAs

$c$  é o calor específico do GaAs

$d$  é a largura da região ativa

O aumento no índice de refração da região ativa, devido ao aquecimento é dado por:

$$\delta N(T) = \frac{\partial N}{\partial T} \delta T$$

onde:  $\frac{\partial N}{\partial T} = 4 \times 10^{-4} \text{ (K}^{-1}\text{)}$  para temperaturas em torno de  $300^\circ\text{K}$ .

Embora o efeito térmico provoque uma variação menor que os demais processos, mesmo assim uma pequena variação da temperatura pode alterar significativamente as perdas por difração, através da variação do índice de refração da região ativa. Isto ocorre porque as perdas por difração variam abruptamente na proximidade de  $\delta c$ .

### 3. Efeito do ganho

A presença do ganho  $g$ , na região ativa do laser, contribue efetivamente para o confinamento da luz, isto é, é equivalente a um acréscimo do índice de refração na região ativa dado por (3.6):

$$\delta N(g) = \frac{\lambda}{8\pi} g$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do modo guiado.

Esta expressão é válida para modos gaussianos, mas como trabalhamos com o modo fundamental podemos utilizá-lo, com uma boa aproximação.

O ganho calculado por Hwang (3.7) é dado por:

$$g = \gamma J_n^b$$

onde:  $J_n$  é a corrente nominal

$\gamma$  e  $b$  são parâmetros que dependem da temperatura.

Podemos calcular o ganho  $g$  em função da densidade de portadores. Como mostramos no capítulo 2, antes de ter início a emissão estimulada, a densidade de portadores, após o transitório do início do pulso de corrente pode ser dado por  $n = J\tau/ed$ .

Teremos então:

$$g = \gamma' n^b$$

Sendo  $\gamma'$  e  $b$  dados por (3.8):

$$\gamma' = (0.391 e^{-T/9.73}) (e^{-4/\tau})^b$$
$$b = \left( 1 + \left( \frac{KT}{6.01 + 0.00886(T-160)} \right)^2 \right)^{1/2}$$

onde:  $K$  é a constante de Boltzmann.

$T$  temperatura em graus Kelvin.

## A TEORIA

Tendo definido quais os processos considerados que afetam o índice de refração da região ativa, vamos ver o efeito de todos eles juntos, e como eles influenciam no confinamento da luz no guia de onda.

O valor de  $\Delta$ , será em qualquer instante do pulso dado por:

$$\Delta_1 = \Delta_1^0 + \delta N (n) + \delta N (t) + \delta N (g)$$

$$\Delta_1 = \Delta_1^0 - A n + \frac{\partial N}{\partial T} \frac{V (1-\eta) e n t}{\gamma c d} + \frac{\lambda}{8\pi} \gamma' n^a$$

Temos nesta expressão  $\Delta_1$  em função de  $n$  e  $t$ .

Podemos escrever esta expressão em função da densidade de corrente teremos então:

$$\Delta_1 = \Delta_1^0 - \frac{A \tau}{e d} J + \frac{\delta N}{\delta T} \frac{V J (1-\eta) t}{\gamma c d} + \frac{\lambda}{8\pi} \gamma J^a$$

A figura (3.5) mostra  $\Delta_1$  em função de  $J$

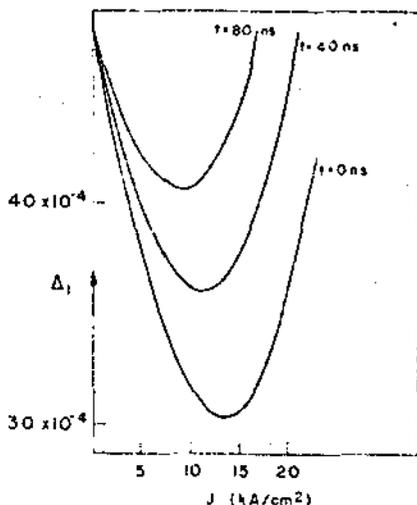


FIG. 3.5 BAIANTE DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO  $\Delta_1$  EM FUNÇÃO DA DENSIDADE DE CORRENTE  $J$ . VALORES USADOS NOS CÁLCULOS:  $A = 2 \times 10^{-21} \text{ cm}^3$ ,  $\tau = 2 \text{ ns}$ ,  $d = 1.7 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $v = 1.45V$ ,  $n = 0.5$ ,  $\lambda = 0.83 \text{ } \mu\text{m}$  (3.1).

### 3.3 RESULTADOS

Os resultados foram obtidos com o auxílio do gráfico da figura (3.6) onde vemos o ganho, as perdas normais



(perdas nos espelhos e perdas devido a absorção dos portadores livres), o batente do índice de refração  $\Delta_1$  e as perdas por difração, dados em função da densidade corrente para diferentes instantes durante o pulso de corrente. Como foi dito no início do capítulo, estes cálculos foram feitos para o estado estacionário.

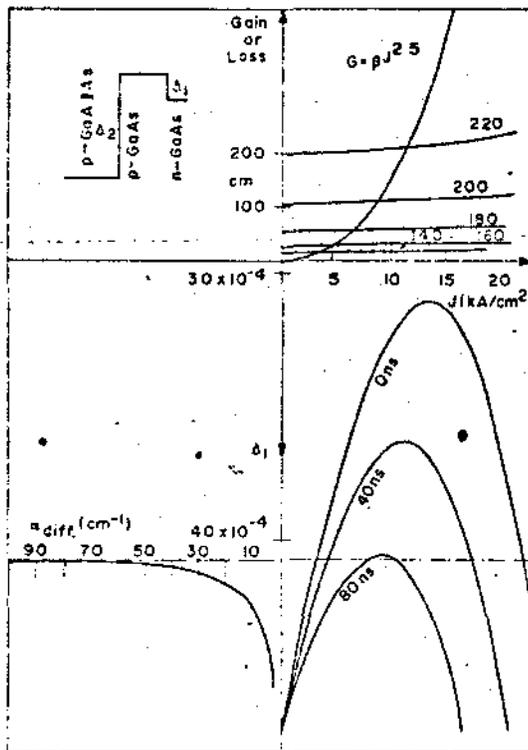


FIG. 3.6 GANHO, PERDAS NORMAIS, BATENTE DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO E PERDAS POR DIFRAÇÃO EM FUNÇÃO DA DENSIDADE DE CORRENTE PARA DIFERENTES INSTANTES (3.1).

### 3.3.1 ATRASOS LONGOS

Os atrasos longos podem ser explicados da seguinte maneira. No início do pulso as perdas são maiores do que o ganho. Com o passar do tempo o batente do índice de refração  $\Delta_1$  aumenta, devido ao aquecimento. Isto faz com que as perdas por difração diminuam, até o instante em que somadas com as perdas normais do laser igualem ao ganho. Temos então a emissão estimulada com atraso longo. Na figura (3.7) temos os atrasos em função da corrente de injeção para diferentes temperaturas. Na curva (c) temos atrasos longos normais, na curva (b) temos atrasos longos normais e Q-switching. Podemos ver também na figura uma curva de atrasos curtos. Na curva (A) temos os atrasos longos, anormais, normais e Q-switching.

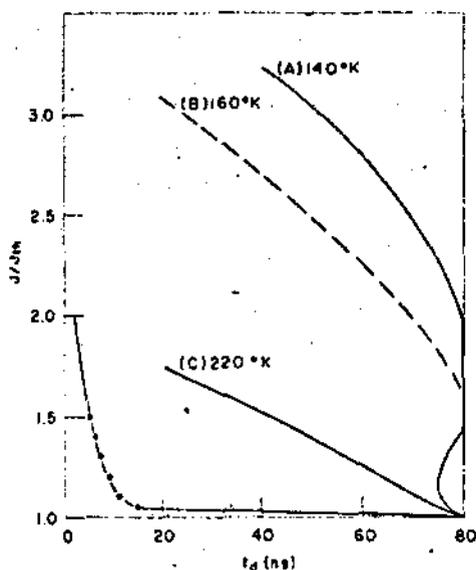


FIG. 3.7 ATRASOS EM FUNÇÃO DA DENSIDADE DE CORRENTE PARA DIFERENTES TEMPERATURAS (3.1).

### 3.3.2 CORRENTE LIMIAR

A corrente limiar foi calculada (3.1) para um pulso de corrente de 80 nseg. É a corrente para a qual o ganho supera as perdas em 80 nseg. Este resultado está na figura (3.8). Podemos observar na figura a região de emissão espontânea (S), a região de emissão estimulada (L) e a região de Q-switching (Q)

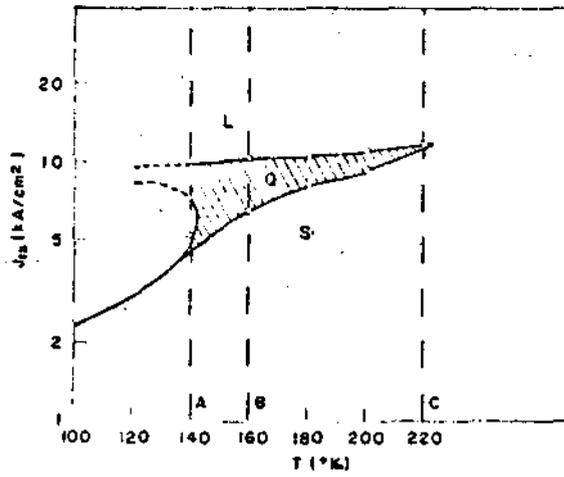


FIG. 3.8 CORRENTE LIMAR EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA. REGIÃO DE EMISSÃO ESPONTÂNEA (S), ESTIMULADA (L) E Q-SWITCHING (Q) (3.1).

### 3.3.3 Q-SWITCHING

Assumiu-se que, quando o pulso de corrente termina, ele decai espontaneamente com um tempo de decaimento de 1 nseg. Tomando uma densidade de corrente de  $10 \text{ kA/cm}^2$ , na qual não ocorre emissão estimulada durante o pulso, foi calculada (3.1) a queda do ganho, das perdas por difração e das perdas totais. O resultado está na figura (3.9). Vemos que para um intervalo de aproximadamente 150 pseg, o ganho supera as perdas, ocorrendo o Q-switching, isto é, a emissão do pulso de luz após terminado o pulso de corrente.

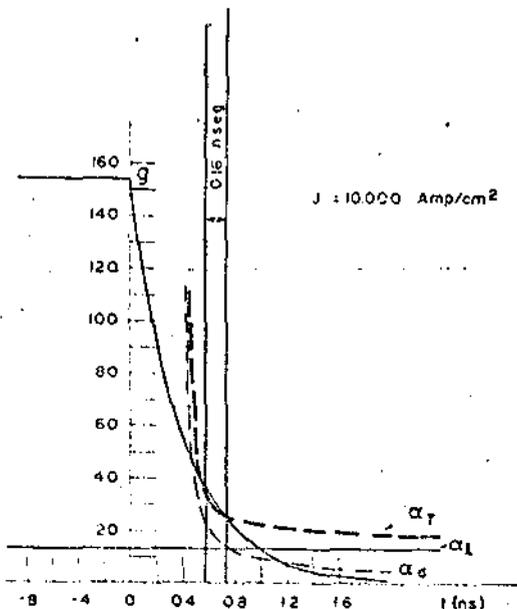


FIG. 3.9 GANHO, PERDAS POR DIFRAÇÃO PERDAS NORMAIS E PERDAS TOTAIS EM FUNÇÃO DO TEMPO, NO FINAL DO PULSO DE CORRENTE (3.1).

### 3.3.4 PERDAS POR DIFRAÇÃO EM FUNÇÃO DA ENERGIA

Na figura (3.10) apresentamos as curvas calculadas (3.1) das perdas por difração em função da energia do fóton e da densidade de corrente, para um laser como o da figura (3.3), alimentado com pulsos de corrente de largura de 100 nseg e a uma temperatura de  $300^{\circ}\text{K}$ . Podemos observar a forte dependência das perdas por difração com a energia do fóton.

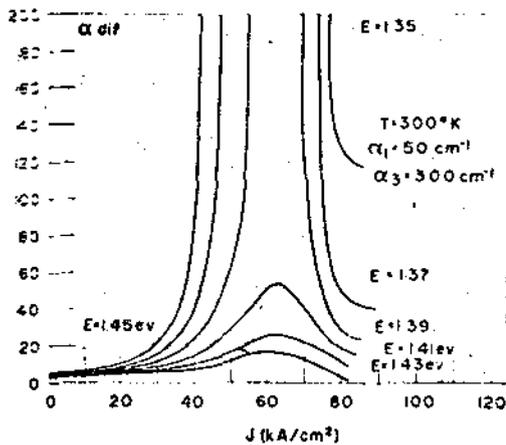


FIG. 3.10 PERDA POR DIFRAÇÃO EM FUNÇÃO DA CORRENTE PARA DIFERENTES ENERGIAS DO FÓTON (3.1)

Podemos explicar este fato pois quanto maior o comprimento de onda do fóton maior será a dificuldade de confiná-lo na região ativa de espessura dada, temos então maior perda por difração.

INTRODUÇÃO

O entendimento do comportamento dinâmico do laser de semicondutor é de grande importância na sua utilização em sistemas de comunicação ótica. Procuramos estudar este comportamento dinâmico baseados na solução numérica de um par de equações diferenciais, não lineares, que descreve a densidade de fótons e elétrons variando com o tempo, na cavidade ressonante do laser, quando ele é excitado por um pulso de corrente. Consideramos que oscila apenas um modo longitudinal na cavidade, e também que as densidades de fótons e elétrons são independentes da posição dentro da cavidade.

## 4.1 O SISTEMA DE EQUAÇÕES

O sistema de equações que descreve a variação da densidade de fótons e elétrons, na cavidade ressonante do laser com o tempo é dado por (4.1):

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau} - GS \quad (4.1)$$

$$\frac{dS}{dt} = (G - \alpha)S + \frac{en}{\tau} \quad (4.2)$$

onde:  $n$  é a densidade de elétrons

$S$  é a densidade de fótons

$t$  é o tempo

$J$  é a densidade de corrente

$e$  é a carga do elétron

$d$  é a espessura da região ativa do laser

$G$  é o ganho

$\tau$  é o tempo de vida médio dos elétrons na emissão espontânea  
 $\alpha$  as perdas totais (perdas por difração, perdas devido aos portadores livres e perdas nos espelhos).

$\beta$  é o fator de emissão espontânea (parcela dos elétrons, que decaem espontaneamente, e que contribui para o modo oscilante na cavidade).

No sistema de equações (4.1) e (4.2) os fatores que dependem explicitamente do tempo são a densidade de corrente  $J$ , que é dada por um pulso de corrente descrito no capítulo 5, e as perdas totais, cuja dependência temporal foi descrita no capítulo 3. Passados os instantes iniciais do pulso de corrente a densidade de elétrons  $J$  atinge um valor estacionário, o mesmo acontecendo com as perdas, caso o batente do índice de refração  $\Delta_1$  seja inferior ao valor de corte  $\Delta_c$ . Nestas condições podemos procurar o regime estacionário do sistema de equações (4.1) e (4.2), que deve satisfazer as condições  $dn/dt = 0$  e  $dS/dt = 0$ .

Resolvendo o sistema de equações nas condições acima obtemos:

$$N_0 = \frac{J\tau}{ed} \frac{1}{1 + \frac{\beta}{\frac{\alpha}{g} - 1}} \quad (4.3)$$

$$S_0 = \frac{J}{ed} \frac{1}{g} \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{\beta}{\frac{\alpha}{g} - 1}} \right) \quad (4.4)$$

Mostramos  $N_0$  e  $S_0$  em função de  $\frac{\alpha}{g}$  na figura (4.1).

