MODELO TEÓRICO DE LASER DH DE GaAs INCLUINDO CÁLCULO AUTO-CONSISTENTE DE PERFIL DE TEMPERATURA

THERESINHA DE JESUS SERRA DE MATTOS

ORIENTADOR

PROF. NAVIN B. PATEL

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

Outubro, 1980

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Navin B. Patel, pela sua paciente e dedicada orientação, pelas importantes críticas e sugestões durante a realização deste trabalho.

Ao Prof. Frederico Dias Nunes, pelas valiosas sugestões, interesse e entusiasmo.

Aos colegas e funcionários do Grupo de Dispositivos, em especial ao Prof. Julio G. Mendoza Alvarez, que me auxiliaram neste trabalho, quer com sugestões, quer com amizade

Ao Luis, nossas saudades.

À Maria Helena, pelo trabalho de datilografia.

À Maria Herminia e Silvia pelos desenhos.

Aos colegas e funcionários do IFGW por esses anos de vida em comum, e a todos aqueles que, de uma forma ou de outra, contribuiram para realização deste trabalho.

À Unicamp, UnB e Telebrás pelas oportunidades que me foram dadas.

Ao Zé Carlos, meu esposo, pelas críticas e incentivo, pela paciência e compreensão nos momentos difíceis, pelo carinho e entusiasmo de todas as horas.

E, finalmente,

Ao Rogério e Leonardo pelas horas que lhes foram roubadas.

Ã meus pais

Ao Zé Carlos

Aos que amo ...

Resumo

Neste trabalho, faz-se um estudo de distribuições de temperatura, portadores, densidade de corrente e ganho, na região ativa, para um laser de heteroestrutura dupla de GaAs - $A\ell_x Ga_{1-x} As$, de faixa plana.

Um método de cálculo auto-consistente é utilizado na determinação das distribuições acima mencionadas. A operação do dispositivo por injeção de corrente resulta num acréscimo de temperatura da região ativa, o que por sua vez determina novas distribuições de corrente, portadores e ganho. O processo iterativo de cálculo dessas distribuições termina quando se alcançam distribuições estacionárias.

Faz-se também, um estudo da variação do índice de refração do material da região ativa, que constitue a cavidade ressonante, bem como da distribuição espacial do modo fundamental da radiação eletromagnética na cavidade, como função da distribuição final de portadores na junção em operação.

O comportamento dessas distribuições no laser em operação define a corrente limiar do mesmo. A dependência da corrente limiar com a largura da faixa, espessura da camada ativa e coeficiente de difusão é também estudada.

Como resultado desses cálculos, determina-se a resistência térmica do laser e estuda-se sua dependência com

os vários parâmetros que caracterizam o dispositivo.

Na parte experimental mede-se a variação de temperatura média da junção observando-se o espectro de emissão do dispositivo e o comportamento dos modos longitudinais da cavidade Fabry-Perot formada pelos espelhos do laser. Determina-se, experimentalmente, a resistência térmica do dispositivo por este processo e seu valor medido é comparado com o calculado. A excelente concordância entre o valor teórico e o medido da resistência térmica é um indicativo que reforça o modelo de cálculo assumido inicialmente. A variação da constante dielétrica com a temperatura é determinada medindo-se a variação térmica do comprimento de onda de um modo longitudinal em função da corrente de injeção.

Abstract

In this work the temperature, carrier density, current density and gain profiles along the active region of a double-heterostructure GaAs-$A\ell_x Ga_{1-x}$ As semiconductor laser have been investigated by a self-consistent iteractive method developed in order to calculate these distributions.

Current injection results in a temperature rise at the active region, which, in turn, entails changes in the profiles for the current and carrier densities and for the laser gain. In our calculations the iteraction was carried on until stationary distributions were reached.

The refractive index profile of the active region was determined as a function of the final temperature and carrier distributions. The spatial distribution of the electromagnetic radiation for the fundamental laser mode was calculated. The behavior of these distributions during laser operation defines the threshold current, which dependence on the active layer thickness and stripe width was also determined.

We also carried on an experimental determination of the thermal resistance of stripe-geometry DH lasers, by varying the current pulse rate up to cw condition and determining the change in the laser wavelength of a selected Fabry-Perot mode. The measured value of thermal resistance is in excelent agreement with its calculated value.

We also determined the temperature dependence of the dielectric constant from the measured spectral thermal shift of each Fabry-Perot mode as a function of driving current.

ÍNDICE

I - Introdução

I.1 - Resumo histórico

As primeiras sugestões para uso de dois semicondutores diferentes formando uma junção apareceram em 1951 com os trabalhos teóricos de Gubanov[1,2], enquanto Shockley obteve a primeira patente sobre transistores de junção[3]. Entretanto, sòmente em 1958 foram formuladas as primeiras hipóteses sugerindo o uso de junção de semicondutor para produção de lasers[4]. Uma grande atividade nesta área investigando-se diferentes semicondutores culminou, em 1962, com a observação de emissão estimulada em homojunções de GaAs por Hall[5], Nathan[6] e seus colaboradores. Este tipo de laser foi extensivamente estudado, e, a limitação de sua operação sòmente à baixa temperatura, estimulou a pesquisa de outras estruturas. Alferov e col.[7], em 1970, obtiveram o primeiro laser de heterojunção operando continuamente à temperatura ambiente.

A partir daí, considerável número de trabalhos tem sido feito, em laboratórios de todo o mundo, para o desenvolvimento de dispositivos de estruturas cada vez mais complexas. Entre os lasers de heteroestrutura dupla destaca-se o laser de GaAs - $A\ell_x Ga_{1-x} As$ como um dos mais usados e com propriedades mais conhecidas. Trabalhos teóricos e experimentais se sucedem, numa tentativa de se obter melhores modelos capazes de descrever e predizer os efeitos que definem o comportamento da heterojunção, contribuindo, desta forma, para a otimização tecnológica de sua fabricação para uso em dispositivos eletrônicos. O interesse básico nestes lasers se deve à possibilidade de sua utilização em comunicação ótica.

I.2 Lasers de junção

A estrutura mais simples em lasers de junção é a homojunção, formada por um mesmo semicondutor com portadores majoritários diferentes (elétrons ou buracos) de um lado e de de outro da estrutura. Neste laser, a injeção não equilibrada de portadores na junção p-n, produz a inversão de população necessária para se obter emissão estimulada.

A heteroestrutura, que representa um avanço em relação a homoestrutura, é formada pela junção de dois semicondutores diferentes, com mesmos parâmetros de rede, e diferentes energias de banda proibida e índice de refração. É conveniente se representar o semicondutor de menor energia de banda proibida por n ou p, e o de maior por N ou P, de acordo com o tipo de portador majoritário.

Atualmente, o uso generalizado destas estruturas deve-se à possibilidade de operação à temperatura ambiente.

Uma heteroestrutura dupla (DH) é formada por um semicondutor de banda proibida menor entre dois semicondutores de banda proibida maior. Um diagrama de bandas para uma heteroestrutura dupla N-p-P é ilustrado na figura 1. As descontinuidades nas bandas de condução e valência confinam os portadores injetados na camada ativa, o que resulta na inversão de população necessária para se obter emissão estimulada.

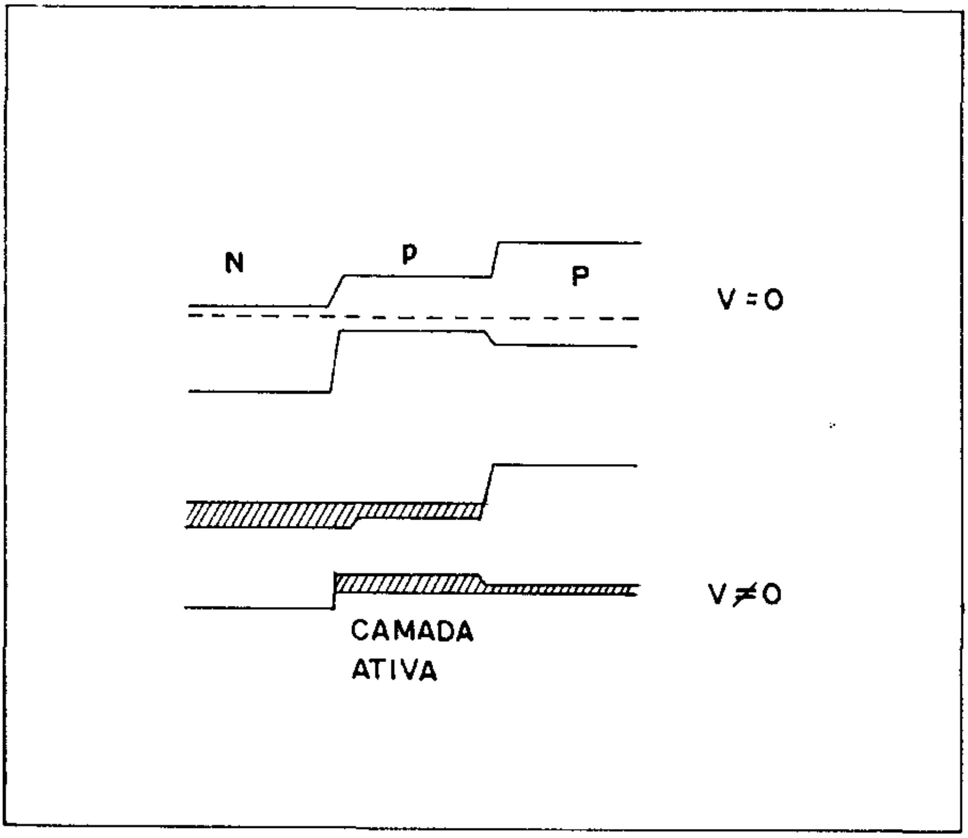


Fig. 1 - Diagrama de bandas para uma heteroestrutura dupla

A primeira descontinuidade cria uma barreira para elétrons na junção p-P confinando-os na camada GaAs. A descontinuidade na banda de valência cria uma barreira para os buracos na junção N-p, o que impede sua injeção na camada N. Cria-se assim uma região de inversão de população definida pela camada at_v., de GaAs tipo p, onde se dá a recombinação de elétrons e buracos resultando na emissão de luz. As mesmas considerações para inversão de população são válidas para heteroestrutura dupla tipo N-n-P.

Uma vantagem adicional desta estrutura é o confinamento da radiação emitida dentro da camada ativa. Este confinamento é devido a variação no índice de refração existente entre a camada ativa e as regiões vizinhas, formando um guia de onda.

Essas propriedades, confinamento de portadores e de luz, permitem que a operação do dispositivo se dê à corrente limiar mais baixa que para outras estruturas, e ao mesmo tempo, operação contínua à temperatura ambiente. Além da redução na corrente limiar, a emissão de luz pode ser obtida apenas para o modo transversal fundamental, reduzindo-se a espessura da camada ativa. As propriedades de emissão de um laser de heteroestrutura dupla tem forte dependência com a espessura da camada ativa e a composição das camadas vizinhas.

Um laser de contato largo, para o qual a corrente se distribui uniformemente na junção, apresenta a desvantagem de poder operar em vários filamentos distintos, de distribuição aleatória, o que torna instável o modo de emissão de luz. Filamentos são regiões, distintas e localizadas, onde ocorre a emissão estimulada. Esta instabilidade da filamentação modifica as características do espectro de luz emitido dificultan do suas aplicações, especialmente em sistemas de comunicação ótica.

Tais dificuldades podem ser contornadas utilizando-se uma estrutura que confine a corrente na direção paralela à junção. Esta estrutura é conhecida como laser de faixa, e permite a operação do laser em apenas um filamento. A faixa é a região onde há maior confinamento da corrente e pode ser obtida por diversas técnicas, o que resulta em lasers de contato de faixa, laser de faixa plana, lasers de bombardeamento de protons, entre outros.

Neste trabalho estaremos interessados em lasers de faixa plana, e particularmente, laser de bombardeamento de prótons. Irradiando-se um semicondutor com prótons de alta energia, cria-se defeitos na rede cristalina, aumentando sua resistividade. Dessa forma, pode-se definir uma faixa como a região no dispositivo não irradiada por protons (figura 4).

Entre as vantagens apresentadas por um laser de faixa destacam-se: redução na corrente de operação, operação em apenas um filamento e emissão de luz no modo transversal fundamental.

Como se pretende obter lasers operando à temperatura ambiente, torna-se importante se determinar quais os fatores mais relevantes que definem a corrente limiar. A maioria dos lasers de faixa operam à densidades de corrente mais altas que lasers de contato largo. Existe, entretanto, um compromisso entre a largura da faixa e o aumento da densidade de corrente limiar. Observa-se experimentalmente que há um rápido aumento na densidade de corrente limiar para larguras de faixas menores que 20 μm, devido principalmente à difusão dos portadores para fora da região da faixa.