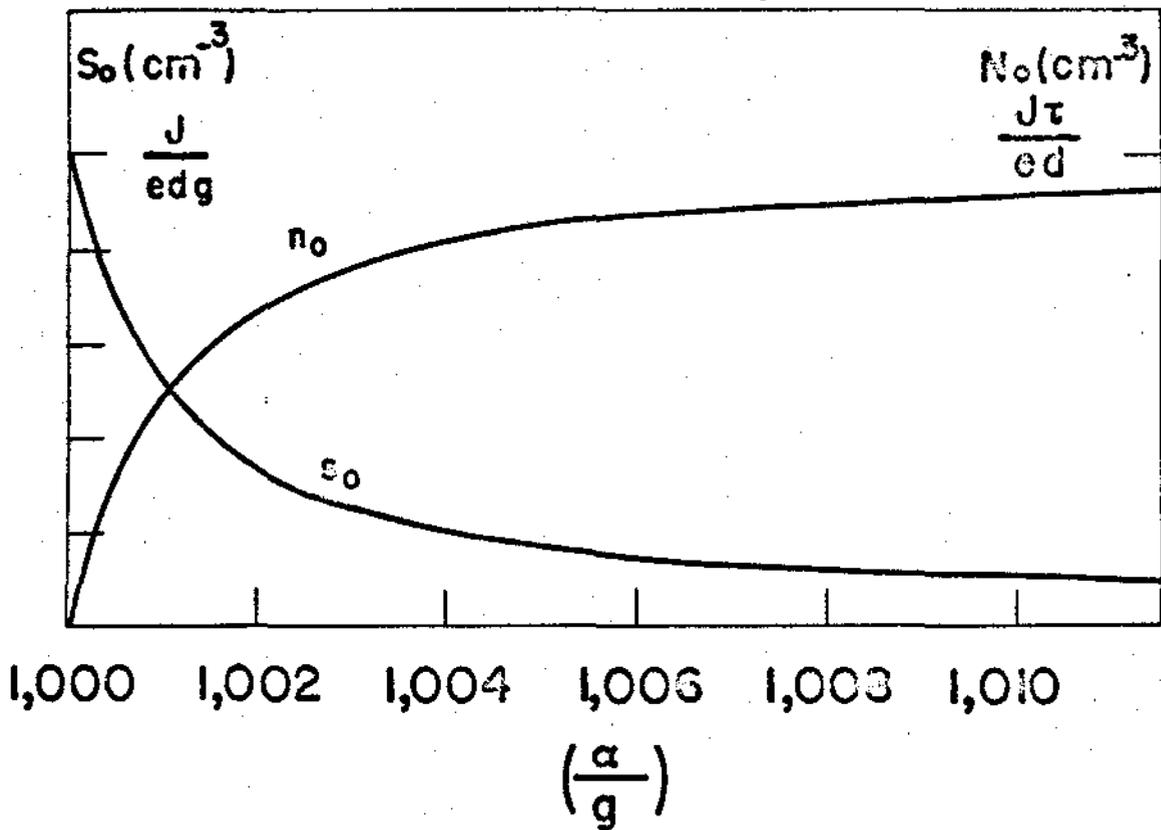


FIG. 4.1 CONCENTRAÇÕES ESTACIONÁRIAS DE ELÉTRONS ( $N_0$ ) E FÓTONS ( $S_0$ ) EM FUNÇÃO DO PARÂMETRO  $(\alpha/g)$ .

Sendo  $\beta$ , o fator de emissão espontânea, pequeno, e nas condições descritas para o cálculo dos valores estacionários  $N_0$  e  $S_0$   $\alpha \gg g$ , vemos que o valor estacionário para a densidade de elétrons pode ser dado  $J\tau/ed$ , justificando desta maneira o valor da densidade de elétrons usada nos cálculos apresentados no capítulo 3. Analisando a expressão que dá o valor estacionário da densidade de fótons  $S_0$ , vemos que o fator entre parênteses, nesta expressão, é pequeno, o que faz com que a densidade de fótons, nestas condições, seja pequena. Desta maneira podemos justificar a hipótese feita nos cálculos apresentados no capítulo 3, de que antes de ter início a emissão estimulada, e nas condições de perdas muito maiores do que o ganho, a densidade de fótons na cavidade ressonante do laser é muito pequena.

## 4.2 MÉTODO NUMÉRICO UTILIZADO NA RESOLUÇÃO DO SISTEMA DE EQUAÇÕES.

Para resolver o sistema de equações (4.1) e (4.2) utilizamos o método Runge-Kutta, no computador digital. Este método consiste em, dadas as condições iniciais  $n(t=t_0)$  e  $S(t=t_0)$ , calcular  $n(t_0 + \Delta t)$  e  $S(t_0 + \Delta t)$  fazendo um auto ajuste do incremento do tempo  $\Delta t$ . Uma análise mais detalhada deste método foi feita em (4.2).

Quando fizemos os cálculos no computador pudemos ver que o método Runge-Kutta apresenta uma séria limitação para a solução deste tipo de problema, uma vez que com a introdução do termo das perdas por difração, que varia desde algumas unidades até valores muito elevados, o incremento  $\Delta t$  torna-se muito pequeno o que leva o tempo de computação a aumentar muito.

Para contornar este problema utilizamos alguns artifícios:

a) impuzemos que as perdas por difração tivessem um valor máximo de  $10.000 \text{ cm}^{-1}$ , para o seu valor na condição de corte do guia de onda. Esta limitação visa essencialmente evitar o problema de overflow do computador.

b) uma vez atingido o regime estacionário temos os valores das densidades de fótons e elétrons, descritos por (4.3) e (4.4). Com os cálculos feitos, utilizando o modelo do capítulo 3, determinamos o instante no qual ocorre a queda nas perdas por difração. Colocamos os valores estacionários  $N_0$  e  $S_0$  neste instante como os valores iniciais do sistema de equações, e obtemos, desta maneira, apenas o transitório do pulso.

c) o cálculo das perdas e do ganho é feito como uma subrotina do programa principal Runge-Kutta. Para reduzir o tempo de computação desta subrotina tomamos uma expressão analítica das perdas por



difração em função do menor batente do índice de refração  $\Delta_1$ . Apresentamos esta curva na figura (4.2) para três espessuras diferentes da região ativa e para o comprimento de onda de  $0,84\mu\text{m}$ .

## CAPÍTULO V

### TRANSITÓRIO NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE

#### 5.1 DADOS UTILIZADOS NOS CÁLCULOS

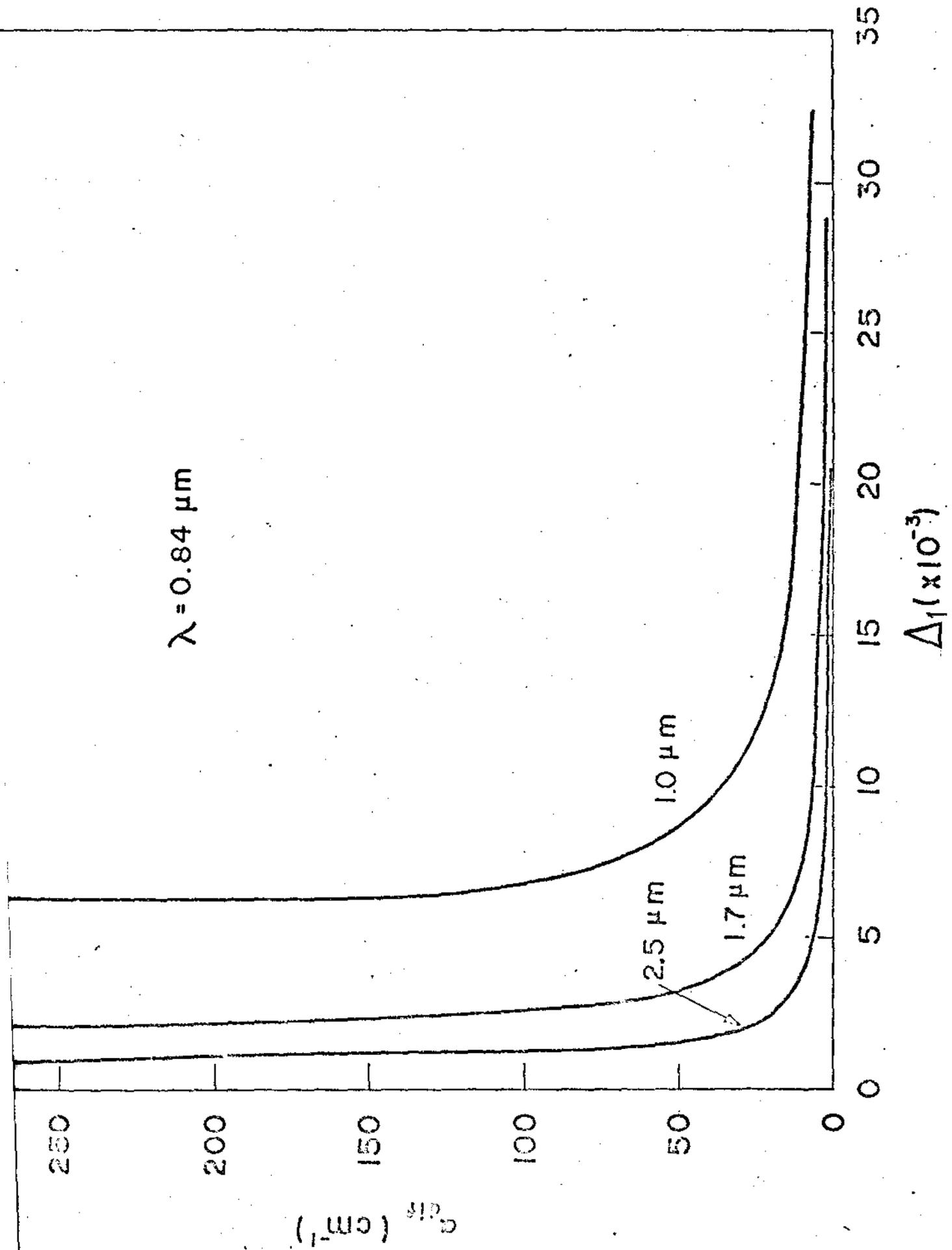
Passamos agora ao estudo dos transitórios, que ocorrem no laser, através da resolução do sistema de equações (4.1) e (4.2) usando o "modelo térmico" descrito no capítulo 3. Apresentamos inicialmente as características do laser utilizado, a forma do pulso de excitação e algumas considerações sobre o cálculo do ganho e das perdas. Nestas condições calculamos a curva característica do laser, da corrente limiar contra a temperatura.

##### 5.1.1 CARACTERÍSTICAS DO LASER

Para fazermos os cálculos, supomos que os transitórios estejam ocorrendo num laser hipotético, tipo heteroestrutura simples, com as seguintes características:

- espessura da região ativa do laser =  $1,7\mu\text{m}$
- comprimento do laser =  $300\mu\text{m}$

FIG. 4.2 PERDAS POR DIFRAÇÃO EM FUNÇÃO DO  
BATENTE DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO  $\Delta_1$



- refletividade dos espelhos = 0,32
- perdas na região tipo n =  $50\text{cm}^{-1}$  (região 1)
- perdas na região tipo p  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  =  $300\text{cm}^{-1}$  (região 3)
- índice de refração da região n = 3,58 (região 1)
- índice de refração da região p GaAs = 3,60 (região 2)
- índice de refração da região p  $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  = 3,40 (região 3)
- comprimento de onda utilizado =  $0,84\mu\text{m}$
- tempo de vida médio dos elétrons na emissão espontânea = 2nseg  
fator de emissão espontânea =  $10^{-3}$ .
- constante de Thompson =  $9 \times 10^{-21} \text{cm}^{-3}$

### 5.1.2 GANHO

No capítulo 3, apresentamos o ganho na forma:

$$G = \gamma (n - n_c)^a \quad n > n_c \quad (5.1)$$

$$G = 0 \quad n < n_c$$

onde  $n_c$  é a densidade de portadores acima da qual passamos a ter ganho. Na figura 5.1 apresentamos o ganho calculado por Hwang<sup>(5.1)</sup> e o ganho obtido com a expressão (5.1), em função da densidade de portadores, na temperatura de  $250^\circ\text{k}$ .

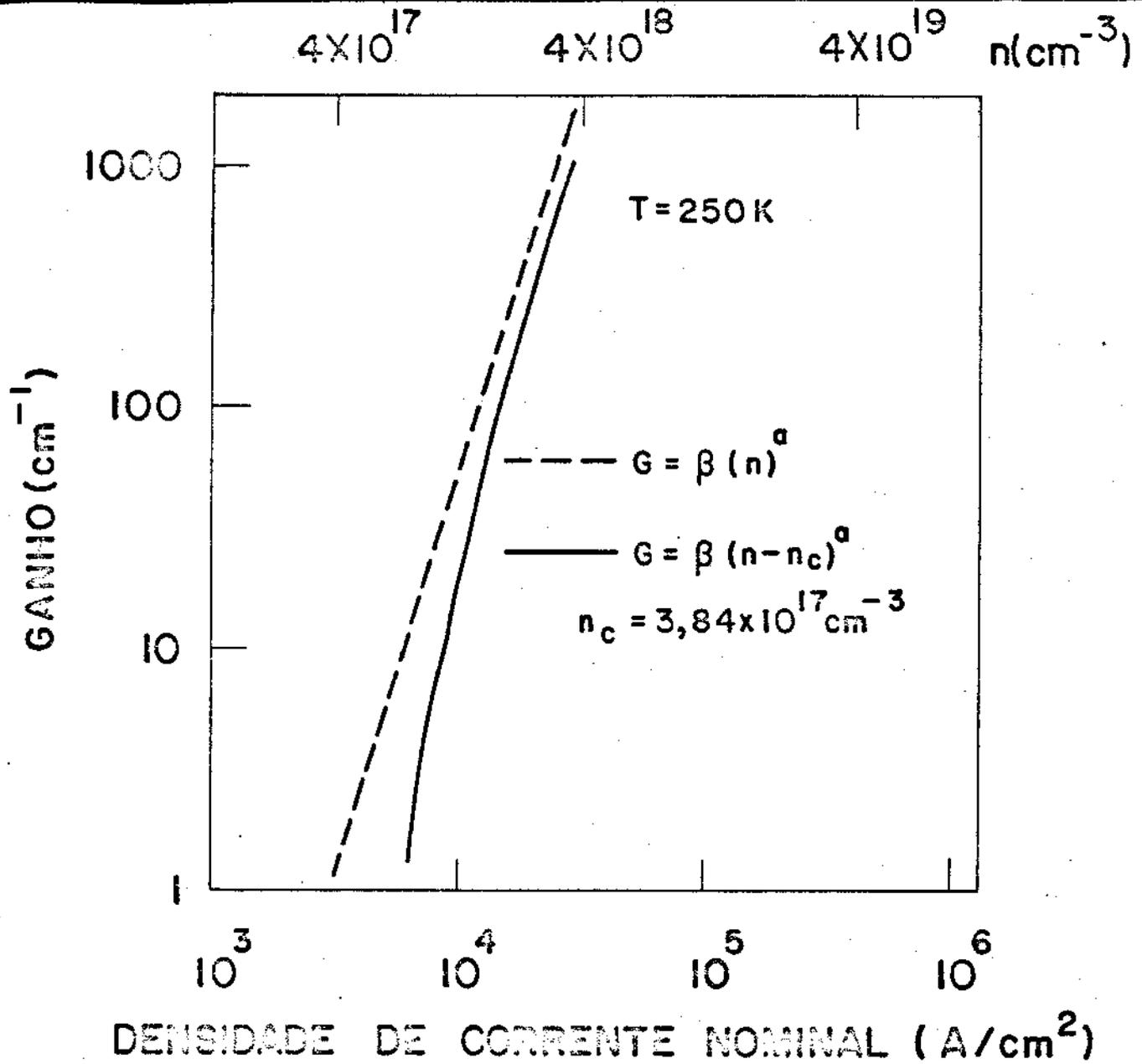


FIG. 5.1 GANHO EM FUNÇÃO DA DENSIDADE DE CORRENTE NOMINAL, E DA CONCENTRAÇÃO DE PORTADORES CALCULADO PELAS EXPRESSÕES INDICADAS NA FIGURA.

O valor  $n_0$  foi obtido graficamente do trabalho de Hwang<sup>(5.1)</sup>, e corresponde a densidade de portadores para a qual o ganho é  $1 \text{ cm}^{-1}$ , ao invés do ganho nulo. Com esta aproximação não cometemos um erro que altere qualitativamente os resultados, visto que, para uma densidade de portadores menor do que  $n_c$  o ganho diminui muito rapidamente.

Na expressão 5.1 calculamos o ganho com dimensão de  $(\text{cm}^{-1})$ , no sistema de equações (4.1) e (4.2) o ganho tem dimensão de  $(\text{seg}^{-1})$ , então para utilizar o ganho calculado por (5.2) no

sistema de equações fazemos a seguinte transformação:

$$I = I_0 e^{gL} = I_0 e^{g \frac{c}{N} t}$$

onde:  $c$  é a velocidade da luz no vácuo.

$N$  é o índice de refração da região ativa.

$t$  é o tempo gasto para a luz percorrer a distância  $L$ .

portanto,  $g(\text{seg}^{-1}) = g \frac{(\text{cm}^{-1})c}{N}$

### 5.1.3 PERDAS

As perdas totais, como descritas no capítulo 3, são dadas pela soma das perdas devido a absorção dos portadores livres, das perdas nos espelhos da cavidade e das perdas por difração. Como no caso do ganho, as perdas são calculadas com dimensão de  $(\text{cm}^{-1})$  e para usá-las na equação (4.2) precisamos das perdas com dimensão de  $(\text{seg}^{-1})$ . Fazendo a mesma transformação feita para o ganho obtemos:

$$\alpha(\text{seg}^{-1}) = \frac{\alpha(\text{cm}^{-1})c}{N}$$

### 5.1.4 CORRENTE DE EXCITAÇÃO

Usamos como corrente de excitação um pulso com um tempo de subida  $\tau_i$  de 0,1 nseg, e um tempo de queda  $\tau_f$  de 1 nseg, como mostra a figura 5.2 .

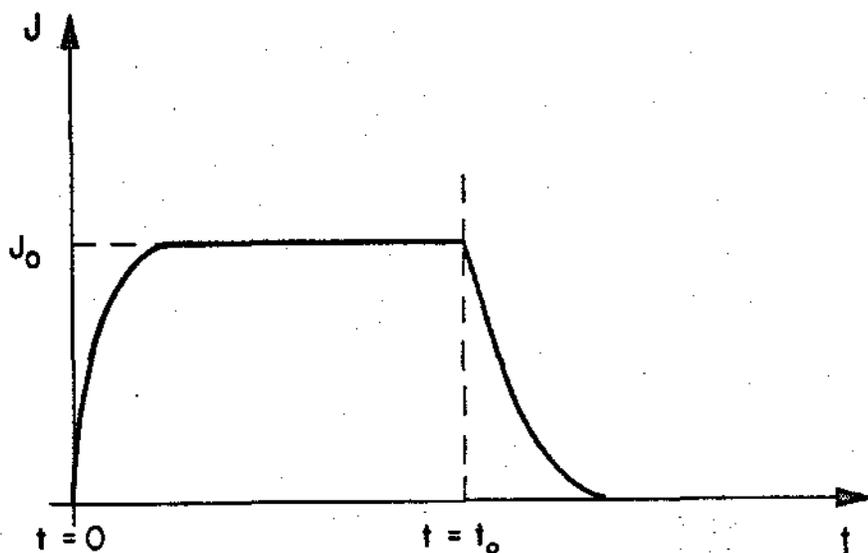


FIG. 5.2 REPRESENTAÇÃO DO PULSO DE CORRENTE.

As expressões analíticas que descrevem este pulso são:

$$J = J_0 (1 - e^{-t/\tau_r}) \quad \text{para } t < t_0$$

$$J = J_0 e^{-(t - t_0)/\tau_f} \quad \text{para } t > t_0$$

#### 5.1.5 CURVA CARACTERÍSTICA DO LASER

Apresentamos na figura 5.3 a curva da corrente limiar em função da temperatura, calculada para o laser e condições descritas nos itens anteriores deste capítulo. A largura utilizada para o pulso de corrente foi de 100 nseg, sendo a corrente limiar a corrente na qual o ganho supera as perdas em 100 nseg. Nesta curva observamos 3 regiões distintas. A região S na qual temos apenas emissão espontânea, a região L onde temos emissão estimulada e a região Q onde temos o Q-switching, isto é, a emissão estimulada apenas após o final do pulso de corrente.

Nestes cálculos, obtivemos atrasos longos apenas para temperaturas acima de 245k, esta é a temperatura de transição.

Daqui para frente, toda vez que apresentarmos resultados dos transitórios para uma dada densidade de corrente e temperatura, devemos nos referir à curva da figura 5.3, a fim de

localizarmos em que região se encontra nosso ponto de operação.

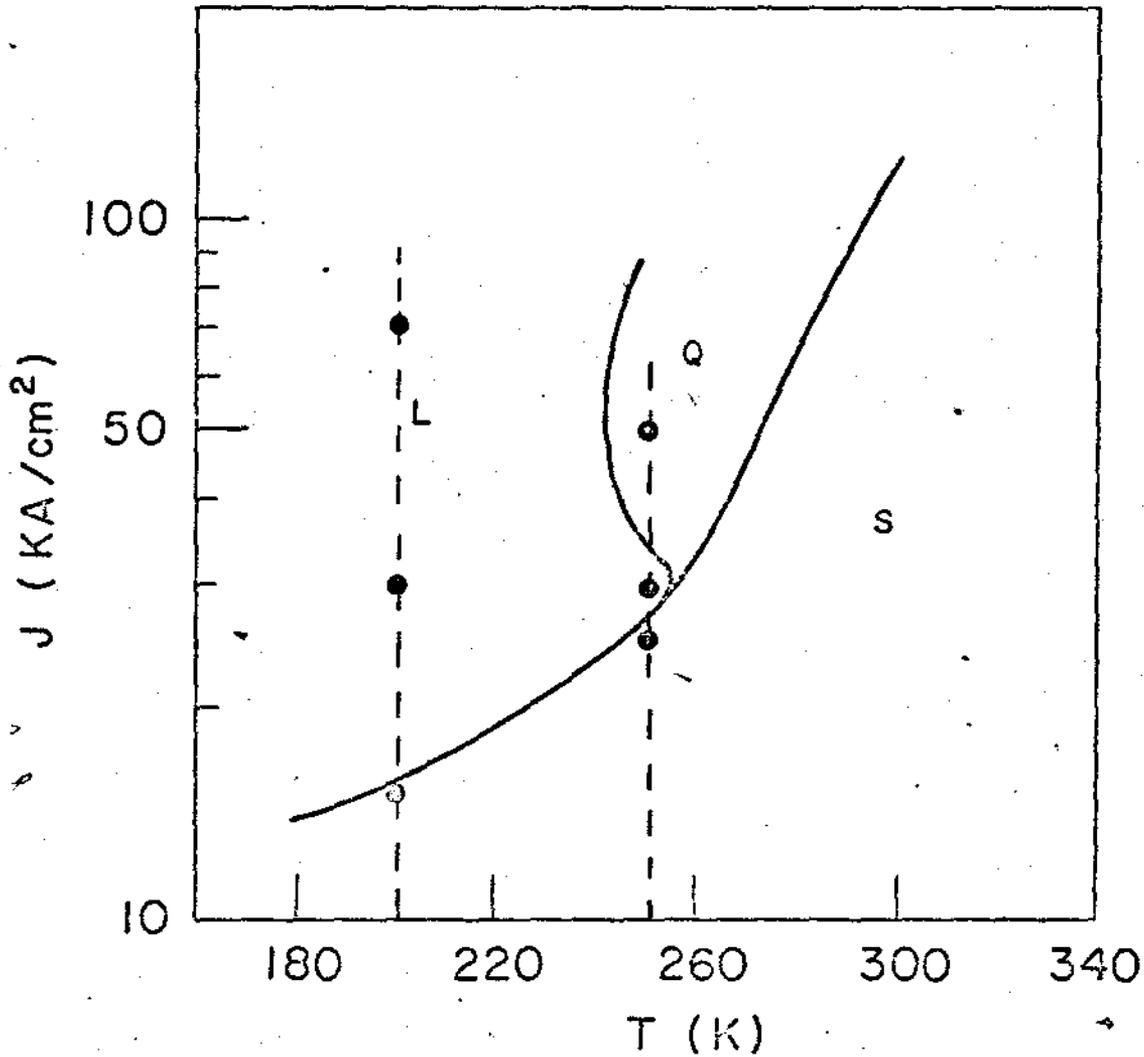


FIG. 5.3 DENSIDADE DE CORRENTE LIMAR EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA. REGIÃO DE EMISSÃO ESPONTÂNEA (S), REGIÃO DE EMISSÃO ESTIMULADA (L) E REGIÃO DE Q-SWITCHING (Q). OS PONTOS INDICAM AS TEMPERATURAS E DENSIDADES DE CORRENTE NAS QUAIS TRABALHAMOS.

## 5.2 NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE

No início do pulso de corrente, temos um transitório no qual as populações de elétrons e de fótons na cavidade ressonante do laser partem do valor zero no instante  $t=0$ , e vão aumentando até atingirem os valores estacionários. Podemos ter duas situações distintas. Uma na qual o ganho supera as perdas antes do tempo necessário para que seja atingido o regime estacionário, e outra na qual o ganho não supera as perdas até que o regime

estacionário se estabeleça. Estes dois casos estão mostrados esquematicamente na figura 5.4.

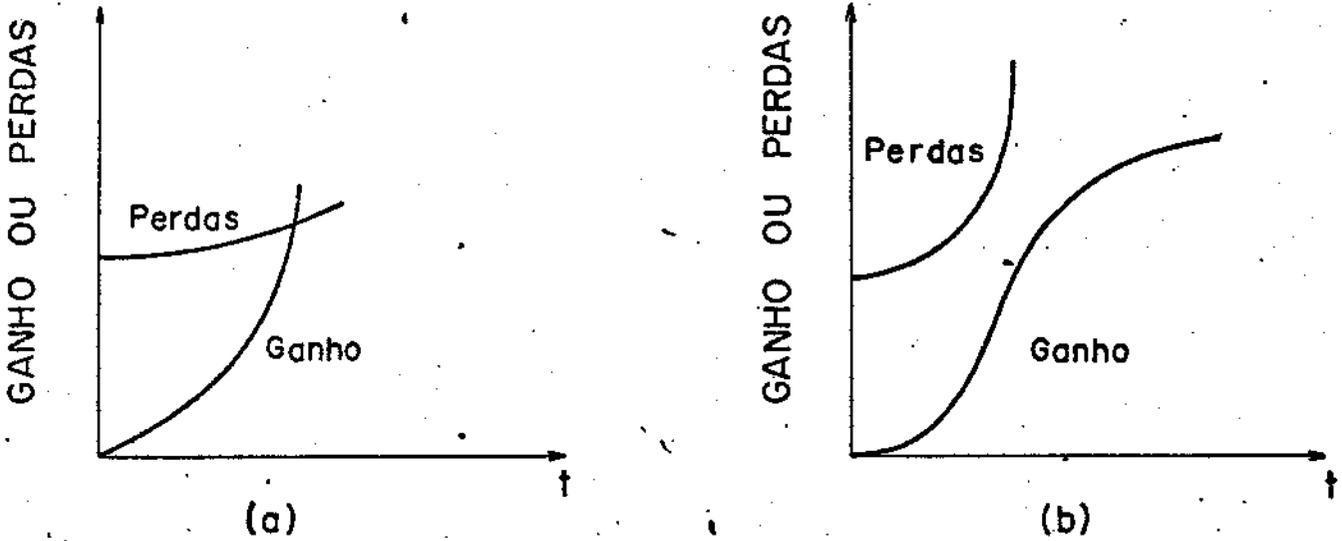


FIG. 5.4 GANHO E PERDAS EM FUNÇÃO DO TEMPO. A) O GANHO SUPERA AS PERDAS NO INÍCIO DO PULSO. B) O GANHO NÃO SUPERA AS PERDAS NO INÍCIO DO PULSO.

#### 5.2.1 O GANHO SUPERA AS PERDAS NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE

Apresentamos alguns resultados obtidos na temperatura de 200°K, onde temos emissão espontânea e emissão estimulada com atrasos curtos, já que estamos abaixo a temperatura de transição. Na figura 5.5 apresentamos o comportamento característico do ganho e das perdas para densidade de corrente de 30 KA/cm<sup>2</sup>. Na figura 5.6 temos as densidades de elétrons e fótons em função do tempo para três densidades diferentes de corrente. Na curva 1 estamos abaixo da corrente limiar. Nas curvas 2 e 3 estamos acima da corrente limiar. Vamos analisar simultaneamente as curvas das figuras 5.5 e 5.6, para a corrente de 30 KA/cm. Reescrevemos abaixo o sistema de equações (4.1) e (4.2) para facilitar esta análise.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau} - gs \quad (4.1)$$