A corrente limiar depende também da temperatura de operação do dispositivo. Grande parte da potência externa aplicada é dissipada em forma de calor na junção. A variação de temperatura da camada ativa determina variações na corrente, bem como no comprimento de onda da radiação emitida. Portanto, o conhecimento da temperatura e de sua distribuição na junção é um fator importante para se obter um melhor controle sobre o funcionamento do dispositivo.

Uma propriedade adicional, extremamente interessante para uso em sistemas de comunicação ótica, e que a distingue de outras estruturas de laser, é a facilidade de serem os lasers de junção, diretamente modulados, isto é, emitirem ondas moduladas em resposta às variações produzidas na cavidade do laser. Além disso, pode-se citar seu reduzido tamanho e sua alta eficiência quântica.

II - Distribuições de temperatura, potencial, densidade de corrente e portadores ao longo da junção de DH lasers.

II.1 - Distribuição de temperatura ao longo da junção

As características de um laser de junção são fortemente afetadas pela temperatura resultante de sua operação. Por isso, muito esforço tem sido dedicado no sentido de se construir um modelo que permita calcular a distribuição de temperatura nas direções perpendicular e paralela à junção, bem como seus efeitos sobre a corrente limiar, tempo de vida do laser e modos de emissão de luz. Desse modo, pode-se avaliar os parâmetros relevantes no funcionamento do laser e otimizar os processos de fabricação e funcionamento.

Uma das maneiras de se avaliar a temperatura média da junção é através da medida da resistência térmica média, $\langle R \rangle$. A resistência térmica é uma característica do dispositivo e depende de condutividade térmica das camadas que o compõem. A resistência térmica média é definida como a quantidade que multiplicada pela potência elétrica dissipada no dispositivo fornece a temperatura média da camada ativa. Se ao longo da junção houver uma distribuição de temperatura, pode-se definir uma resistência térmica $R(x)$ para cada ponto x. Do mesmo modo, $R(x)$ é definida como a quantidade que multiplicada pela potência elétrica dissipada fornece a temperatura do ponto x no plano da junção.

Joyce e Dixon[8] desenvolveram um modelo para o cálculo da distribuição de temperatura e resistência térmica para lasers de faixa plana, admitindo que todo calor é gerado na junção. Também analisaram a importância da transferência radiativa de calor para o substrato ou outros pontos do laser.

Kobayashi[9] usando um modelo em três dimensões fez uma análise numérica do problema térmico. Considerou uma estrutura de multicamadas composta de materiais não uniformes e a presença de pontos de calor nos defeitos de crescimento nas interfaces. Na sua análise o fluxo de calor para as camadas vizinhas à região ativa e o fluxo lateral de calor, reduzem a temperatura da região ativa e produzem uma distribuição não uniforme de temperatura ao longo da faixa.

Newman[10] baseado no modelo proposto na referencia[8] calculou a resistência térmica considerando dois casos limites: quando toda absorção de calor se dá na camada ativa e quando há 100% de transferência para as camadas vizinhas. Neste segundo caso assume a presença de fontes de calor em diferentes pontos da estrutura do laser. Analisa ainda a presença de Alumínio na camada ativa e conclui que se a porcentagem de Alumínio é maior que 5% a transferência radiativa é relevante no cálculo da resistência térmica. Se a camada ativa não contém Alumínio, então o calor gerado na região ativa é por ela reabsorvido e a transferência radiativa atinge valores desprezíveis.

Duda[11] calculou a resistência térmica e a distribuição de temperatura na direção perpendicular à junção levando em conta características das diferentes camadas, eficiência quântica externa e a presença de outras fontes de calor. Em seu trabalho Duda sugere que para lasers de bombardeamento profundo de protons, a transferência radiativa pode ser desprezada, como na proposição inicial de Joyce e Dixon.

Estes modelos permitem calcular um perfil de temperatura nas direções perpendicular e paralela à junção. Entretanto, limitações experimentais permitem determinar, apenas, variações médias de temperatura através da medida da resistência térmica. Kobayashi[12], usando um registrador de temperatura com resolução de 5 microns, mediu o perfil de temperatura na direção transversal à junção, e mostrou que a maior variação de temperatura aparece na região ativa. Entretanto, para a direção paralela à junção essa medida fica limitada pela resolução do aparelho[9], visto que os lasers mais usados comercialmente tem faixas de ordem de 6 a 12 microns.

II.1a - Cálculo da distribuição de temperatura

O interesse de vários autores em estabelecer um método de cálculo para a temperatura da região ativa repousa no fato de que as características de operação e tempo de vida de um laser são fortemente afetadas pelo aumento da temperatura da junção. Entretanto, nenhum modelo citado acima leva em con ta o efeito combinado da corrente que circula pelo dispositivo sobre a temperatura local, e o efeito da temperatura sobre a corrente.

Ao circular corrente pelo dispositivo haverá dissipação de calor e, portanto, aumento da temperatura da junção, o que produzirá um novo aumento na corrente. Sendo a corrente maior, a potência dissipada será maior e assim sucessivamente. O modelo aqui apresentado propõe um cálculo iterativo, auto-consistente, que leva em conta essa dependência entre temperatura e corrente, até que uma condição de equilíbrio seja atingida.

O cálculo da distribuição de temperatura baseia-se no modelo proposto por Joyce e Dixon[8] para laser de faixa plana. Neste modelo o laser é considerado como uma superposição de camadas na forma de um paralelepípedo retangular, como mostrado na figura 2, onde se representa também o fluxo de calor gerado na região ativa.

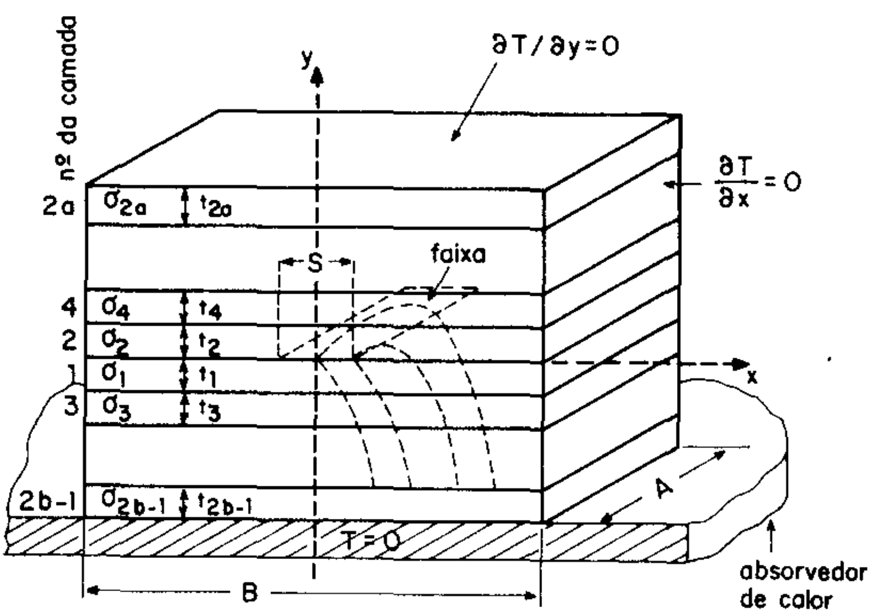


Fig. 2 - Fluxo bidimensional de calor gerado uniformemente numa faixa de largura S e comprimento A em um paralelepípedo ret ngular consistindo de a camadas acima e b camadas abaixo da fonte de calor.

A espessura da camada i é t_i e sua condutividade térmica é σ_i. Assume-se que todo calor é gerado na região ativa do laser, definida pela faixa de largura S e comprimento A. O laser é soldado num absorvedor de calor, cuja temperatura é zero graus. O fluxo de calor é bidimensional e só se considera troca de calor com o exterior através do absorvedor. Não se considera nenhuma dependência dos parâmetros com a direção z. A origem de y é considerada em cada camada, na interface mais próxima à fonte de calor.

A temperatura do ponto (x,y) pertencente a camada i é $T_i(x,y)$ e é dada pela solução da equação de Laplace para a difusão de calor(13)

$$\vec{\nabla}(\sigma(x,y)\ .\ \vec{\nabla}T(x,y)) = -Q(x,y) \qquad \text{(II.1)}$$

onde Q(x,y) é a razão de geração de calor na região ativa.

A solução desta equação em termos de série de Fourier é dada por:

$$T_i(x,y) = \beta_{i,o}(1-r_{i,o}y) + \sum_{n=1}^{\infty} \beta_{i,n}\left[\cosh(k_n y) - r_{i,n}\sinh(k_n y)\right]\cos(k_n x) \qquad \text{(II.2)}$$

onde os termos $r_{i,n}$ e $\beta_{i,n}$ são coeficientes a serem determinados. Para satisfazer a condição de que não há troca de calor através dos lados do laser, temos que

$$k_n = 2n\Pi/B \tag{II.3}$$

isto é $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ para $x = \frac{B}{2}$

O termo $\cos(k_n x)$ assegura que a função é simétrica e par em relação a x.

Se $Q(W/cm^2)$ é a razão de geração de calor por unidade de área da faixa, QAS é a quantidade de calor total gerada, então, por definição, a resistência térmica num ponto x da faixa é

$$R(x) = \frac{T_1(x,0)}{QAS} = \frac{1}{QAS} \sum_{n=0}^{\infty} \beta_{1,n} \cos(k_n x) \tag{II.4}$$

onde $T_1(x,0)$ é dado pela equação (II.2).

A resistência térmica média $\langle R \rangle$ que dá a temperatura média da região ativa é dada por

$$\langle R \rangle = \frac{1}{S} \int_{-S/2}^{S/2} R(x)\, dx = \frac{\beta_{1,0}}{QAS} + \frac{2}{QAS^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\beta_{1,n}}{k_n} \sin(k_n S/2)$$

(II.5)

Assim, tanto a temperatura como a resistência térmica são avaliadas através de uma somatória cujo número de termos deve ser suficientemente grande para uma boa aproximação. Os coeficientes desta somatória, $\beta_{i,n}$ e $r_{i,n}$ são determinados pelas condições de continuidade de temperatura e fluxo de calor nas interfaces de cada camada.

$\beta_{i,n}$, para $n > 0$ é função dos coeficientes $r_{i,n}$, como calculado abaixo. A partir da hipótese de que toda troca de calor se dá através do absorvedor de calor, não haverá fluxo de calor através da face superior do laser, isto é,

$$\left.\frac{\partial T_{2a}}{\partial y}\right|_{y=t_{2a}} = 0 \qquad \text{(II.7)}$$

Com T_{2a} dada pela eq. (II.2) resulta

$$r_{2a,n} = \left.\frac{\sinh(k_n y)}{\cosh(k_n y)}\right|_{y=t_{2a}} = \mathrm{tgh}(k_n t_{2a}) \qquad \text{(II.7)}$$

A condição de continuidade de temperatura permite escrever que para a camada em contato com o absorvedor

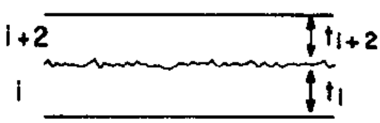
$$T_{2b-1}(y=t_{2b-1}) = 0 \qquad \text{(II.8)}$$

disto resulta que, pela equação (II.2)

$$r_{2b-1,n} = \coth(k_n t_{2b-1}) \qquad \text{(II.9)}$$

Os coeficientes $r_{2a,n}$ e $r_{2b-1,n}$, coeficientes definidos nas camadas mais externas, são então imediatamente obtidos. Torna-se necessário avaliar $r_{i,n}$ numa interface.

Ā partir das condições iniciais pode-se escrever que numa interface temos as seguintes condições :



$$y_i = t_i$$

$$y_{i+2} = 0 \qquad \text{(II.10)}$$

Pela continuidade do fluxo de calor e temperatura resulta que

$$\sigma_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial y} \right|_{y=y_i} = \sigma_{i+2} \left. \frac{\partial T_{i+2}}{\partial y} \right|_{y=y_{i+2}} , \qquad \text{(II.11)}$$

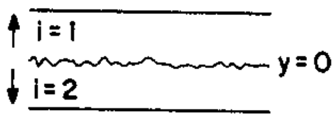
$$T_i(x, y_i) = T_{i+2}(x, y_{i+2}) \qquad \text{(II.12)}$$

Usando-se as equações acima e a eq. (II.2) pode-se calcular, finalmente, $r_{i,n}$

$$r_{i,n} = \frac{\text{tgh}(k_n t_i) + (\sigma_{i+2}/\sigma_i)\; r_{i+2,n}}{1 + \text{tgh}(k_n t_i)(\sigma_{i+2}/\sigma_i)\; r_{i+2,n}} \qquad \text{(II.13)}$$

Assim, por interações sucessivas, iniciando-se o cálculo a partir da equação (II.7) e (II.9) para $r_{2a,n}$ e $r_{2b-1,n}$, obtêm-se os valores de $r_{2,n}$ e $r_{1,n}$ nas camadas imediatamente acima e abaixo da camada ativa.