$$\frac{ds}{dt} = (g - \alpha)s + \beta \frac{n}{\tau} \quad (4.2)$$



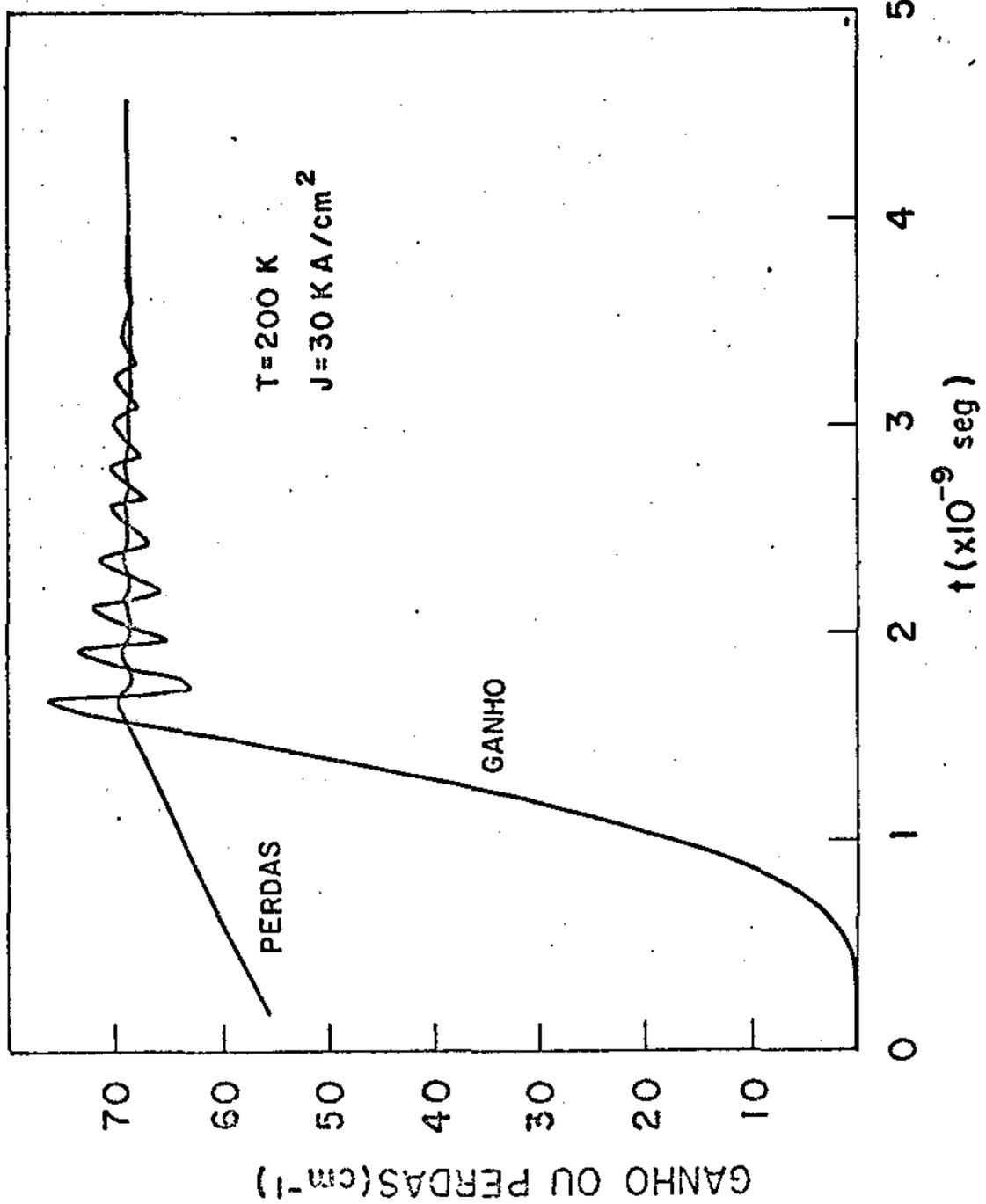


FIG. 5.5 GANHO E PERDAS EM FUNÇÃO DO TEMPO

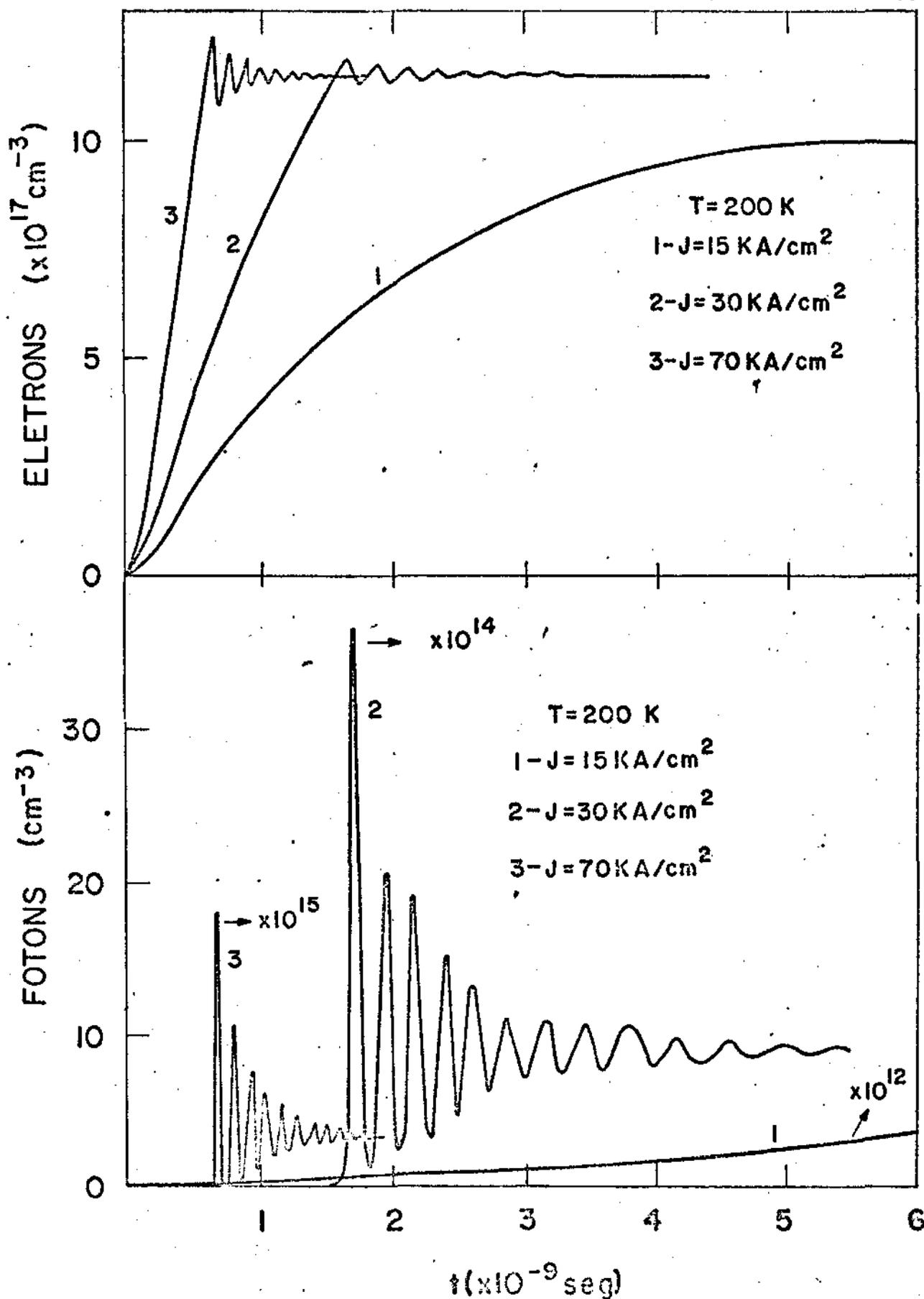


FIG. 5.6 POPULAÇÃO DE FÓTONS E ELÉTRONS EM FUNÇÃO DO TEMPO PARA TRÊS DENSIDADES DE CORRENTE.

As densidades de elétrons e fótons vão aumentando, a última muito lentamente, até o instante em que o ganho supera as perdas, quando temos então um aumento abrupto na densidade de fótons. Pela equação (4.2) vemos que, quando o ganho supera as perdas  $dS/d_t$  aumenta bastante, o que causa o aumento na densidade de fótons. Este aumento na densidade de fótons é suficiente para que  $dn/d_t$  torne-se negativo, fazendo com que a população de elétrons decresça. Decrescendo a população de elétrons, decrescem também o ganho e as perdas, até que as perdas superem novamente o ganho e o mesmo processo recomeça. Vemos que as oscilações são amortecidas, e o processo descrito continua até que as perdas tornem-se ligeiramente superior ao ganho, para compensar o termo positivo, devido a emissão espontânea, da equação (4.2). Nesta situação temos os valores estacionários das densidades de fótons e elétrons.

Comparando as curvas 2 e 3 da figura 5.6, vemos que o aumento da densidade de corrente não causa um aumento na densidade estacionária de elétrons, mas sim um transitório com oscilações mais fortes e mais rápidas. Vemos que o excesso de elétrons injetados recombinam-se em alguns picosegundos, causando um aumento na densidade de fótons.

Na figura 5.7 apresentamos a densidade de elétrons, de fótons, o ganho e as perdas para os 100 nseg do pulso de excitação. Vemos que a densidade de fótons aumenta à medida que as perdas diminuem. Esta curva foi calculada para a corrente de  $25 \text{ KA/cm}^2$  à temperatura de  $250^\circ \text{K}$ . Estamos portanto abaixo da corrente limiar.

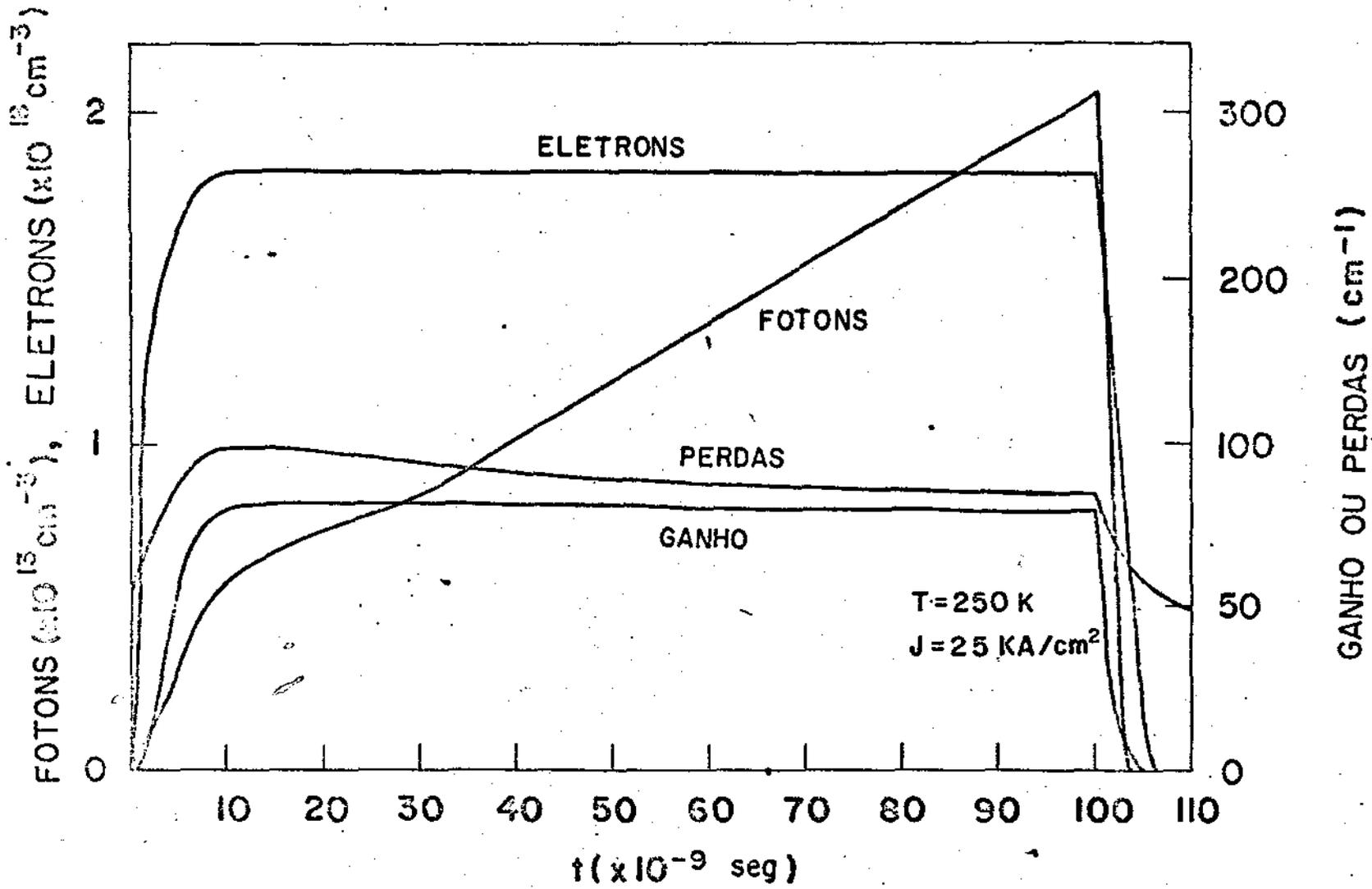


FIG. 5.7 POPULAÇÃO DE ELÉTRONS E FÓTONS, GANHO E PERDAS DURANTE O PULSO DE CORRENTE.

### 5.2.2 O GANHO NÃO SUPERA AS PERDAS DO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE

Nas figuras 5.8 e 5.9 vemos as populações de elétrons e fótons, o ganho e as perdas, no início do pulso para duas correntes diferentes, na temperatura de  $250^{\circ}\text{k}$ . Estamos na região de atraso longo para a corrente de  $30 \text{ KA/cm}^2$  e na região de Q-switching para a corrente de  $50 \text{ KA/cm}^2$ , de acordo com as regiões indicadas na figura 5.3.

Vemos que as densidades de elétrons e fótons vão aumentando com o tempo, até o instante em que as perdas totais aumentam abruptamente. Este aumento das perdas é devido ao aumento nas perdas por difração, causado pela injeção de portadores, na região ativa do laser. A partir deste instante ocorre uma redução na população de fótons, até que as perdas por difração atinjam o valor limite, descrito no capítulo 4, quando a população de fótons passa a aumentar novamente, até que população de elétrons atinja o valor estacionário. Nestas condições temos o regime estacionário, onde as populações de elétrons e fótons, o ganho e as perdas por difração não mais variam com o tempo, até o instante em que as perdas por difração venham a cair abruptamente devido ao efeito do aquecimento do dispositivo.

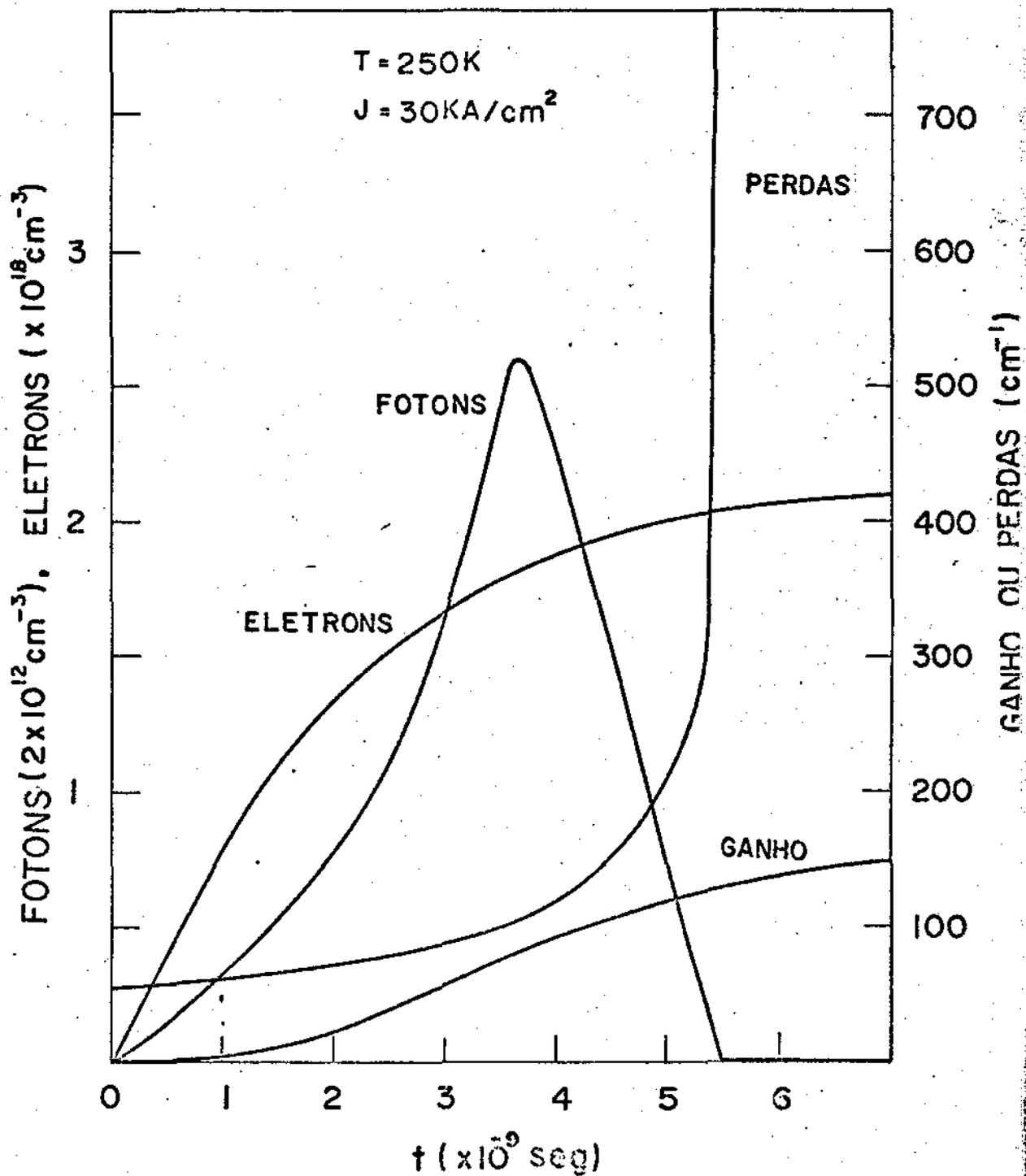


FIG. 5.8 POPULAÇÃO DE ELÉTRONS E FÓTONS, GANHO E PERDAS NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE.