Assumindo a continuidade de temperatura no plano da junção, temos as equações:



$$\left.\begin{array}{l} y = 0 \\ \\ T_1(x,0) = T_2(x,0) \end{array}\right\} \begin{array}{l} \text{(II-2)} \\ \rightarrow \beta_{1,0} = \beta_{2,0} \end{array}$$

(II.14)

Embora a emissão de calor de cada lado da faixa seja uma função complicada de x, o fluxo combinado por unidade de área é, por hipótese, a constante Q em cada ponto x da faixa. Esse fato nos permitirá assumir Q como sendo uma função degrau. O fluxo de calor na junção pode ser escrito como:

$$-\sigma_1 \frac{\partial T_1(x,0)}{\partial y} - \sigma_2 \frac{\partial T_2(x,0)}{\partial y} = \begin{cases} Q & 0 \leqslant |x| < S/2 \\ 0 & S/2 < |x| \leqslant B/2 \end{cases}$$

(II.15)

Fazendo-se a transformada de Fourier da equação acima, tem-se

$$-\sigma_1 \frac{\partial T_1(x,0)}{\partial y} - \sigma_2 \frac{\partial T_2(x,0)}{\partial y} = \frac{QS}{B} + \frac{4Q}{B} \sum_{n=1}^{\infty} k_n^{-1} \sin(k_n S/2) \cos(k_n x)$$

(II.16)

onde o primeiro termo (QS/B) é a quantidade de calor DC gerada na junção e é independente de x.

Combinando-se as equações (II.2) e (II.16) obtem-se

$$\beta_{1,n} = \frac{4Q}{B\, k_n^2} \; \frac{\sin(k_n S/2)}{\sigma_1 r_{1,n} + \sigma_2 r_{2,n}} \qquad n > 0 \tag{II.17}$$

resta ainda a determinação do coeficiente $\beta_{1,0}$. Observando-se que o termo DC da expansão (II.16) representa o caso onde não há confinamento de calor na faixa, o fluxo de calor é unidimensional nas b camadas abaixo da junção. A diferença de temperatura entre o absorvedor de calor e a junção é $T_1(x,0)$. Para n=0

$$T_1(x,0) = \beta_{1,0} \tag{II.18}$$

ou

$$T_1(x,0) = \Delta T_1 + \Delta T_3 + \ldots + \Delta T_{2b-1} = \beta_{1,0} \tag{II.19}$$

onde ΔT_1, ΔT_3, ΔT_{2b-1}, representam as variações de temperatura nas camadas 1,3, ... 2b-1.

Pela definição de condutividade térmica já conhecida:

$$\Delta T_i = Q' \frac{t_i}{\sigma} \tag{II.20}$$

então (II.19), pode ser escrita como

$$T_1(x,0) = \beta_{10} = Q' \left(\frac{t_1}{\sigma_1} + \frac{t_3}{\sigma_3} + \ldots . \frac{t_{2b-1}}{\sigma_{2b-1}} \right) \qquad \text{(II.21)}$$

onde Q' representa a quantidade de calor DC gerada por unidade de área (Q'=QS/B), então

$$\beta_{1,0} = \frac{QS}{B} \left(\frac{t_1}{\sigma_1} + \frac{t_3}{\sigma_3} + \ldots . \frac{t_{2b-1}}{\sigma_{2b-1}} \right) \qquad \text{(II.22)}$$

Com $\beta_{i,n}$, $\beta_{i,0}$, $r_{i,n}$ conhecidos, a temperatura da camada ativa e a resistência térmica são obtidas imediatamente através das equações (II.2) e (II.3), onde o número de termos da somatória deve ser suficientemente grande (da ordem de centena).

Desde que a densidade de corrente J e a tensão V na junção são funções dependentes da temperatura, uma variação em T acarreta variações em J e V. Assim, pode-se calcular os efeitos da distribuição de temperatura na distribuição de corrente e potencial na junção. Como a quantidade de calor Q gerada na junção depende de J e V, a nova densidade de corrente J afetará a distribuição de temperatura assumida inicialmente. Nova distribuição de temperatura significa nova distribuição de corrente, nova distribuição de potencial e nova distribuição de quantidade de calor gerado. Isto sugere, imediatamente, um cálculo iterativo, auto-consistente, que deve convergir à um estado estacionário, no qual a quantidade de calor gerada, ou a temperatura na junção não se modificam mais.

II.2 - Distribuição de potencial ao longo da junção

Ao se procurar uma solução auto-consistente para temperatura e corrente deve-se considerar como a corrente se distribui na direção paralela ã junção, e portanto, qual a distribuição de potencial elétrico nesta direção.

Considera-se um laser de faixa genérico (fig. 3) sujeito a uma diferença de potencial externa, V_o. Considere-se ainda que toda diferença de potencial ocorre na junção,

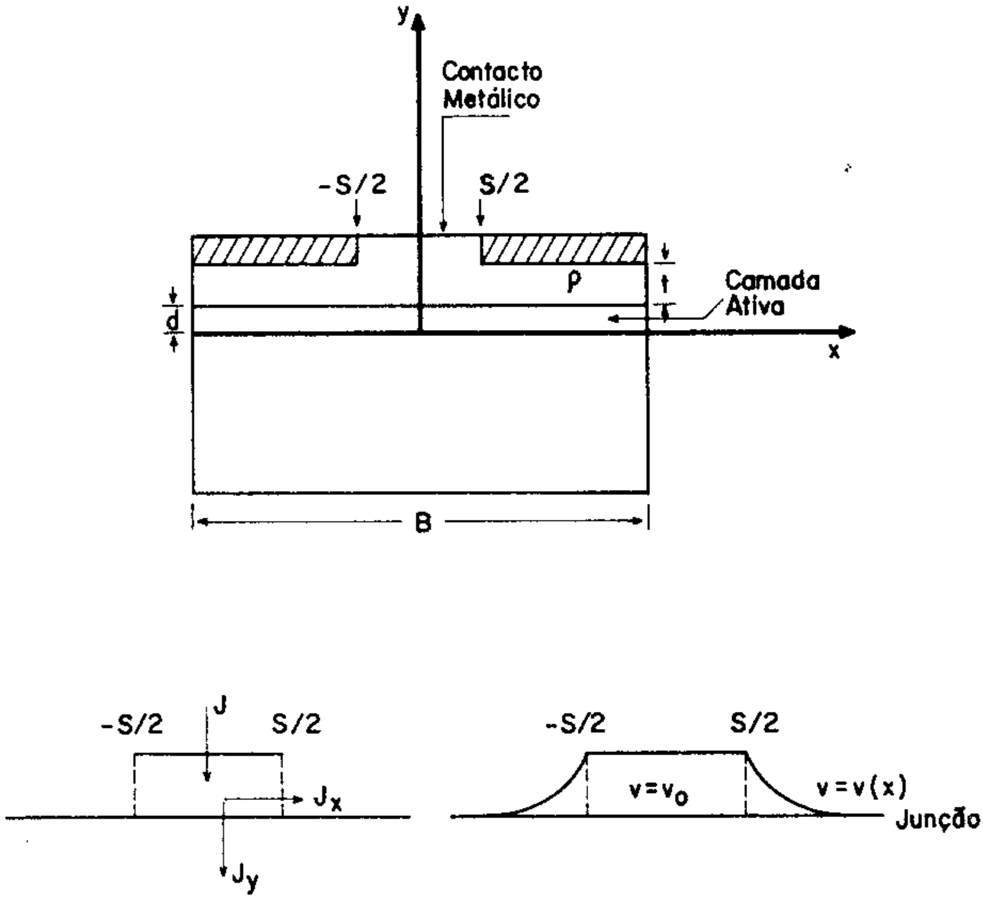


Fig. 3 - Diagrama de um laser de faixa genérico e distribuição da densidade de corrente e potencial na junção.

devido a sua alta resistividade, sendo desprezíveis as diferenças de potencial que possam existir nas regiões vizinhas.

A corrente é injetada através do contato metálico de largura S e comprimento A. A camada intermediária entre a região ativa e o contato tem espessura t e resistividade ρ. A resistência desta camada pode variar na direção normal à junção. Neste caso, $1/\rho$ é a condutividade média vezes a espessura da camada. Na prática a espessura da camada $\underline{t}$ é tão pequena que sua resistência elétrica na direção y (perpendicular à camada) pode ser desprezada. Entretanto, a resistência elétrica não pode ser desprezada para correntes que fluem na direção paralela à junção. Nessa direção a resistência elétrica é alta, o que limita o espalhamento lateral da corrente e cria um gradiente de potencial ao longo da junção.

Para pontos x na região ativa, abaixo do contato, isto é $|x| < S/2$, $V(x)$ é o potencial aplicado V_o. Para pontos fora da região de contato, isto é, $|x| > S/2$, $V(x)$ pode ser calculado a partir das equações que relacionam as componentes x e y da corrente[14]. Supondo-se que a única maneira da corrente circular pelo dispositivo é através da junção;

$$J_y(x) = J_o \exp\left[\beta\ V(x)\right] \qquad \text{(II.23)}$$

pela equação de conservação de corrente

$$t\ \frac{d\ J_x(x)}{dx} = -\ J_y(x) \qquad \text{(II.24)}$$

e pela lei de Ohm

$$\rho \; J_x(x) = - \frac{dV(x)}{dx} \tag{II.25}$$

onde J_o e $\beta = q/nk_BT$ são coeficientes que descrevem as propriedades da junção. Tanto J_o como β são funções que dependem da temperatura, q é a carga do eletron e k_B é a constante de Boltzmann.

As equações acima permitem escrever a equação diferencial

$$\frac{d^2 \; V(x)}{dx^2} = \frac{J_o \; \rho}{t} \exp \left[\beta \; V(x)\right] \tag{II.26}$$

A solução desta equação é encontrada pelo método de mudança de variável. Definindo-se as variáveis adimensionais

$$u = \beta \; V(x)$$

$$\xi = \left(\frac{J_o \beta \rho}{t} \right)^{1/2} x \tag{II.27}$$

a equação (II.26) pode ser reescrita na forma

$$\frac{d^2 u}{d\xi^2} = e^u \tag{II.28}$$

ou

$$2 \; \frac{du}{d\xi} \; \frac{d^2 u}{d\xi^2} = 2 \; e^u \; \frac{du}{d\xi} \tag{II.29}$$

integrando-se a equação acima, considerando $(\frac{du}{d\xi})$ como variável de integração:

$$\left(\frac{du}{d\xi}\right)^2 = 2\, e^{u} \pm 4k^2 \qquad \text{(II.30)}$$

cuja solução é da forma

$$u = \ell n\; 2k^2 + \ell n\; \sec^2 \left[k(\xi-\xi_o)\right] \qquad \text{(II.30a)}$$

ou

$$V(x) = \frac{1}{\beta}\left\{ \ell n\; 2k^2 + \ell n\; \sec^2 \left[k\,\sqrt{K}\,(x-x_o)\right]\right\} \qquad \text{(II.31)}$$

onde k e x_o são constantes de integração a serem determinadas e $K = \frac{J_o \beta \rho^{o}}{t}$

Aplicando-se as condições de contorno

$$\begin{aligned} x &= S/2 \;\rightarrow\; V(x) = V_o \\ x &= B/2 \;\rightarrow\; \frac{dV(x)}{dx} = 0 \end{aligned} \qquad \text{(II.32)}$$

na equação (II.31) obtem-se

$$k \neq 0 \qquad x_o = B/2 \qquad \text{(II.33)}$$

e k é dada pela solução da equação abaixo

$$\sqrt{2}\; e^{-\beta V_o/2}\, k = \cos\left[k\,\sqrt{K}\,\left(\frac{S-B}{2}\right)\right] \qquad \text{(II.34)}$$

cuja solução é obtida numericamente. O número de soluções m, possíveis para k, é dado por

$$m = \frac{\exp\,(\beta V_o/2)\ \sqrt{K}\ (\frac{S-B}{2})}{2^{3/2}\qquad \Pi}$$

embora esse número seja grande, (da ordem de dezena) sòmente a primeira solução $k \simeq \Pi/2$ satisfaz a condição de continuidade de V(x).

Observe-se que o valor de k depende da temperatura através dos termos β e K. Assim, a dependência de V(x) com a temperatura deve ser levada em consideração na solução auto-consistente procurada.