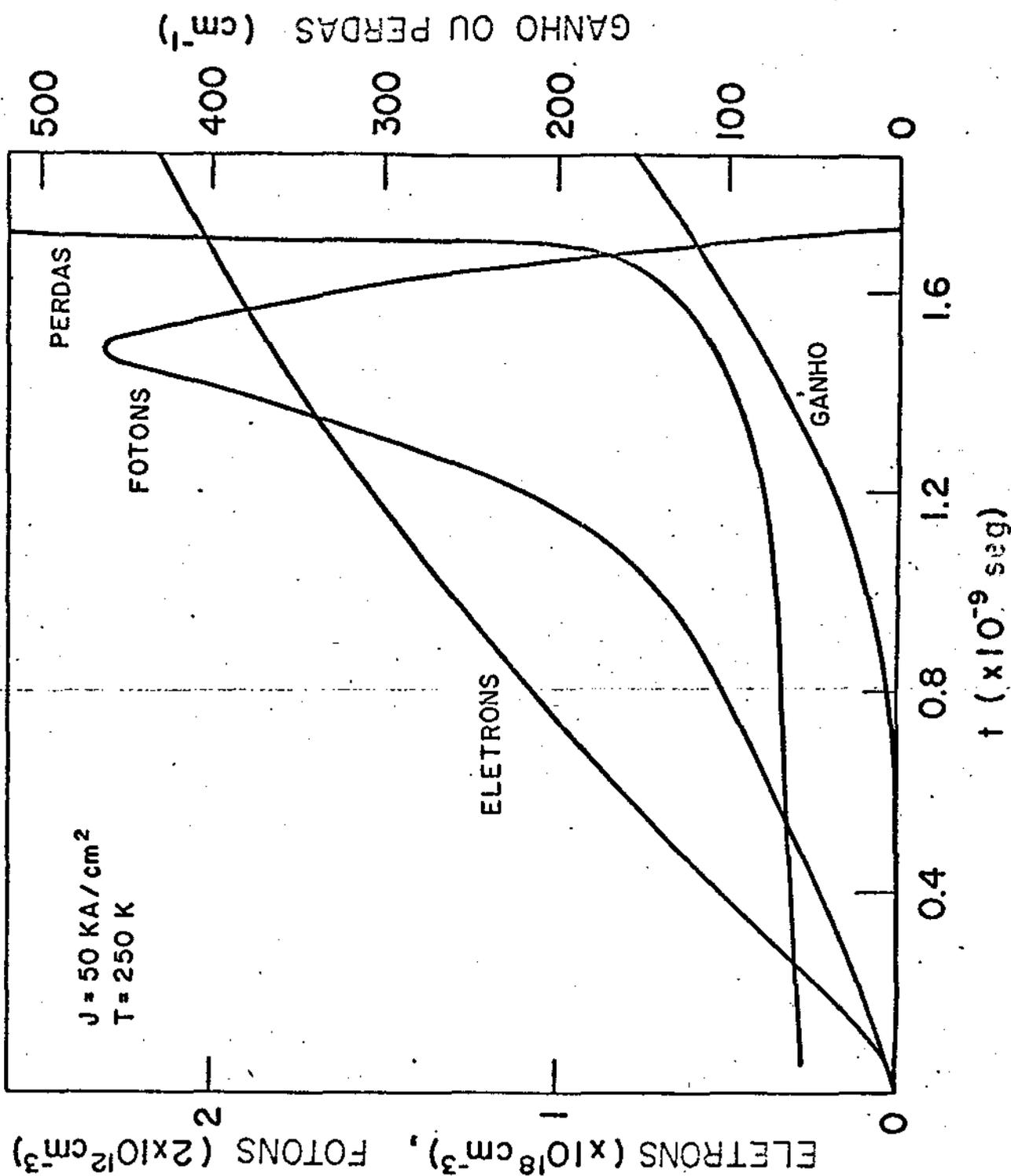


FIG. 5.9 POPULAÇÃO DE ELÉTRONS E FÓTONS, GANHO E PERDAS NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE.

QUEDA DA EMISSÃO ESPONTÂNEA

Foi observado experimentalmente (6.1) que quando a emissão estimulada em lasers de junção de GaAs se inicia com um atraso longo, ocorre uma redução abrupta na emissão espontânea. Na figura (6.1), mostramos um dado experimental sobre este fato.

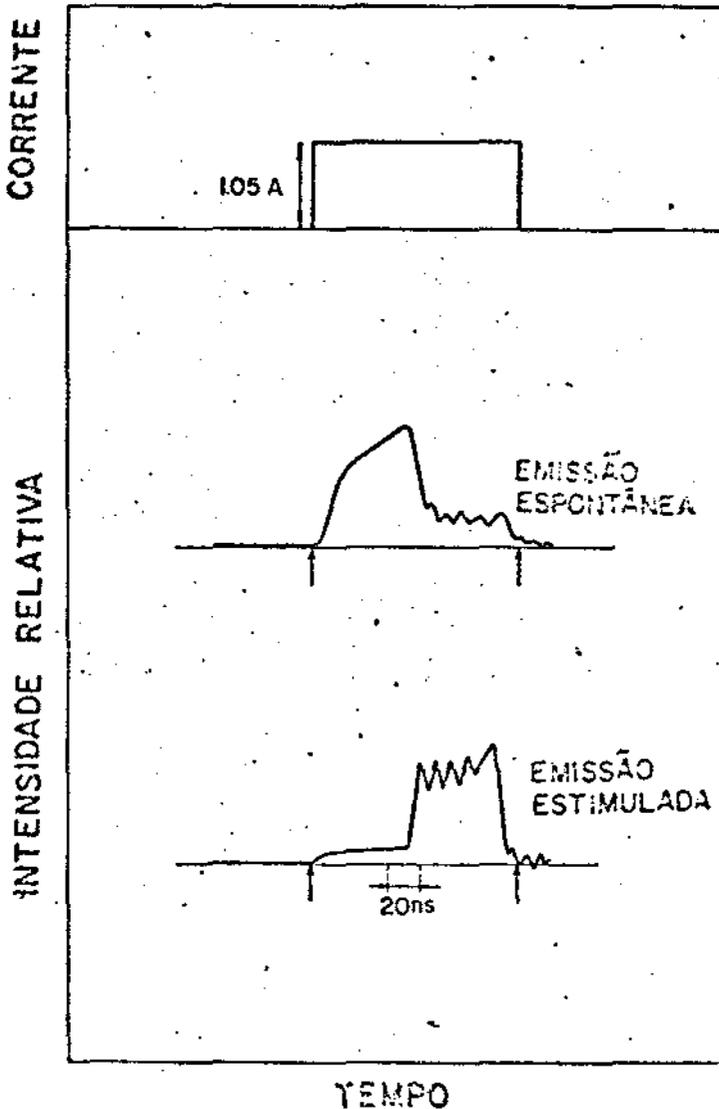


FIG. 6.1 PULSO DE CORRENTE DE EXCITAÇÃO. PULSO DE EMISSÃO ESPONTÂNEA E ESTIMULADA.



Já que esta redução na emissão espontânea não ocorre quando a emissão estimulada se inicia após um atraso curto, devemos esperar que o mesmo processo físico, que governa os atrasos longos, venha também a governar a queda da emissão espontânea.

No capítulo 3, descrevemos o "modelo térmico", com o qual se explica a existência de atrasos longos, sendo ele baseado apenas em processos físicos conhecidos, e que se sabe ocorrem no laser. Estes processos controlam as perdas por difração do laser. Agora vamos explicar a queda da emissão espontânea utilizando o "modelo térmico". Para isto usaremos dois métodos diferentes<sup>(6.1) (6.2)</sup>.

Quando a emissão estimulada inicia com um atraso longo, o laser se encontra num regime instável de operação, com o ganho maior do que as perdas. No primeiro método, usamos um artifício para atingirmos um ponto estável de operação, reduzimos o tempo de vida médio dos elétrons, isto é, usamos um tempo de vida médio efetivo para os elétrons. Fisicamente, o que estaria causando este efeito seria o início da emissão estimulada. Desta maneira obtemos uma redução na população de elétrons, e sendo a emissão espontânea proporcional ao número de elétrons na banda de condução, temos uma redução na intensidade de emissão espontânea. No segundo método resolvemos o sistema de equações (4.1) e (4.2), e observamos que também aqui ocorre a queda da densidade de portadores quando se inicia a emissão estimulada e conseqüentemente a queda da emissão espontânea. Através da resolução do sistema de equações, podemos observar, com maiores detalhes, o processo da queda da emissão espontânea. Estes cálculos são feitos para um laser hipotético, cujos parâmetros estão descritos no capítulo 5.

6.1 INTERPRETAÇÃO DA QUEDA DA EMISSÃO ESPONTÂNEA UTILIZANDO UM TEMPO DE VIDA MÉDIO EFETIVO PARA OS ELÉTRONS NA BANDA DE CONDUÇÃO.

Antes de se iniciar a emissão estimulada após um atraso longo, o laser se encontra na situação representada pelo ponto x na figura (6.2). Neste ponto a injeção de portadores na região ativa do laser reduziu o índice de refração desta fazendo com que as perdas por difração se tornassem muito elevadas. Portanto temos a perda total superando o ganho, visto que a perda total é a soma das perdas por difração, das perdas devido a absorção dos portadores livres, e das perdas nos espelhos da cavidade do laser. O aquecimento da região ativa faz o índice de refração crescer linearmente com o tempo, trazendo do índice de refração da região ativa para um valor tal que as perdas por difração caiam abruptamente até o ponto Z na figura (6.2). Neste ponto (Z) as perdas totais tornam-se iguais ao ganho, iniciando assim, a emissão estimulada com atraso longo.

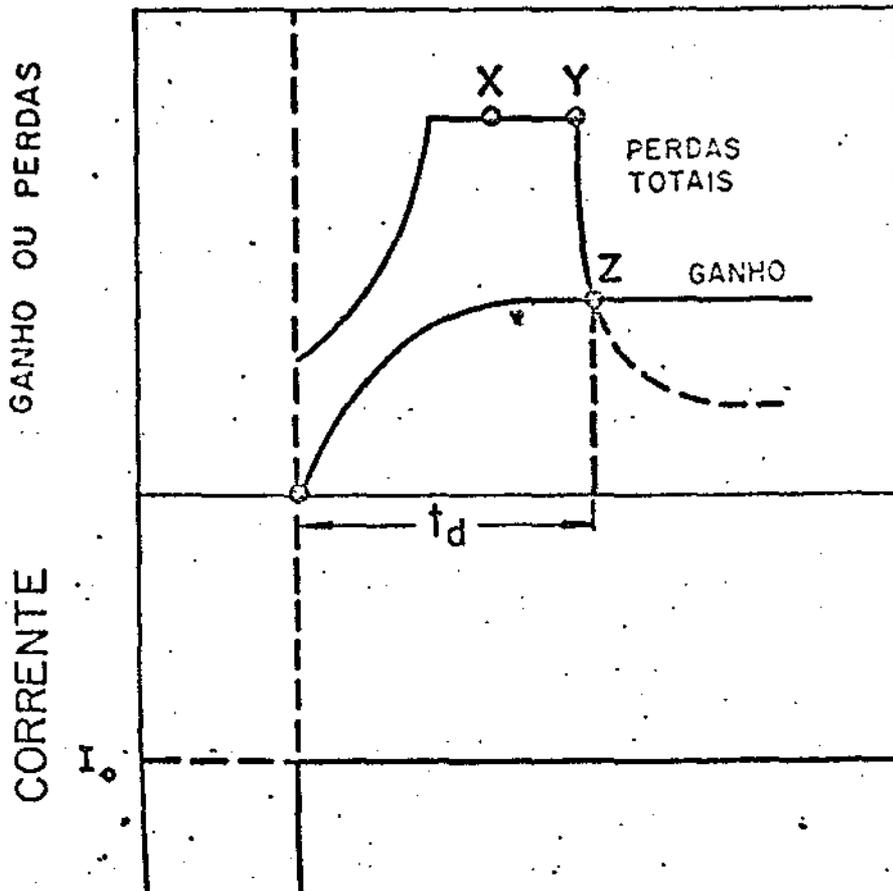


FIG. 6.2 PERDAS TOTAIS CRUZANDO A CURVA DO GANHO COM ATRASO LONGO.

O ponto Z é um ponto instável de operação, porque como mostra a figura (6.3), uma queda na densidade dos portadores faz com que aumente o índice de refração da região ativa, fazendo com que as perdas por difração diminuam ainda mais, diminuindo também as perdas totais. Esta situação está representada pela figura (6.3). Fazemos a hipótese de que este excesso de ganho líquido tende a desaparecer num tempo muito curto, isto é, fração de nseg, com a diminuição dos portadores causada pela emissão estimulada. Esta redução dos portadores diminui as perdas por difração, bem como o ganho, até que o ganho, reduzindo mais rápido que as perdas, tornem-se iguais a elas, como mostra o ponto Q da figura 6.3. A redução dos portadores é causada pela diminuição de seu tempo de vida médio.

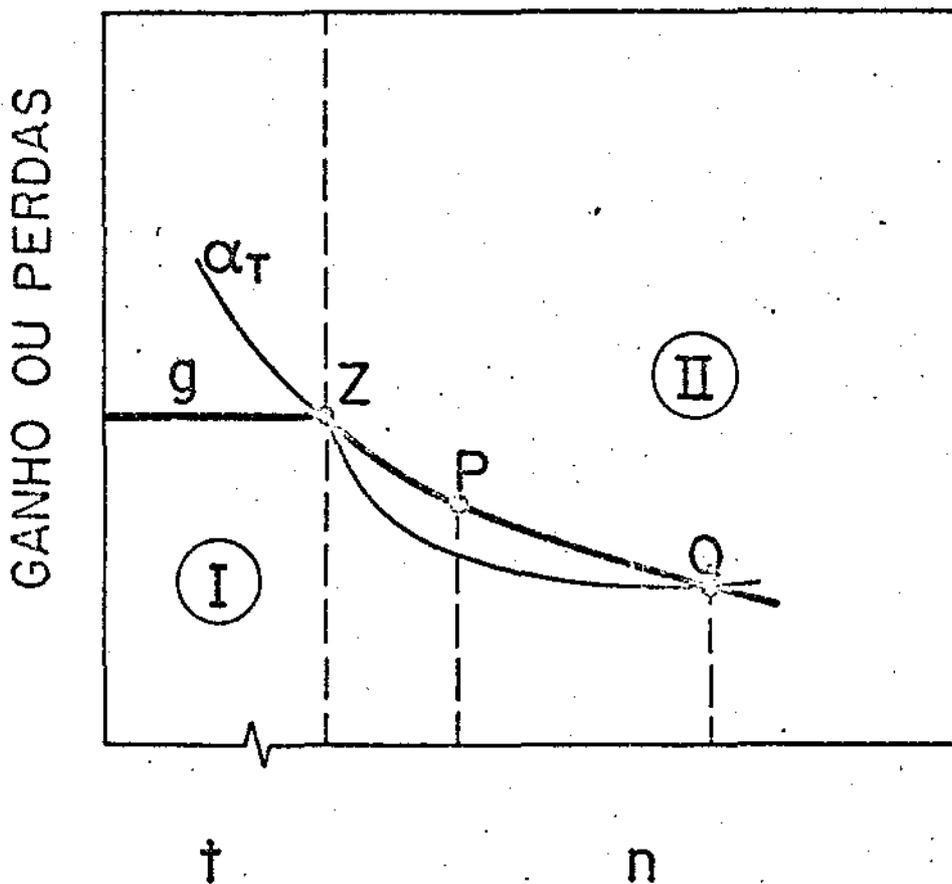


FIG. 6.3 REPRESENTAÇÃO DO GANHO E DAS PERDAS NA ESCALA DE TEMPO ATÉ O PONTO Z. A PARTIR DE Z REPRESENTAÇÃO NA ESCALA DA DENSIDADE DE PORTADORES, DIMINUINDO PARA A DIREITA.