Concluindo, a distribuição de potencial na junção será dada por

$$V(x) = V_o \qquad |x| \leqslant S/2 \qquad \text{(II.35)}$$

$$V(x) = \frac{1}{\beta} \left\{ \ell n\ 2k^2 + \ell n\ \sec^2 \left[k\ \sqrt{K}\ (\frac{S-B}{2})\right] \right\}$$

$$\text{se} \quad |x| > S/2$$

onde:

$$k = k(T)$$

$$K = K(T)$$

II.3 - Distribuição da densidade de corrente ao longo da junção

A dependência entre a corrente e tensão num laser de heterojunção é calculada de maneira análoga a corrente de difusão para uma homojunção. Numa heterojunção a corrente de difusão é dada pela injeção de portadores majoritários do semicondutor de gap maior para o de gap menor(15). A injeção de portadores na camada ativa dá a inversão de população necessária para se obter recombinação radiativa.

Considerando-se que:

1 - a densidade de portadores pode ser representada por uma função de Fermi-Dirac

2 - a densidade de portadores minoritários é pequena quando comparada com a densidade de portadores majoritários

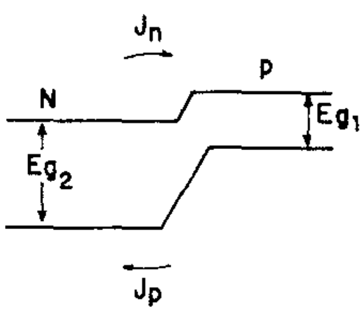
3 - que as correntes de elétrons e buracos são constantes através da região ativa, isto é, não se considera efeitos de tunelamento nem de recombinação na região de carga espacial.

Então, numa homojunção a densidade de corrente de portadores minoritários que penetra na região ativa é dada por

$$J = J_o \left[\exp(\beta V) - 1\right] \qquad \text{(II.36)}$$

onde J_o é a corrente de saturação, V é o potencial externo aplicado e $\beta = q/nk_BT$. Em condições normais de operação do dispositivo $\exp(\beta v) >> 1$.

A influência da heterojunção na densidade de corrente J pode ser avaliada considerando-se uma heterojunção N-p. Seja Eg_1 a energia de gap do lado p e Eg_2 a energia de gap do lado N ($Eg_2 > Eg_1$); seja n_I a densidade de portadores intrínsecos do lado p e N_I a densidade de portadores intrínsecos do lado N.



A corrente de difusão de elétrons que fluem do lado N para o lado p é dada por :

$$J_n = J_{no} \exp(\beta V) \qquad \text{(II.37)}$$

e a corrente de difusão de buracos que fluem do lado p para N é :

$$J_p = J_{po} \exp(\beta V) \qquad \text{(II.38)}$$

onde J_{no} e J_{po} são dadas pelas conhecidas expressões[16] :

$$J_{no} = \frac{q\, n_I^2\, D_n}{N_a\, L_n} \qquad \text{(II.38a)}$$

$$J_{po} = \frac{q\, N_I^2\, D_p}{N_d\, L_p} \qquad \text{(II.38b)}$$

onde D_n, D_p são as constantes de difusão para os elétrons e buracos, respectivamente; N_a é a densidade de aceitadores (lado p); N_d é a densidade de doadores (lado N) e L_n, L_p são os comprimentos de difusão para elétrons e buracos, respectivamente.

A densidade de portadores intrínsecos n_I e N_I são dados por[16]

$$n_I = 2 \left(\frac{2 \Pi m k_B}{h^2}\right)^{3/2} T^{3/2} \left(\frac{m^*_{n,p} m^*_{p,p}}{m^2}\right)^{3/4} \exp\left(\frac{-Eg_1}{2 k_B T}\right) \qquad \text{(II.39)}$$

$$N_I = 2 \left(\frac{2 \Pi m k_B}{h^2}\right)^{3/2} T^{3/2} \left(\frac{m^*_{n,N}\, m^*_{p,N}}{m^2}\right)^{3/4} \exp\left(\frac{-Eg_2}{2 k_B T}\right) \qquad \text{(II.39a)}$$

onde $m^*_{n,p}$ é a massa efetiva do eletron no fundo da banda de condução no semicondutor do tipo p; $m^*_{p,p}$ é a massa efetiva dos buracos no topo da banda de valência do semicondutor do tipo p; $m^*_{n,N}$ e $m^*_{p,N}$ são as massas efetivas para eletrons e buracos no semicondutor do tipo N; m é a massa do eletron livre; h a constante de Planck e k_B a constante de Boltzmann.

A influência da heterojunção pode ser avaliada considerando-se a relação entre as componentes J_n e J_p :

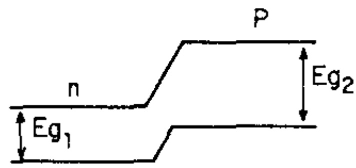
$$\frac{J_n}{J_p} = \frac{D_n \; N_d \; L_p}{D_p \; N_a \; L_n} \left(\frac{m^*_{n,p} \; m^*_{p,p}}{m^*_{n,N} \; m^*_{p,N}} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{Eg_2 - Eg_1}{kT} \right) \qquad \text{(II.40)}$$

Como $\frac{Dn}{L_n} > \frac{Dp}{L_p}$, mesmo que a diferença entre as energia de gap seja pequena, o termo exponencial garante que $J_n >> J_p$.

No caso da heterojunção n-P, J_p é muito maior que J_n, desde que Eg_2 seja maior que Eg_1, isto é

$$J_p \;\alpha\; \exp\,(-Eg_1)$$

$$J_n \;\alpha\; \exp\,(-Eg_2)$$



Logo, a corrente de difusão é dada pela injeção de portadores majoritários do semicondutor de gap maior para o semicondutor de gap menor.

Considerando, agora, uma heterojunção N-p, que é o caso de interesse neste trabalho, a corrente de difusão será a corrente de eletrons. Considerando que V é uma função de x, V(x), a distribuição de corrente $J_y(x)$, através da junção é

$$J_y(x) = J_{no}(x) \exp\,[\beta(x)\; V(x)] \qquad \text{(II.41)}$$

onde a dependência com x é levada em consideração devido ao gradiente de temperatura ao longo desta direção. A dependência de $J_{no}(x)$ com a temperatura é dada pela dependência da densidade de portadores intrínsecos com a temperatura (eq. II.39), os demais termos sendo considerados constantes.

Ao se calcular $n_I(x)$ deve-se levar em conta a dependência da energia do gap com a temperatura. Varshni[17] propos uma variação da energia do gap com a temperatura da seguinte forma

$$Eg = Eg_o - \frac{\alpha\, T^2}{\gamma + T} \qquad \text{(II.42)}$$

onde α e γ são constantes características do material e Eg_o é a energia da banda proibida a zero graus Kelvin. Para GaAs, os parâmetros são os seguintes

$$Eg_o = 1{,}522 \text{ eV}$$

$$\alpha = 5{,}8 \times 10^{-4} \text{ eV}/^{o}\text{k}$$

$$\gamma = 300 \ ^{o}\text{K}$$

Como simplificação faremos $J_y(x) = J(x)$

A distribuição da densidade de corrente $J(x)$ é calculada através da forma exponencial (II.41) na qual a influência da temperatura em cada termo é considerada.

A corrente I que circula pelo dispositivo é dada pela integral

$$I = \int_{-B/2}^{B/2} J(x)\ dx\ dz = 2A \int_{o}^{B/2} J(x)\ dx \qquad \text{(II.43)}$$

II.4 - Distribuição de portadores ao longo da junção

Em lasers de contato largo, o fluxo de corrente é unidimensional e a densidade de corrente na região ativa, dada pela razão entre a corrente externa e a seção reta do laser é constante.

Em lasers de faixa, a corrente de portadores majoritários sofre um espalhamento lateral e penetra na região ativa através de uma área maior que a área definida pela faixa. O espalhamento na corrente cria um gradiente na densidade de portadores injetados. Estes, então, se difundem para regiões de densidade mais baixa, nas direções paralela e perpendicular à junção. Para lasers de heteroestrutura dupla (DH-lasers), cuja espessura típica da camada ativa é de alguns décimos de microns, a difusão através desta camada pode ser considerada instantânea [18], desde que sua espessura é desprezível quando comparada ao comprimento de difusão dos portadores. Para lasers deste tipo, o comprimento de difusão é da ordem de 3-10 microns para eletrons, e de 2-5 microns para buracos.

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

Para o regime de emissão espontânea, a difusão lateral obedece a equação [19]

$$\frac{d^2n}{dx^2} = \frac{n - n'(x)}{L^2} \qquad \text{(II.44)}$$

onde

$$n'(x) = \frac{J(x)\ \tau}{q\ d} \qquad \text{(II.45)}$$

L e τ são comprimento de difusão e tempo de recombinação dos portadores, respectivamente; $n'(x)$ é a densidade de portadores gerada por $J(x)$ e tem perfil de distribuição ao longo de x análogo ao de $J(x)$.

Se a dependência do comprimento de difusão com a densidade de portadores pode ser desprezada, então a equação (II.44) é linear. Em situações experimentais, comumente encontradas, a variação de $\underline{n}$ na região da faixa é da ordem de 30%, como observada em espectros de emissão espontânea [18]. Para essa variação de $n(x)$ o comprimento de difusão pode ser tomado como independente de $\underline{n}$. Despreza-se, também, a dependência com a temperatura do comprimento de difusão, desde que variações de temperatura observadas em junções deste tipo são de alguns graus.

No regime de recombinação espontânea, o número total de portadores injetados na camada ativa deve ser igual ao número total de portadores que se difundem. Como o comportamento de $n'(x)$ é conhecido, pode-se prever o comportamento de $n(x)$, e assim, estabelecer as seguintes condições de contorno, necessárias para se resolver a equação (II.44) :

$$1. - n'(x) \to 0 \quad \text{quando} \quad x \to \infty$$
$$n(x) \to 0 \quad \text{quando} \quad x \to \infty \qquad \text{(II.46)}$$

$$2. - \text{se} \quad x=0 \to \frac{dn}{dx} = 0 \qquad \text{(II.46a)}$$

Estas condições permitem resolver a equação (II.44) numèricamente. A integração será feita através do método de fatoração[20], ilustrado abaixo:

se

$$g(x) = - \frac{n'(x)}{L^2} \qquad \text{(II.47)}$$

pode-se re-escrever (II.44) como

$$\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n}{L^2} = g(x) \qquad \text{(II.48)}$$

ou

$$\left(\frac{d}{dx} - \frac{1}{L}\right) \left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{L}\right) n = g(x) \qquad \text{(II.48a)}$$

considerando :

$$\left(\frac{d}{dx} + \frac{1}{L}\right) n = v \qquad \text{(II.49)}$$

vem

$$\left(\frac{d}{dx} - \frac{1}{L}\right) v = g(x) \qquad \text{(II.50)}$$

As equações (II.49) e (II.50) formam um sistema de equações lineares com coeficientes constantes. Da equação

(II.49) segue que

$$v \to 0 \quad \text{quando} \quad x \to \infty$$

então a equação (II-50), que tem solução do tipo

$$v = C_1 e^{-kx} + C_2 e^{kx}$$

onde o segundo termo é a função complementar, e pode ser integrada numèricamente de fora para dentro, a partir do ponto em que, para x grande, n'(x) deixa de ser desprezível quando comparado com o êrro. A integração é estável, no sentido que a função complementar diminui quando x diminui.

O valor da integração no ponto x=0 fornece o valor de v(0). Neste ponto pode-se escrever a partir de (II.49)

$$v(0) = \left.\frac{dn}{dn}\right|_{x=0} + \frac{1}{L} n(0) \qquad \text{(II.51)}$$

esta condição mais a condição (II.46a) determinam o valor de n(0),

$$n(0) = L.v(0) \qquad \text{(II.52)}$$

que é a condição para se iniciar a integração de (II.49) no sentido de x crescente. Para essa integração a função complementar é e^{-kx} que diminui quando x aumenta. A integração é novamente estável e a sua solução fornece o perfil da densida de de portadores ao longo da junção.

O programa de cálculo de n(x) encontra-se no apêndice II, onde as integrações são feitas pelo método de Runge-Kutta[21]. A dependência de n(x) com a temperatura é considerada através de J(x).

A solução numérica do perfil de n(x) será vista na seção seguinte (II.5).

O cálculo acima é válido para lasers de contato de faixa, quando o espalhamento da corrente e difusão de portadores são importantes, como também para lasers de bombardeamento de protons, quando a difusão lateral dos portadores predomina.

Hakki[18] propos uma solução para a equação de difusão (II.44) considerando o caso de lasers de bombardeamento de protons. Em seu cálculo, o autor supõe o caso em que o bombardeamento de protons atinge a região ativa, o que torna o comprimento de difusão dos portadores, L, diferente para pontos dentro e fora da faixa. Nenhuma dependência com a temperatura é considerada. Como o espalhamento da corrente pode ser desprezado, J é uma função degrau, isto é

$$J \text{ é constante para} \quad |x| \leqslant S/2$$
$$J = 0 \quad \text{para} \quad |x| > S/2$$

A solução procurada deve satisfazer a condição de continuidade de corrente e portadores no ponto $x = S/2$. Sendo L', D' τ' definidos na região $|x| > S/2$, para pontos fora da região ativa, a solução apresentada é

$$n(x) = RL^2 \left\{ 1 - \cosh(x/L) \left[\cosh(S/2L) + \xi \sinh(S/2L)\right]^{-1} \right\}$$

$$\text{para} \quad |x| < S/2 \qquad \text{(II.53)}$$

e

$$n(x) = A \exp(-x/L')$$

$$\text{para} \quad |x| > S/2 \qquad \text{(II.54)}$$

onde $$R = \frac{J}{q\ D\ \bar{d}} \qquad \text{(II.53a)}$$

$$\xi = \left(\frac{D\tau'}{D'\tau}\right)^{1/2} \qquad \text{(II.53b)}$$

$$A = \frac{R\ L^2\ \xi\ \sinh(S/2L)\ \exp(S/2L')}{\cosh(S/2L) + \xi\ \sinh(S/2L)} \qquad \text{(II.54a)}$$

O perfil da densidade de portadores obtido através de nossos cálculos será comparado posteriormente com os resultados obtidos por Hakki, para o caso em que $\xi = 1$, isto é, quando não há penetração de protons na camada ativa.

II.5 - Resultados

Embora os cálculos anteriores sejam válidos para lasers de faixa de um modo geral, limitaremos nesta seção sua aplicação a lasers de heteroestrutura dupla, com a faixa definida por bombardeamento de protons, à temperatura ambiente.

A estrutura esquematizada na figura 4 é uma estrutura típica para um laser de GaAs-$Ga_{.76}Al_{.24}As$, onde a camada ativa (GaAs) é considerada tipo p. A condutividade térmica e espessura das diferentes camadas também estão indicadas nesta figura. O laser é soldado com In num absorvedor de calor. A camada de solda (camada 13) é suposta uniforme e é considerada no cálculo da resistência térmica.

Os parâmetros usados em nossos cálculos para êsse tipo de laser, estão coletados na Tabela I.

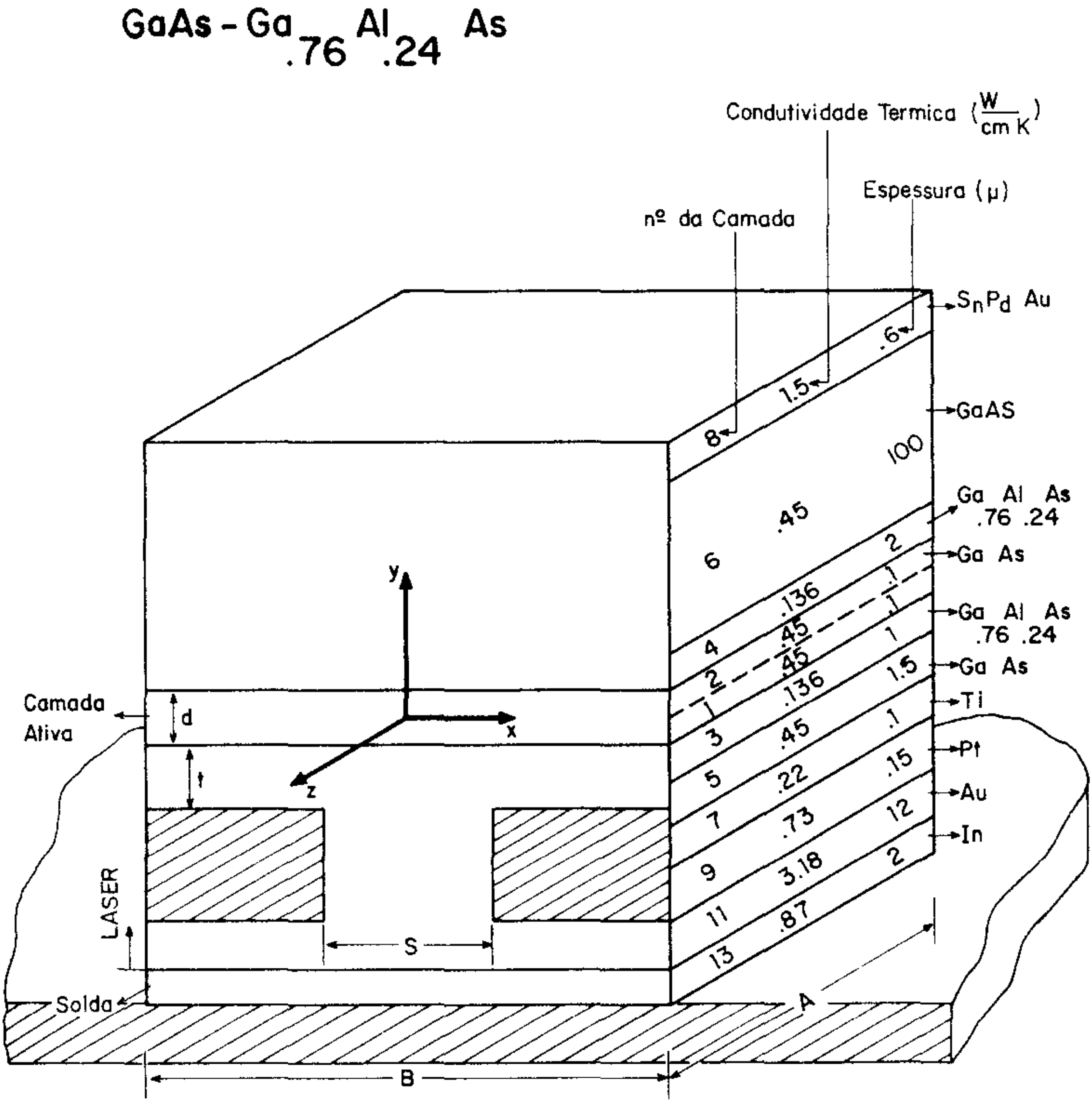


Fig. 4 - Diagrama de um DH laser, com faixa definida por bombardeamento de protons, com valores típicos usados nos cálculos (fora de escala)

Tabela I

Parâmetros usados para GaAs-$Ga_{0,76}Al_{0,24}As$ DH Lasers

Parâmetro	Simbolo	valor
largura do laser	B	250 μm
comprimento do laser	A	375 μm
largura da faixa	S	12 μm
espessura da camada ativa	d	0,2 μm
espessura da camada de espalhamento	t	0,2 μm
resistividade da camada de espalhamento	ρ	$6,2 \times 10^{-2}$ Ω cm
Comprimento de difusão dos portadores	L_n	10,8 μm
tempo de recombinação	τ	$5,3 \times 10^{-9}$ seg
constante de difusão dos portadores	D_n	220 cm^2/seg
densidade de aceitadores	Na	$1,5 \times 10^{18}$ cm^{-3}
densidade de doadores	N_d	3×10^{17} cm^{-3}
massa efetiva dos elétrons (GaAs)	m_e^*	0,072 m
massa efetiva dos buracos (GaAs)	m_p^*	0,55 m

II.5a - O método de auto-consistência

Já foi considerado que quando uma corrente circula por um laser, parte da potência é transformada em calor no dispositivo. A razão de geração de calor Q(watt/cm^2) é dada pelo produto da tensão aplicada e corrente no dispositivo, menos a potência ótica emitida.

$$Q = V\,J\,(1 - \eta) \qquad \text{(II.55)}$$

onde η é a eficiência quântica externa.

Assumindo-se que o laser opera no regime de emissão espontânea, sua eficiência quântica externa é menor que 5%, e portanto, pode ser desprezada.

Consideremos o laser submetido a uma diferença de potencial V_o. Assumindo-se que toda radiação é reabsorvida na junção, podemos escrever que a quantidade de calor gerada inicialmente é dada por

$$Q = \begin{cases} V_o\,J & |x| \leqslant S/2 \\ 0 & |x| > S/2 \end{cases} \qquad \text{(II.56)}$$

Essa quantidade de calor determina um aumento e uma distribuição de temperatura ao longo da junção, a qual por sua vez afeta as distribuições de potencial e corrente inicialmente aplicadas, equações (II.35) e (II.41). Embora os novos valores de

V(x) e J(x) não possam isoladamente ser considerados funções degrau, o produto Q(x) pode ser novamente representado por uma função degrau. A nova distribuição de temperatura é calculada obtendo-se novos coeficientes de Fourier, (Secção II-1a) e os novos valores de J e V. Inicia-se, assim, um processo iterativo que cessa quando a função geração de calor Q(x) converge, isto é, quando a variação em Q(x) é menor que 0,001%. Conhecida a solução auto-consistente de T(x), V(x) e J(x), determina-se a distribuição de portadores na camada ativa, como proposto na seção (II.4). O processo é mostrado no diagrama de bloco representado pela figura 5.

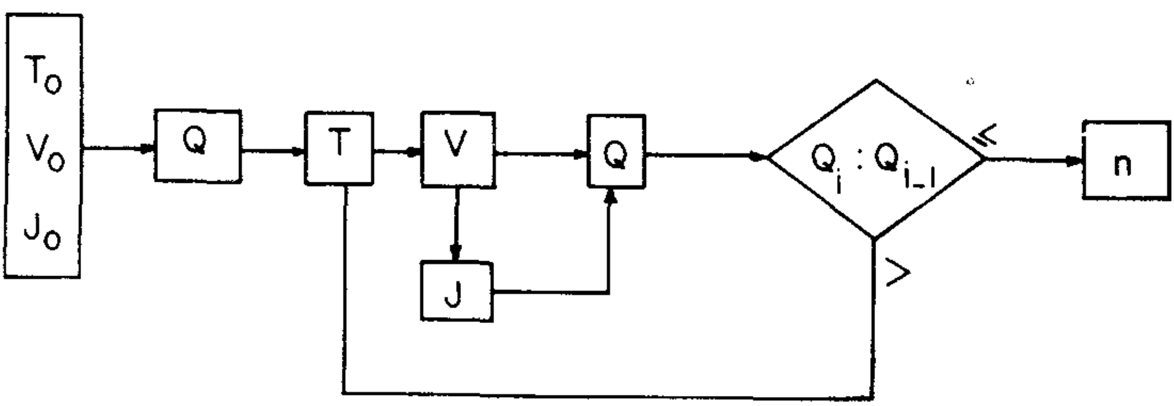


Fig. 5 - Diagrama de bloco do processo iterativo

A convergência de Q(x) pode ser observada na figura 6. Nesta figura a primeira curva representa o primeiro passo do cálculo, onde Q(x) é uma função degrau. Devido a varia-