Como consequência da redução da densidade de portadores, quando a emissão estimulada inicia após um atraso longo, temos a queda da emissão espontânea.

Nos cálculos usamos o ganho na forma  $g=γn^a$ , descrito no capítulo 3, o cálculo das perdas também foi discutido neste mesmo capítulo.

Na figura (6.4) mostramos o resultado dos cálculos para a situação descrita na figura 6.2. Usamos uma densidade de corrente de  $40 \text{ KA/cm}^2$  e temperatura de  $300^\circ\text{K}$ . Vemos nesta figura o ganho, as perdas totais e o ganho líquido. A emissão estimulada inicia, nestas condições, com um atraso de  $17,163 \text{ nseg}$ .

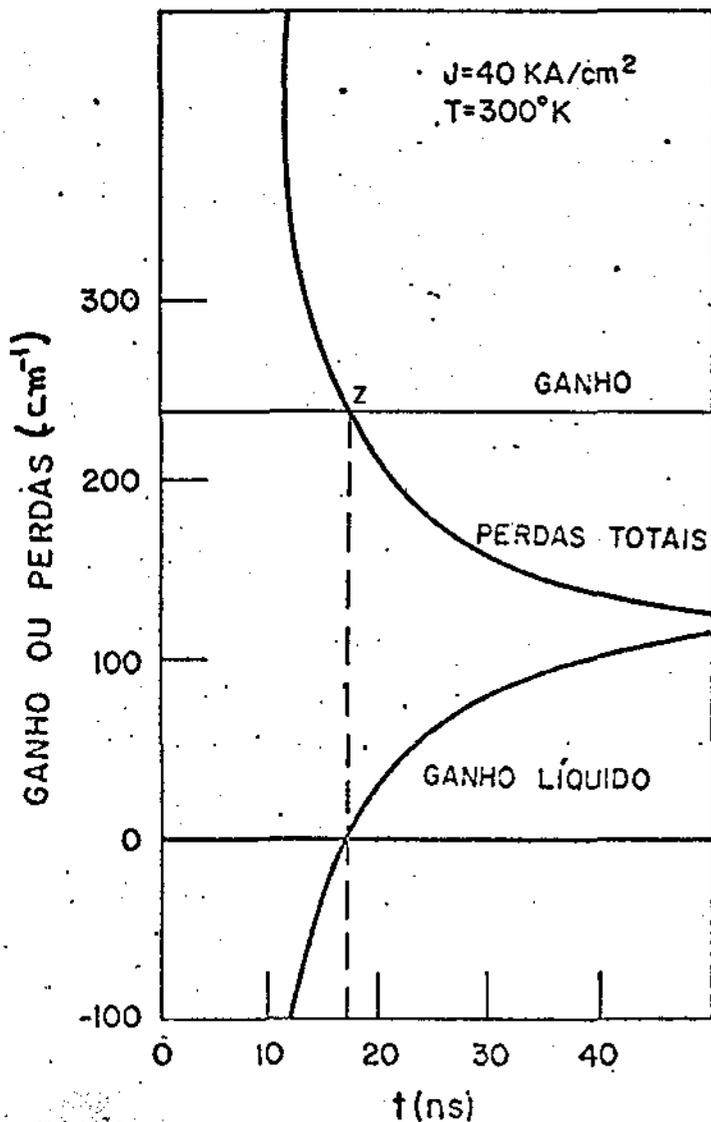


FIG. 6.4 PERDAS TOTAIS, GANHO E GANHO LÍQUIDO CALCULADOS PARA UM CASO DE ATRASO LONGO.

Na figura 6.5 apresentamos o resultado dos cálculos para a situação descrita na figura 6.3. No instante em que o ganho iguala as perdas ocorre uma redução no tempo de vida dos portadores diminuindo assim a densidade destes. Entre os pontos Z e Q temos a região instável de operação com as perdas inferiores ao ganho.

Vemos que do ponto Z para o ponto Q temos uma redução na densidade de portadores que irá causar a queda da emissão espontânea.

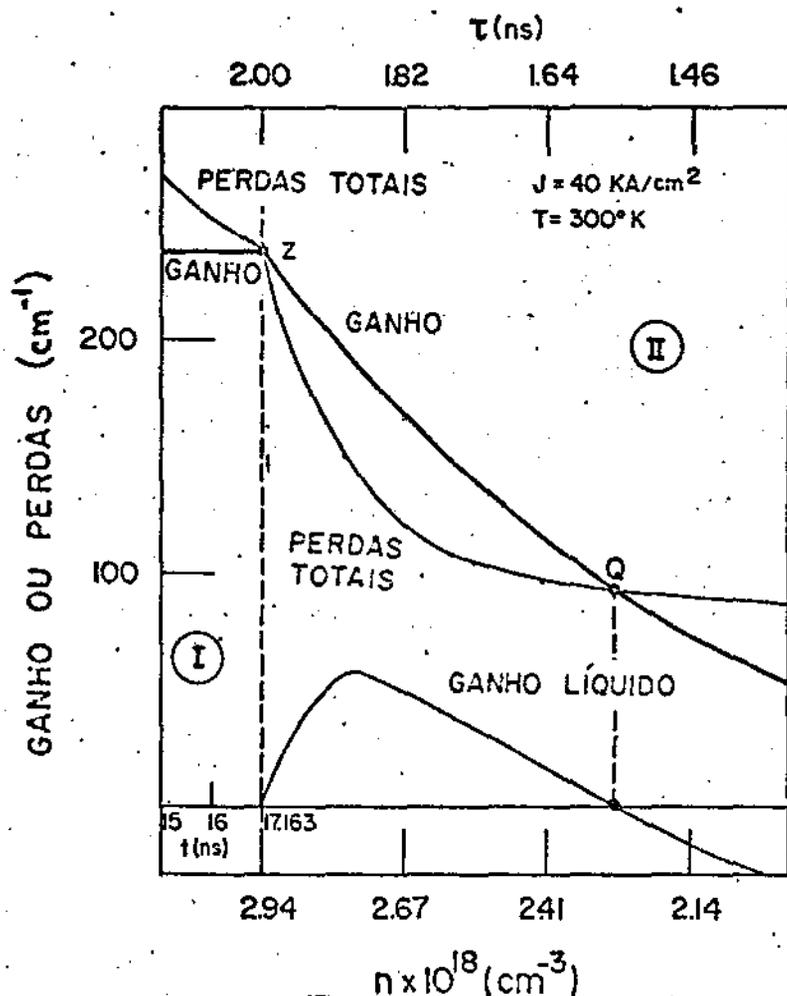


FIG. 6.5 GANHO, PERDAS E GANHO LÍQUIDO EM FUNÇÃO DO TEMPO ATÉ O PONTO Z, E EM FUNÇÃO DA DENSIDADE DE PORTADORES A PARTIR DE Z.

Finalmente apresentamos os valores calculados da queda da emissão espontânea, usando um modelo de densidade de estados parabólicos com e sem regra de seleção.

	EMISSÃO ESPONTÂNEA FÓTONS/SEG CM <sup>3</sup> MeV		REDUÇÃO PERCENTUAL
	ANTES DO INÍCIO DA EMISSÃO ESTIMULADA	DEPOIS DO INÍCIO DA EMISSÃO ESTIMULADA	
COM REGRA DE SELEÇÃO	8,87 x 10 <sup>24</sup>	6,81 x 10 <sup>24</sup>	23,3 %
SEM REGRA DE SELEÇÃO	10,45 x 10 <sup>25</sup>	8,06 x 10 <sup>25</sup>	22,9 %

## 6.2 RESOLUÇÃO DO SISTEMA DE EQUAÇÕES DIFERENCIAIS

Utilizando o mesmo laser descrito nos cálculos anteriores, uma corrente de 30 KA/cm<sup>2</sup> e temperatura de 250<sup>o</sup>k estudamos as variações das populações de fótons e elétrons com o tempo durante o pulso de corrente. Nestes cálculos usamos o ganho na forma  $G=Y(n-n_c)^a$  já descrito no capítulo 5. Usamos para a constante de Thompson o valor  $9 \times 10^{-21} \text{cm}^{-3}$ . Nestas condições estamos numa situação de atraso longo.

As densidades de fótons e elétrons, de ganho e perdas no início do pulso de corrente já foram mostrados na figura 5.8 . Após este transitório do início do pulso temos o regime estacionário, tendo as perdas atingido o valor de corte do guia. Este regime estacionário só será alterado quando, pelo efeito do aquecimento as perdas por difração venham a cair. Mostramos esta situação na figura 6.6. Na mesma figura, mostramos as densidades de fótons e elétrons. Vemos que inicialmente as perdas caem abruptamente, isto se deve ao efeito do aquecimento da região ativa. Passado este transitório violento, as perdas passam a variar mais lentamente. Podemos explicar este fato da seguinte maneira: Tendo as perdas diminuído, temos um aumento na densidade de fótons

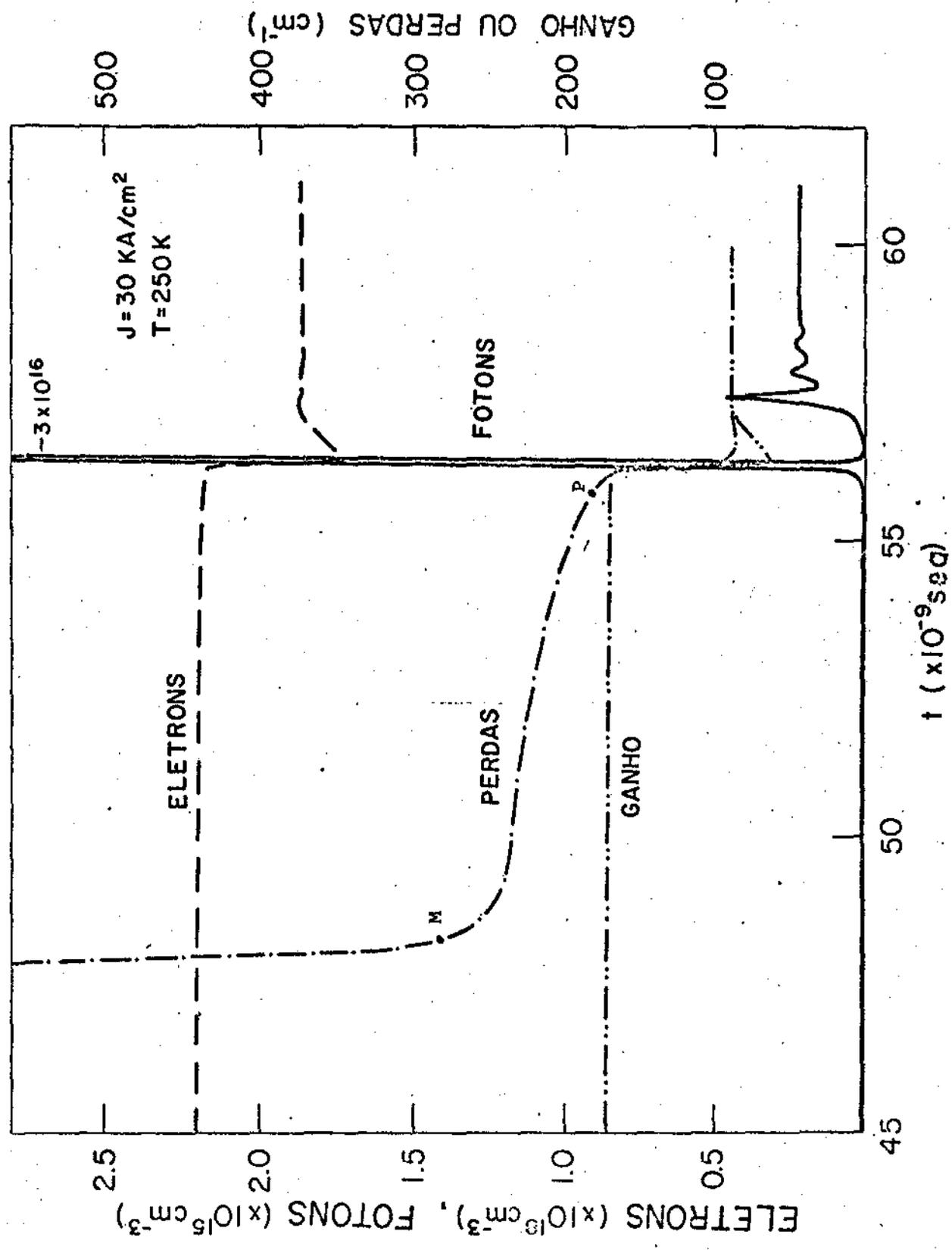


FIG. 6.6 POPULAÇÃO DE FÓTONS E ELÉTRONS, GANHO E PERDAS QUANDO OCORRE EMISSÃO ESTIMULADA COM ATRASO LONGO





que por sua vez provocará uma diminuição na densidade dos elétrons. Estas variações não são percebidas na figura 6.6 porque são muito pequenas. Com a diminuição da densidade de elétrons o ganho também diminui o que causa um desconfinamento da luz no guia. Por outro lado, a diminuição dos portadores causa um aumento no índice de refração da região ativa o que aumenta o confinamento da luz no guia. Estes dois processos passam então a dominar a variação do índice de refração da região ativa do laser uma vez que estes efeitos sobre o índice de refração são bem maiores que o efeito do aquecimento. A queda das perdas continua até que elas igualem o ganho. Temos então um aumento violento na densidade de fótons o que irá causar uma redução abrupta na densidade de elétrons. Este transitório continua até que as perdas tornem-se um pouco maiores do que o ganho. Temos então a emissão estimulada com um regime estacionário. A redução na densidade dos elétrons será responsável pela queda da emissão espontânea. A densidade de elétrons passou de  $2,21 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  antes do início da emissão estimulada para  $1,87 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , após o início da emissão estimulada. Temos então a redução da emissão espontânea.

	EMISSÃO ESPONTÂNEA FÓTONS/SEG $\text{CM}^3 \text{ MeV}$		REDUÇÃO PERCENTUAL
	ANTES DO INÍCIO DA EMISSÃO ESTIMULADA	DEPOIS DO INÍCIO DA EMISSÃO ESTIMULADA	
COM REGRA DE SELEÇÃO	$2,78 \times 10^{23}$	$2,39 \times 10^{23}$	14,1 %
SEM REGRA DE SELEÇÃO	$1,69 \times 10^{25}$	$1,45 \times 10^{25}$	14,8 %

Comparando os resultados obtidos na resolução do sistema de equações 4.1 e 4.2 com as hipóteses feitas no item 6.1 concluímos que estas hipóteses estão corretas, isto é, quando as perdas igualam o ganho temos um regime instável no qual o ganho líquido é positivo. O ganho líquido se mantém positivo num intervalo de tempo muito pequeno e neste intervalo de tempo ocorre a redução dos portadores. Esta instabilidade pode ser analisada através da equação 4.2, onde vemos que quando o ganho supera as perdas, temos um aumento abrupto na população de fótons, e pela equação 4.1 vemos que este aumento na população de fótons irá reduzir a população de elétrons. Vemos também que no modelo apresentado em 6.1 na queda das perdas não é considerado que mesmo antes do início da emissão estimulada temos uma pequena redução nos portadores, o que altera a forma da queda das perdas.