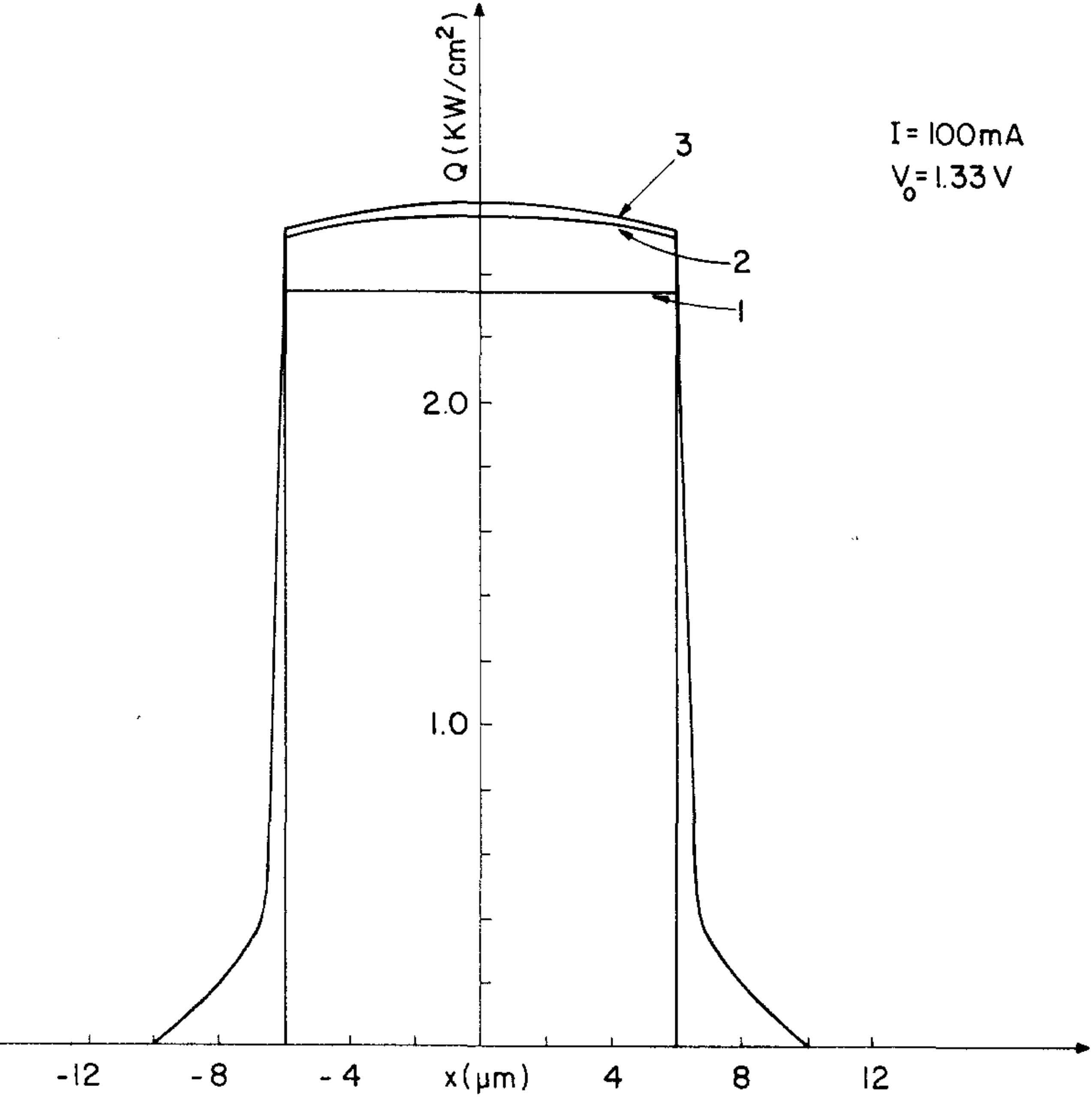


Fig. 6 - Distribuição de Q(x) ao longo de junção nos diferentes passos do processo de convergência.

ção de temperatura, obtém-se a nova forma de Q(x), curva 2, que finalmente converge para um estado estacionário, representado pela curva 3. Neste exemplo a diferença de potencial é 1,33V, e a corrente de equilíbrio através do dispositivo é 100mA. O cálculo mostra que para correntes da ordem de 70mA ou abaixo, o estado estacionário é atingido com apenas uma iteração. À medida que a corrente aumenta, a convergência é cada vez mais lenta, até que o processo torna-se divergente. A temperatura aumenta exponencialmente, o que na prática significa a destruição do dispositivo. Como toda tensão externa está aplicada na junção, conclui-se que pequenas variações de V podem produzir grandes variações na densidade de corrente J. A relação entre a corrente I_1, inicialmente fornecida pela fonte, e a corrente I_2 que efetivamente circula pelo dispositivo, dependem, então, de um processo de recombinação no diodo, que por sua vez, depende da temperatura. A tensão limite foi determinada ser, para este laser, de 1,365 Volts (corrente da ordem de 500mA). Experimentalmente seria de se esperar que se o diodo fosse alimentado por uma fonte de tensão, haveria um valor de V acima do qual a corrente não se estabilizaria. Isto justifica o uso comum de fonte de corrente para alimentação do diodo. Uma tentativa de verificação experimental deste comportamento mostrou que a corrente é limitada pela resistência interna dos diodos disponíveis (da ordem de 3 a 6 Ohms).

A figura 7 ilustra a distribuição de potencial ao longo da junção. Observa-se que a função potencial, quando o estado estacionário de Q é alcançado, não é totalmente localizada na região da junção, mas apresenta uma grande penetração na região externa à mesma. Essa penetração em regiões externas é independente da tensão aplicada, mas depende, essencialmente dos parâmetros do laser, como será mostrado posteriormente.

O perfil da densidade de corrente J é ilustrado na figura 8, para diversos valores de V_o. A corrente é fortemente confinada na região da faixa, como esperado para lasers de bombardeamento de protons. Observa-se que esse confinamento é independente da tensão externa aplicada a junção, comportamento análogo ao observado para V(x).

A figura 9 mostra o perfil de temperatura existente na camada ativa para diferentes níveis de injeção de corrente. T é a variação de temperatura existente entre a camada ativa e o absorvedor de calor. Nota-se que o espalhamento da distribuição de temperatura aumenta com o aumento da corrente, mas, para todos os valores de corrente utilizados nos cálculos resulta que, aproximadamente, 40% da queda de temperatura ocorre na região da faixa. Para I=100mA, valor experimental típico de operação do laser, a variação máxima de temperatura calculada para a junção é de 2,6K.

O perfil da densidade de portadores, existente na

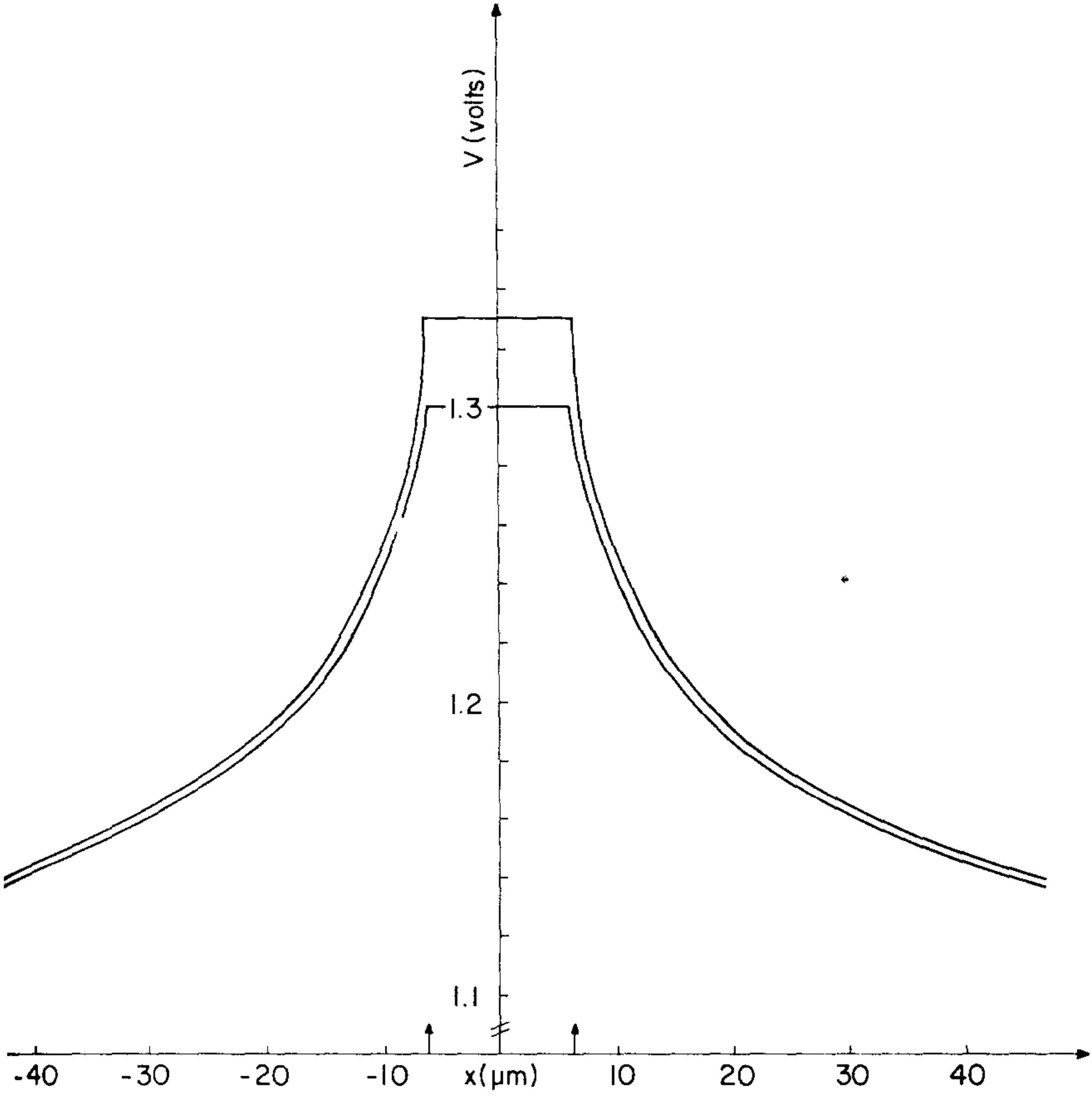


Fig. 7 - Distribuição de potencial existente ao longo da junção.

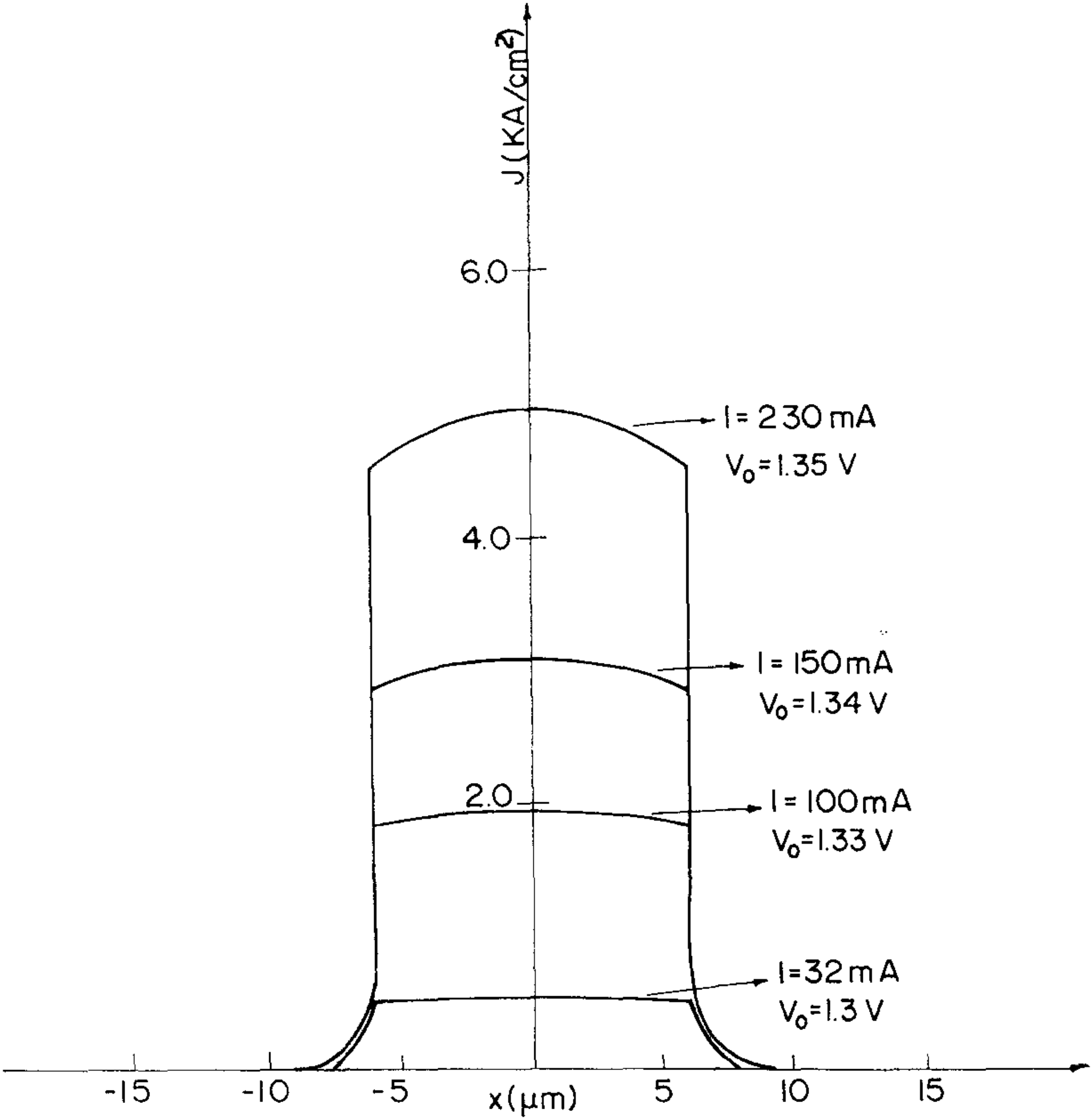


Fig. 8 - Distribuição da densidade de corrente ao longo da junção, resultante do processo iterativo.

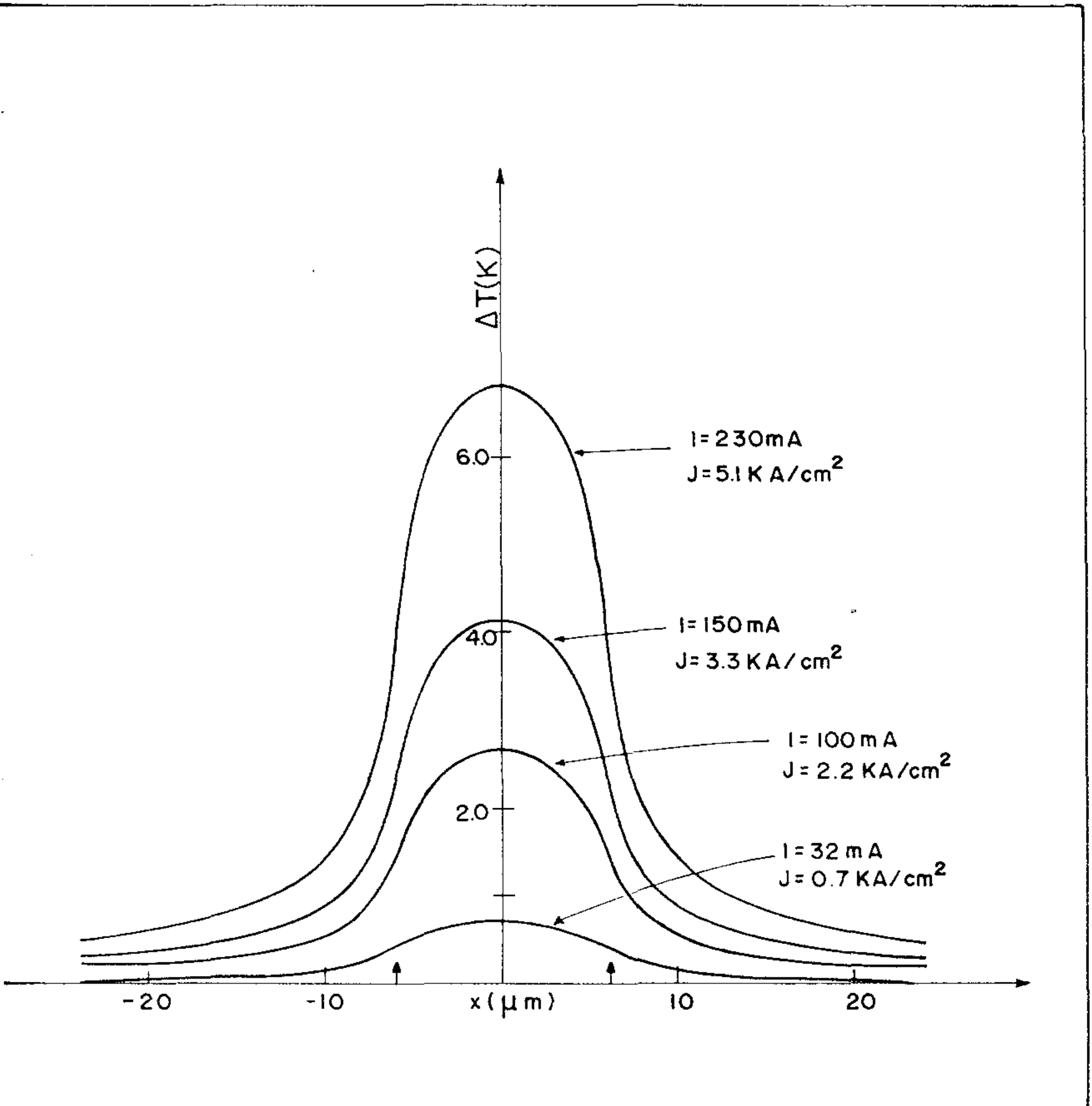


Fig. 9 - Distribuição de temperatura existente ao longo da junção para várias correntes de injeção.

junção antes e depois da difusão, é ilustrado na figura 10. Devido à difusão, o perfil da densidade de portadores que se difundem é bem diferente do perfil da densidade de portadores gerados por J. Entretanto, as áreas sob as curvas são iguais, o que indica que no regime de emissão espontânea, o número total de portadores não se modifica.

Na figura 11 apresentamos o perfil da densidade de portadores final, obtidos pelo método auto-consistente, para diversas correntes. Observamos que o perfil de portadores não muda com a corrente, no sentido em quem a meia largura medida na meia altura se mantém constante (aproximadamente 11 μm) para todas as correntes. Isto sugere que a largura da emissão espontânea, medida ao longo da junção, deve ser independente da corrente, fato observado experimentalmente por Paoli[22].

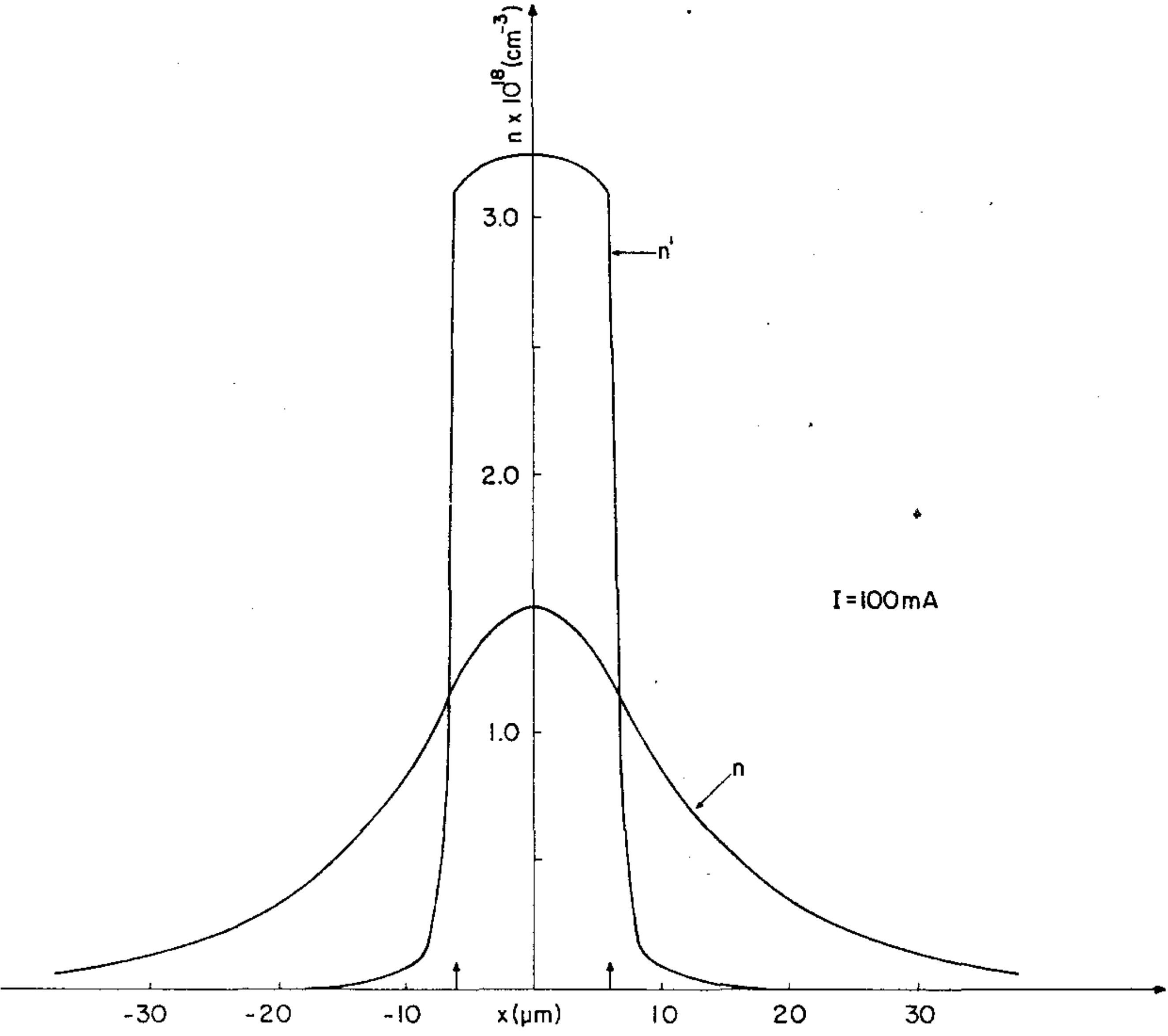


Fig. 10 - Perfil da densidade de portadores existente ao longo da junção antes (n') e depois (n) do processo de difusão.

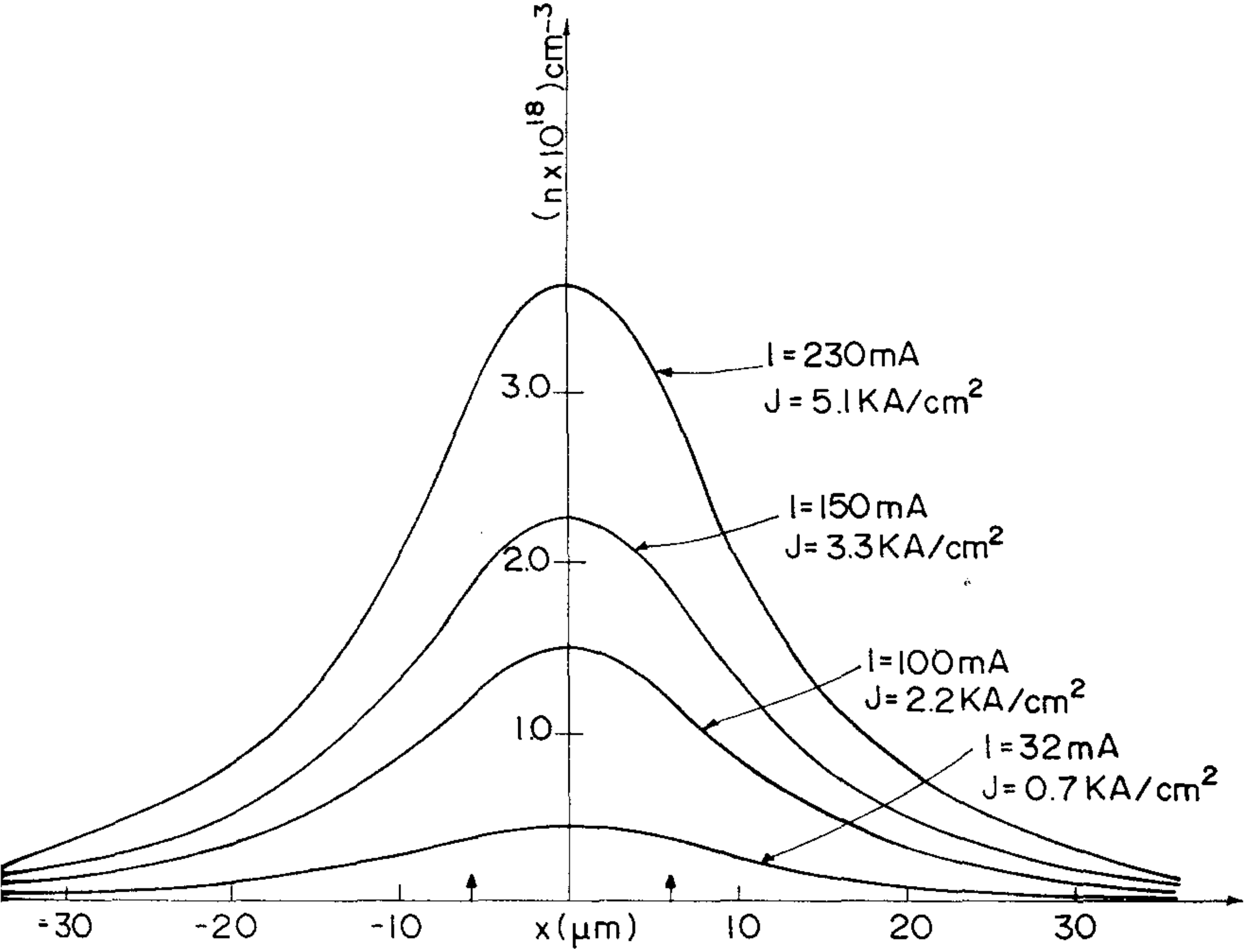


Fig. 11 - Distribuição final dos portadores ao longo da junção para diversas correntes de injeção.