Q-SWITCHING, PULSO H E COMPORTAMENTO BI-ESTÁVEL

## 7.1 Q-SWITCHING

Nesta seção apresentamos os resultados para o caso em que o ganho não supera as perdas durante o pulso de corrente, mas sim, após o seu fim, durante o decaimento do pulso. Aí, quando ocorre a emissão estimulada diz-se que o laser está operando no regime de Q-switching.

O pulso de corrente, decorridos os 100 nseg iniciais é dado por:

$$J = J_0 e^{-(t-100)/\tau_f}$$

onde:  $t$  é o tempo dado em nseg.

$\tau_f$  é a constante de decaimento do pulso.

Nos cálculos usamos  $\tau_f = 1$  nseg.

Lembramos que para se obter Q-switching precisamos operar o laser em temperaturas e correntes tais, que o ponto de operação esteja dentro da região Q da figura(5.3). Damos como condições iniciais, para o sistema de equações 4.1 e 4.2, os valores estacionários  $n_0$  e  $S_0$  obtidos no capítulo 4, e obtemos, desta maneira, o transitório final do pulso de corrente.

Nos cálculos supusemos que, durante o transitório, a temperatura da região ativa do dispositivo se mantém constante. Esta aproximação é feita porque no intervalo de tempo, no qual estamos calculando o transitório, da ordem de alguns nanosegundos, a contribuição do aquecimento adicional, àquele gerado durante o pulso, é desprezível.

Na figura (7.1) apresentamos o comportamento das populações de fótons e elétrons, enquanto na figura (7.2) o ganho e as perdas, para a temperatura de 250k e a densidade de corrente de  $50 \text{ ka/cm}^2$ . Na figura (7.3), onde foi feita uma ampliação na escala do tempo, vemos os mesmos dados com mais detalhes. Vemos que o ganho supera as perdas durante um intervalo de tempo de aproximadamente 10 pseg, quando ocorre então o pico da emissão estimulada. Neste instante observamos uma queda abrupta na população de elétrons e conseqüentemente a queda do ganho. Observamos também neste caso, que quando ocorre uma diminuição na densidade de elétrons as perdas tendem a cair mais devagar devido ao processo de competição entre os portadores e o ganho, como pode ser visto entre os pontos A e B, indicados na figura (7.3). Neste caso, o ganho não mais consegue superar as perdas, pois a injeção de portadores não é mais suficiente para isto.

Repetimos os mesmos cálculos para a densidade de corrente de  $80 \text{ ka/cm}^2$ . Obtivemos o mesmo tipo de transitório, apenas que ocorrendo 300 pseg mais tarde. Este fato pode ser explicado, pois estando com um nível de injeção mais alto, decorrerá mais tempo, até que a população de elétrons atinja um valor tal, que o ganho supere as perdas. Poderia se esperar que para uma densidade de corrente maior, as perdas fossem menores no final do pulso, uma vez que, para uma densidade de corrente maior temos um aquecimento maior, durante o pulso da corrente. No entanto, podemos observar nos cálculos que, o efeito deste aquecimento, sobre as perdas, é desprezível comparado com o efeito de portadores. Concluimos assim, que os fatores dominantes sobre o índice de refração são os portadores e o ganho. A temperatura, neste caso, não tem um papel tão importante durante o transitório como no caso dos atrasos longos.

FIG: 7.1 POPULAÇÃO DE FÓTONS E ELÉTRONS NO Q-SWITCHING

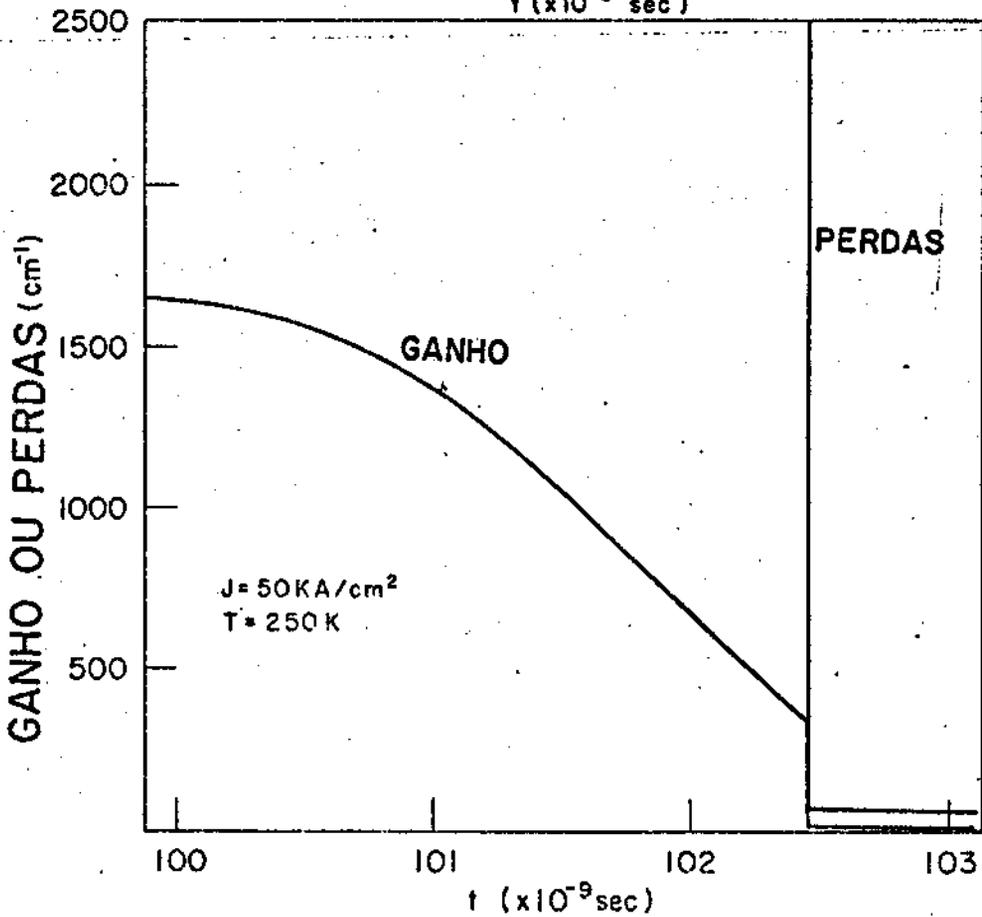
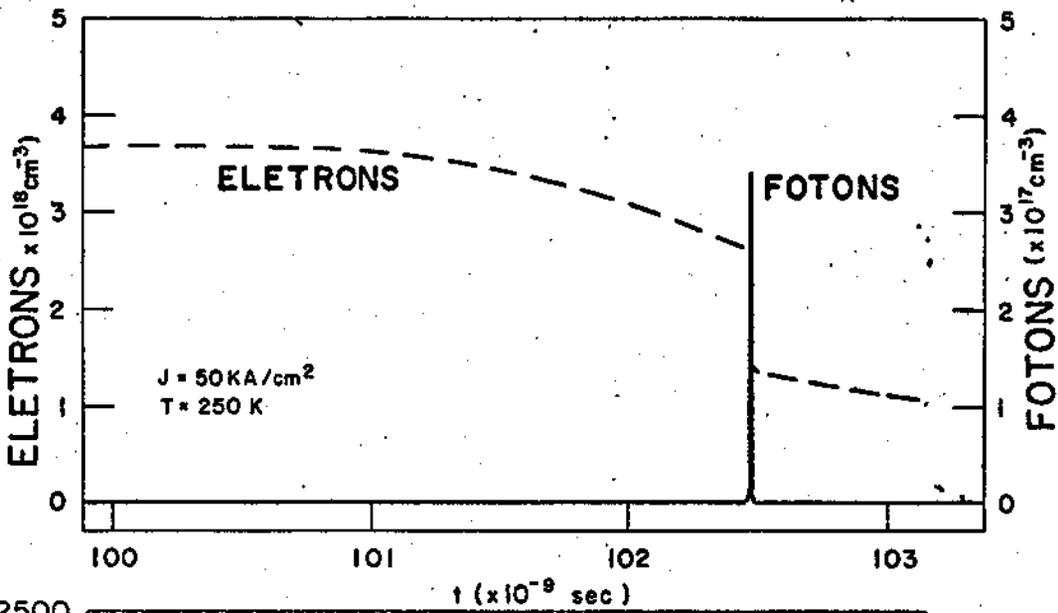


FIG. 7.2 GANHO E PERDAS NO Q-SWITCHING

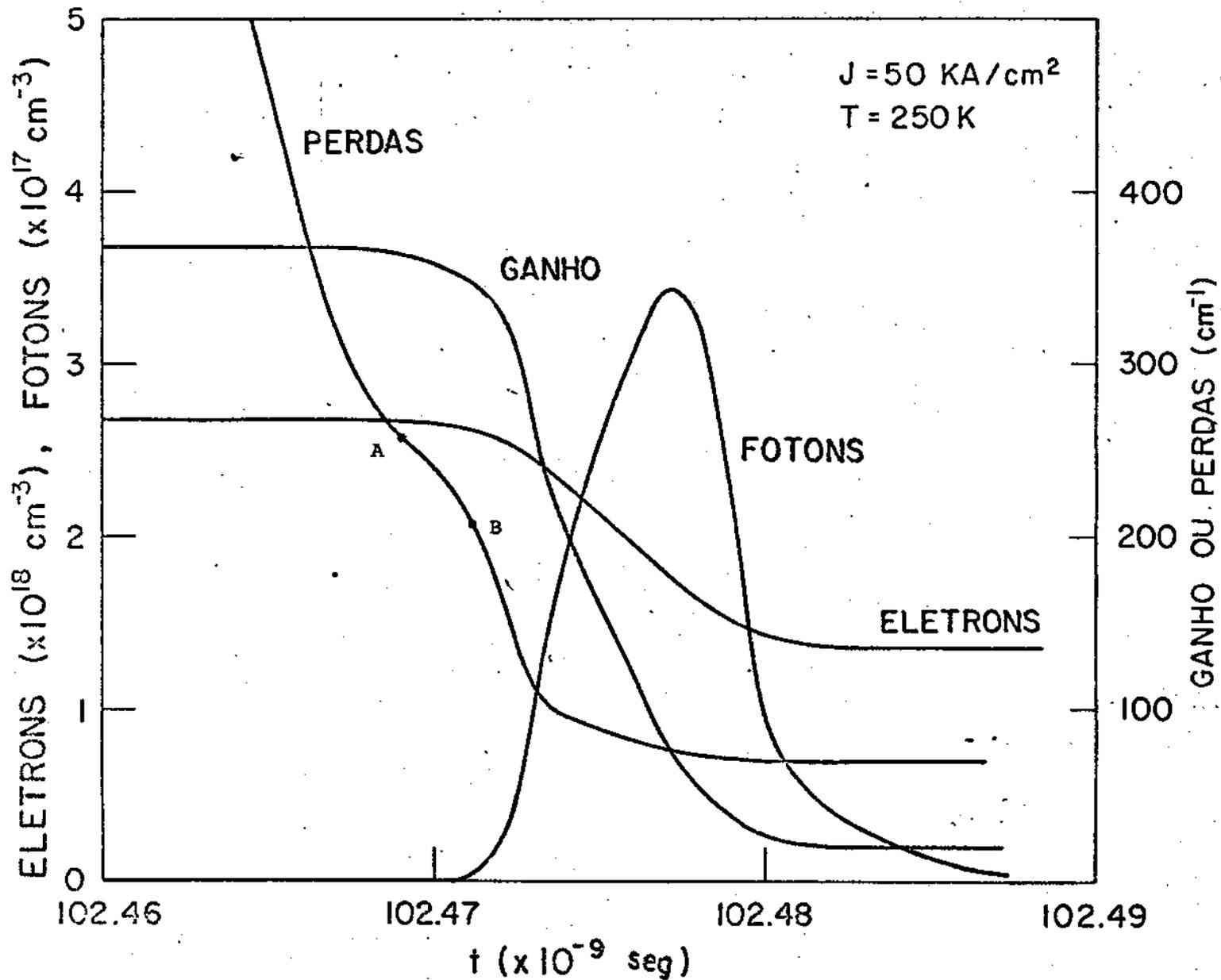


FIG. 7.3 POPULAÇÃO DE FÓTONS E ELÉTRONS, GANHO E PERDAS NO Q-SWITCHING

## 7.2 PULSO H

As condições em que o pulso H ocorre são muito particulares, por isso neste trabalho nos limitamos apenas a entender o mecanismo deste fenômeno.

Na figura (5.9) podemos ver o comportamento do ganho e das perdas no início do pulso de corrente. Vemos que a curva do ganho aproxima-se da curva das perdas, mas não chega a cruzá-la. Imaginemos agora, que estas duas curvas se cruzassem durante um intervalo de tempo muito pequeno, no instante em que as perdas crescem abruptamente. Nestas condições teríamos um pico de luz estimulada que seria interrompido, assim que as perdas superassem o ganho novamente. Vamos mostrar como é possível ocorrer esta situação.

Na figura (7.4) mostramos o transitório no início do pulso de corrente, para uma densidade de corrente de  $70 \text{ KA/cm}^2$  e temperatura de  $200\text{k}$ . Vemos nesta figura o ganho, as perdas, e as densidades de fótons e de elétrons. Temos um instante  $t_1$  no qual o ganho supera as perdas. Após este instante  $t_1$ , decorrem alguns picosegundos até que a população de fótons atinja um valor suficientemente alto para que as recombinações estimuladas façam com que a população de elétrons decresça. Chamaremos este instante de  $t_2$ . Vemos que neste intervalo de tempo, entre  $t_1$  e  $t_2$ , a população de elétrons continua aumentando e, conseqüentemente aumentam também o ganho e as perdas. Se num instante entre  $t_1$  e  $t_2$ , o aumento da população de elétrons fôr tal que leve o guia de onda para a condição de corte, as perdas se tornam muito maiores do que o ganho, fazendo que se interrompa a emissão estimulada que se havia iniciado. Nestas condições temos o pulso de emissão estimulada no início do pulso de corrente.

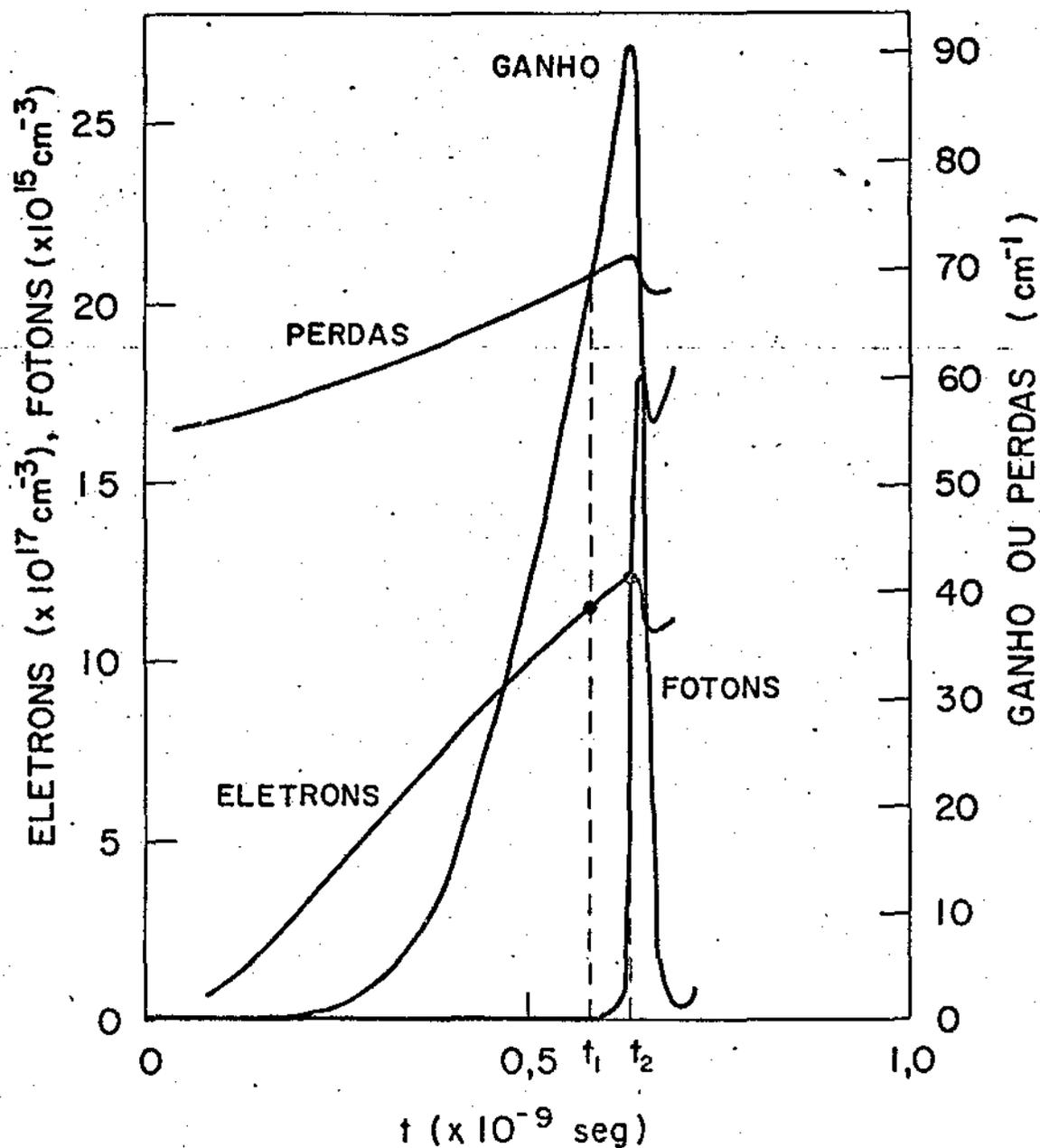


FIG. 7.4 POPULAÇÃO DE FÓTONS E ELÉTRONS, GANHO E PERDAS NO INÍCIO DO PULSO DE CORRENTE, QUANDO OCORRE ATRASO CURTO.



### 7.3 COMPORTAMENTO BI-ESTÁVEL

Como fizemos para o pulso H, vamos dar apenas uma explicação qualitativa para o comportamento bi-estável, sem fazermos os cálculos. O fenômeno do comportamento bi-estável já foi descrito no capítulo 2.

Na figura (6.6) observamos situações distintas no laser. Uma na qual temos apenas emissão espontânea, e outra na qual temos emissão espontânea e emissão estimulada. Quando para uma mesma densidade de corrente de excitação o laser está em emissão estimulada temos uma menor densidade de elétrons na região ativa do laser, do que quando ele está operando apenas em emissão espontânea. Se o fator dominante sobre o batente do índice de refração  $\Delta_1$  for o efeito dos portadores, vemos que o laser operando em emissão estimulada tem perdas menores do que quando em emissão espontânea uma vez que a densidade de portadores é reduzida na emissão estimulada. Esta redução na concentração de elétrons provoca também uma redução no ganho, mas vemos que quando o laser está em emissão estimulada o ganho é praticamente igual as perdas, ao passo que na emissão espontânea as perdas são maiores do que o ganho

Na figura (2.18) temos a potência de saída do laser em função da corrente DC aplicada. Vemos que para correntes entre 1,42 e 1,54 A podemos estar ou não em emissão estimulada, dependendo se caminhamos sobre a curva no sentido da emissão estimulada para a emissão espontânea, ou no sentido contrário, respectivamente. Podemos entender este comportamento com o que foi exposto nesta seção. Se estamos operando o laser numa dada corrente contida neste intervalo, vindo da região de emissão espontânea, as perdas são maiores do que se viessemos da região de emissão estimulada. Desta maneira as perdas superam o ganho no primeiro caso,

fazendo com que ocorra apenas emissão espontânea, ao passo que no segundo caso, elas são praticamente iguais ao ganho e temos emissão estimulada.

(3) A curva de corrente elétrica

calculada por Nuss (8.1)

é dada por

aspecto importante que se verifica ao se

analisar a curva de corrente elétrica em função da constante de difusão e da for-

## CAPÍTULO VIII

### CONCLUSÕES

1) Com a introdução do termo devido as perdas por difração, no sistema de equações que descreve o comportamento no tempo das populações de fótons e elétrons na cavidade ressonante do laser, conseguimos descrever os efeitos transitórios, como atrasos longos, queda da emissão espontânea, Q-switching e pulso H, que são observados num laser de heteroestrutura simples. Com isto concluimos que as perdas por difração se constituem em um elemento fundamental nestes transitórios.

2) Com este trabalho testamos amplamente o "modelo térmico", que se mostrou eficiente na explicação dos fenômenos estudados. Como mostramos anteriormente, o "modelo térmico" já havia sido aplicado para explicar fenômenos, como atrasos longos e Q-switching, mas através de um método diferente, onde era considerado apenas o regime estacionário que se estabelece em alguns casos, antes do início da emissão estimulada, no qual a população de fótons é desprezível. Nos nossos cálculos introduzimos nas equações um termo que leva em conta a população de fótons. Desta maneira pudemos constatar e entender a importância dos fótons no mecanismo de como o ganho se ajusta às perdas, quando tem início a emissão estimulada.

3) A curva da corrente limiar em função da temperatura, calculada neste trabalho e mostrada na figura (5.3), manteve a mesma forma da curva calculada por Nunes<sup>(8.1)</sup>.

Outro aspecto importante que observamos ao levantar esta curva é que variações na constante de Thompson e na forma de descrever o ganho, pode levar-nos a obter uma região fechada

de Q-switching. No entanto estas variações na forma desta curva não alteram qualitativamente os resultados.

4) Nas figuras (5.5) e (5.6) mostramos os resultados obtido para os transitórios onde ocorrem atrasos curtos. Analisando os cálculos deste tipo de transitório constatamos que as perdas por difração constituem apenas dez por cento das perdas totais. No entanto, como as perdas por difração são fortemente dependentes da concentração dos portadores, elas contribuem com uma parcela de cinquenta por cento na intensidade das oscilações das perdas totais. Analisando o termo  $(g-\alpha)S$  da equação 4.2 vemos que as perdas por difração, atuam neste tipo de transitório reduzindo a intensidade das oscilações.

5) Na figura (5.7) mostramos o comportamento do ganho, das perdas, das populações de elétrons e de fótons durante todo o pulso de corrente. Vemos que a população de elétrons se estabiliza, o que não acontece com a população de fótons. Isto ocorre devido a redução das perdas, causada pelo aquecimento, durante o pulso de corrente. Faltam dados experimentais para compararmos com este resultado.

6) Na figura (5.8), quando mostramos o transitório no início do pulso, observamos um pico na densidade de fótons, que logo é amortecido devido ao aumento das perdas. Este pico não foi observado experimentalmente por se tratar de um densidade de fótons muito baixa, da ordem de  $10^{12}$ , enquanto que em emissão estimulada a densidade de fótons é da ordem de  $10^{15}$ , e no Q-switching da ordem de  $10^{17}$ , para a densidade de corrente de  $30 \text{ KA/cm}^2$  e temperatura de 250k.

7) Devemos salientar a importância de termos considerado uma concentração crítica  $n_c$  de elétrons, acima da qual temos ganho, no cálculo de transitórios no início do pulso, como nos casos apresentados nas figuras (5.8) e (5.9). Esta concentração crítica faz com que tenhamos um atraso na subida do ganho, o que impede que o ganho supere as perdas logo no início do pulso de corrente. Se o ganho superasse as perdas no início do pulso de corrente não teríamos atrasos longos, Q-switching ou pulso H.

8) Outro aspecto importante que pudemos notar neste trabalho é que as perdas não são reduzidas apenas pelo efeito do aquecimento. Na figura (6.6) vemos a queda abrupta das perdas antes do ponto M, queda esta devido ao efeito do aquecimento pois a população de elétrons está praticamente constante, enquanto que a população de fótons está crescendo devido ao decréscimo das perdas. A partir do ponto M a população de fótons atingiu um valor tal que começa a reduzir lentamente a população de elétrons. Com esta pequena redução na população de elétrons as perdas passam a variar mais lentamente até que cruzam o ganho no ponto P.

Este mesmo efeito pode ser visto entre os pontos A e B da figura (7.3) onde uma pequena redução da população de elétrons faz com que as perdas caiam mais lentamente.

9) Quando tem início a emissão estimulada, como mostramos na figura (6.6), temos um pulso muito intenso de luz. Vemos que o intervalo de tempo que separa o primeiro pulso de luz do segundo pulso é bem maior que o intervalo de tempo que separa o segundo pulso dos demais pulsos. Esta diferença se deve ao fato de que sendo o primeiro pulso muito intenso, ele reduz muito a densidade de portadores, que por sua vez leva um certo tempo após encerrado o pulso de luz, para atingir o nível, no qual o ganho supera as perdas, quando então ocorre o segundo pulso de luz.

Sendo o segundo pulso e os pulsos subsequentes de intensidades bem menores que o primeiro, eles provocam reduções menores nas densidades de portadores, o que faz com que o tempo das oscilações destes pulsos sejam menores.

## REFERÊNCIAS

- (2.1) Konnerth and C.Lanza "Delay Between Current Pulse and Light Emission of Gallium Arsenide Injection Lasers"  
Appl. Physics Letters, vol. 4, pg. 120 a 121 - Abr. 1964.
- (2.2) J.C.Dyment, 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.
- (2.3) 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.
- (2.4) J.C.Dyment e J.E.Ripper, "Temperature Behavior of Stimulated Emission Delays in GaAs diodes and a Proposed Trapping Model"  
IEEE J.Quantum Electr. QE-4, pg. 155 a 160 - Abr. 1968.
- (2.5) G.Guecos e M.J.O.Strutt, "Temperature Dependence of the Delaytime Between the Current Pulse and Lasers Emission of GaAs Laser Diodes",  
Electron.Lett. vol. 3, pg. 532 a 534 - Dez. 1967.
- (2.6) E.A.Ulmer Jr. e I.Hayashi, "Internal Q-switching in GaAs- $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  Heterostructure Lasers",  
IEEE J.Quantum Electron. vol. QE-6, pg 297 a 299 - Jun 1970.
- (2.7) J.E.Ripper e J.C.Dyment, "Time Delays and Q-switching in Junction Lasers: II-Computer Calculations and Comparison

with Experiments",

J. of Quantum Electronics, vol. QE-5, nº 8, Aug. 1969.

- (2.8) M.J.Adams, S.Grundorfer, B.Thomas, C.F.L.Davis e D.Mistry  
"Time Delays and Q-switching in Homostructure and Heterostructure Injection Lasers",  
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.QE-9, nº 2 - Feb.1973
- (2.9) P.Brosson, N.Patel e J.E.Ripper, "Effect of Saturable Observation on the Behavior of Spontaneous Emission Semiconductor Lasers".  
Appl. Phys. Lett., vol. 23, nº 2 - Jul. 1973.
- (2.10) J.C.Dyment, J.E.Ripper e R.H.R.Roldan, "Spiking in Light Pulses from GaAs Q-Switched Junction Lasers",  
IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. QE-5, nº 8 - Aug.1969.
- (2.11) S.Gründorfer, M.J.Adams e B.Thomas, "H-Pulsing: A Transient Effect in GaAs/Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As Injection Lasers",  
IEEE J. of Quantum Electronics, Vol. QE-11, nº 7 - Jul.1975.
- (2.12) J.E.Ripper, T.L.Paoli e J.C.Dyment, "Characteristics of Bistable CW GaAs Junction Lasers Operating Above Delay-Transition Temperature",  
IEEE J. of Quantum Electronics, vol. QE-6, nº 6 - Jun.1970.
- (3.1) F.D.Nunes, N.B.Patel e J.E.Ripper, "A theory on Long Time Delays and Internal Q-switching in GaAs Junction Lasers",  
IEEE J. of Quantum Electronics, vol.QE-13, nº 8 - Aug.1977.



- (3.2) W.P.Dumke, "Interband Transitions and Maser Action",  
Phys. Review, vol. 127, nº 5, pg 1559 - Set.1962.
- (3.3) W.W.Anderson, "Mode Confinement and Gain in Junction Lasers"  
IEEE J.Quantum Electron., vol. QE-1, pg. 228-236 - Sept.1965.
- (3.4) G.H.B.Thompson, "Theory of Filamentation in Semiconductor  
Lasers Including the Dependence of Dielectric Constant on  
Injected Carrier Density",  
Opto-Electron., vol. 4, pg. 257 a 310
- (3.5) R.F.Broom, "Transient Temperature Distribution in Diode  
Lasers and the Time Duration of the Output Pulse at 300°K"  
IEEE J.Quantum Electron., vol.QE-4, pg.135 a 140 - Apr.1968.
- (3.6) F.R.Nash, "Mode Guidance Parallel to the Junction Plane of  
Double-heterostructure GaAs Lasers",  
J.Appl. Phys., vol. 44, pg. 4696 a 4707 - Jun.15, 1973.
- (3.7) C.J.Hwang, "Properties of Spontaneous and Stimulated Emis-  
sion in GaAs Junction Lasers. II Temperature Dependence of  
Threshold Current and Excitation Dependence of Superradiance  
Spectra",  
Phys. Rev.B, vol.2 - Nov.1970.
- (3.8) F.D.Nunes, "Uma Teoria para Atrasos Longos, Q-Switching e  
Fenômenos Correlatos", Tese de Doutorado - Dez. 1976.

- (4.1) S.Gründorfer, M.J.Adams e Ben Thomas, "H-Pulsing: A Transient Effect in GaAs/Ga<sub>x</sub>Al<sub>1-x</sub>As Injection Lasers" IEEE J. of Quantum Electronics, vol.QE-11 -Jul. 1975.
- (4.2) K.Kajiyama, S.Hata e S.Skata, "Effect of Electron and Photon Lifetime Ratio on Relaxation Oscillation in Laser Diodes",  
Japan. J. Appl. Phys., vol. 16 nº 5 - 1977.
- (5.1) C.J.Hwang, "Properties of Spontaneous and Stimulated Emission in GaAs Junction Lasers. II Temperature Dependence of Threshold Current and Excitation Dependence of Superradiance Spectra",  
Phys. Rev.B, vol. 2 - Nov. 1970.
- (6.1) N.B.Patel, F.D.Nunes, J.M.Vilela, "Theory of Spontaneous Emission Reduction at Lasing with Long Delays in GaAs Junction Lasers".  
Submetido a Solid State Communication.
- (6.2) J.M.Vilela, F.D.Nunes, N.B.Patel, "Transient Effects in Single Heterostructure GaAs Lasers" - Submetido a Special Issue IEEE J. Quantum Electronics.
- (8.1) F.D.Nunes, N.B.Patel e J.E.Ripper, "A Theory on Long Time Delays and Internal Q-switching in GaAs Junction Lasers",  
IEEE J. of Quantum Electronics, vol.QE-13, nº 8 - Aug.1977.