II.6 - Influência dos parâmetros do laser nas distribuições J(x) e n(x)

O interesse em se conhecer as distribuições J(x) e n(x) deve-se ao fato de que os efeitos combinados do espalhamento da corrente e difusão dos portadores afetam fortemente a corrente limiar e as propriedades de emissão do laser. Portanto, torna-se interessante analisar a influência dos diferentes parâmetros do laser nessas distribuições. Os principais parâmetros, neste caso, são: t - espessura e ρ - resistividade da camada acima da camada ativa (camada de espalhamento); S - largura da faixa e L_n - comprimento de difusão dos portadores na camada ativa.

Como a distribuição J(x) depende da distribuição V(x), examinamos, inicialmente, a dependência dessa última distribuição, em função dos referidos parâmetros.

A distribuição de V(x), dada pela equação (II.35), foi calculada para valores da espessura t da camada espalhadora, que representam valores típicos usualmente utilizados, isto é, 0,2 μm e 0,5 μm. O comportamento de V(x) foi também calculado para um valor bem grande dessa espessura, 2 μm, como exemplo de uma camada excessivamente espessa. Os valores assumidos para resistividade da camada espalhadora e largura de faixa foram considerados em torno de valores realistas, assumidos nos cálculos anteriores para um laser de bombardeamento de protons.

O comportamento de $V(x)$ para pontos fora da faixa é definido, principalmente, pela espessura e resistividade da camada de espalhamento. A figura (12) mostra que o confinamento de $V(x)$ é maior quanto maior a resistividade e menor a espessura da camada. O espalhamento de $V(x)$ é pouco sensível a largura da faixa e independente do comprimento de difusão dos portadores.

Da mesma forma que feito para $V(x)$, estudou-se a dependência de $J(x)$, dada pela equação (II.41), com os mesmos parâmetros $\underline{t}$, $\underline{\rho}$, $\underline{S}$ e $\underline{L_n}$ para os quais assumimos os valores anteriores. A figura (13) mostra que a densidade de corrente na região da faixa não é afetada pela espessura e resistividade da camada de espalhamento. Entretanto, para pontos fora da faixa o comportamento de $J(x)$ é análogo ao de $V(x)$. Observa-se que para o caso de excessiva espessura da camada de espalhamento, $t = 2\ \mu m$, $Q(x) = J(x)\ V(x)$ não pode mais ser aproximada por uma função degrau, como assumida anteriormente.

A dependência de $J(x)$ com a resistividade da camada de espalhamento é mostrada na figura (13-b). Conforme esperado, um aumento da resistividade acarreta uma diminuição no espalhamento de $J(x)$, isto é alcança-se um maior confinamento da corrente na região da faixa.

Como a densidade de corrente não varia para pontos interiores a faixa, não há variação sensível de temperatura para as diferentes condições de $\underline{t}$ e $\underline{\rho}$.

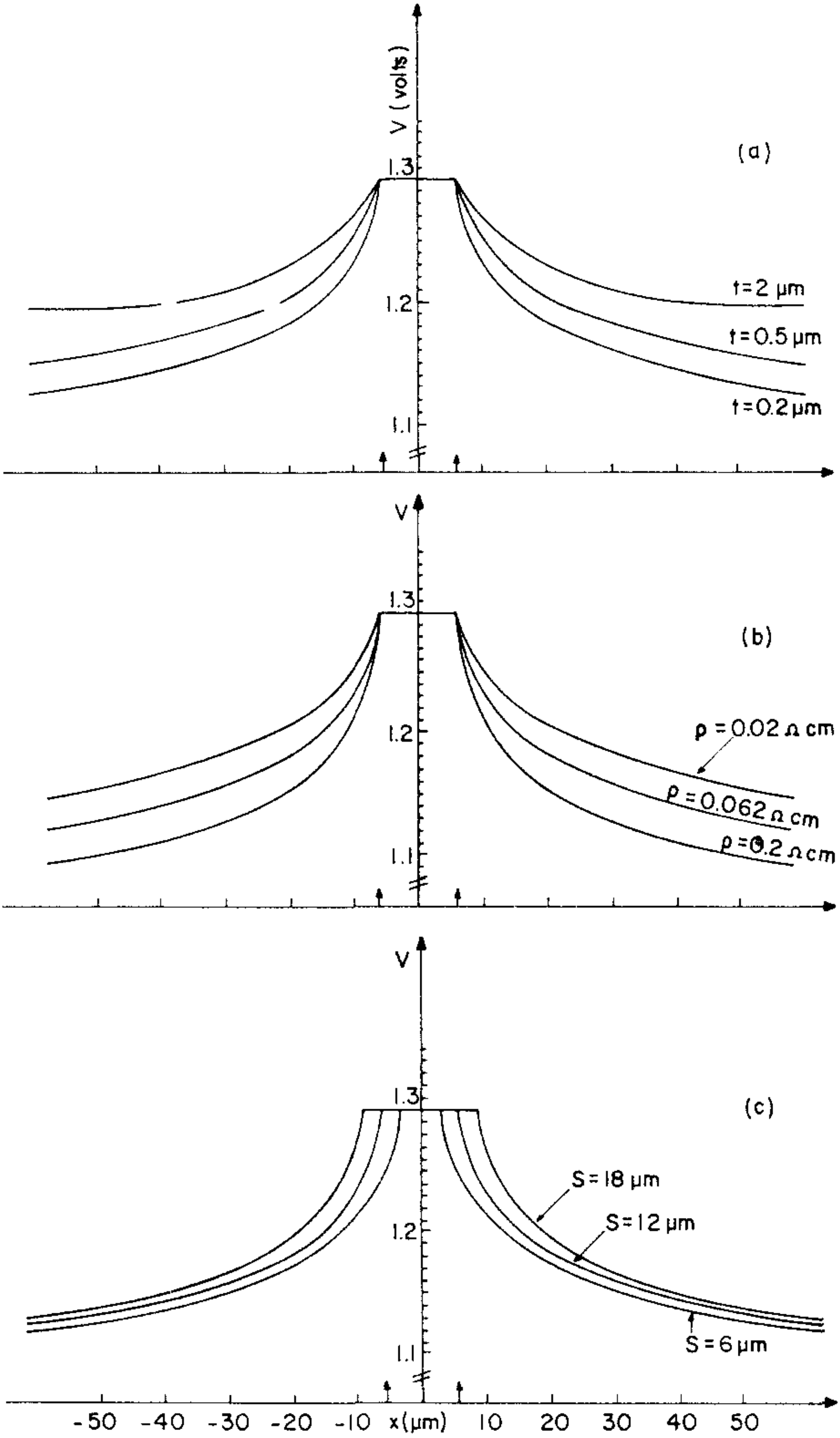


Fig. 12 - Parâmetros que influem na distribuição de potencial V(x); a) influência da espessura da camada de espalhamento (t); b) influência da resistividade de camada de espalhamento (ρ); c) influência da largura da faixa.

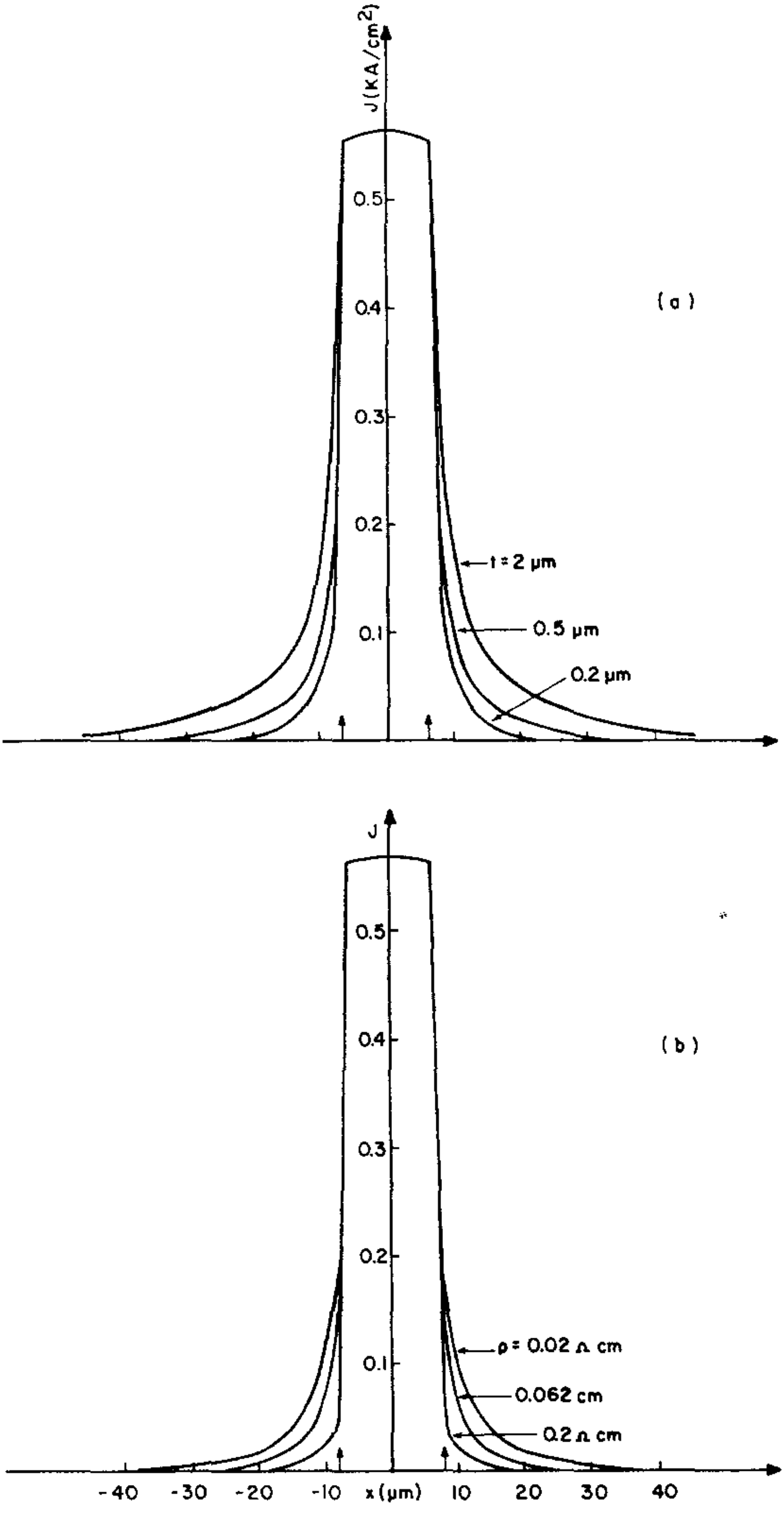
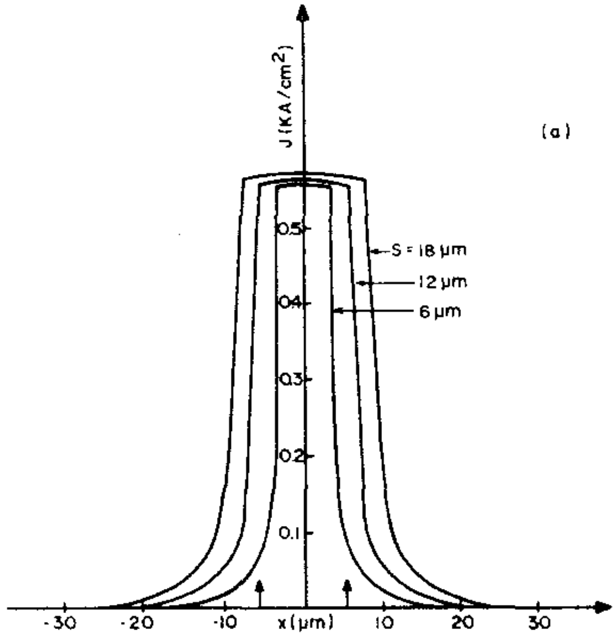


Fig. 13 - Influência da espessura (t) e resistividade (ρ) da camada de espalhamento na distribuição da densidade de corrente.

A figura (14) mostra a dependência de J(x) com os parâmetros S, largura da faixa, e L_n, o comprimento de difusão. A extensão da difusão de J(x), para pontos fora da faixa, neste caso, é independente de S.

A dependência mais acentuada de J(x) é com o parâmetro L_n, conforme mostrado na figura (14). O comprimento de difusão é uma das características mais importantes do material que constitui a camada ativa. Ele depende das propriedades elétricas do material, tais como, nível de dopagem, tipo de dopante e a presença de impurezas ou defeitos que possam surgir durante o processo de crescimento da camada[23]. A influência de L_n na distribuição de J(x) é principalmente através da corrente de saturação J_o, que aumenta quando L_n diminui, conforme equação (II.38). Esse efeito pode ser notado na figura (14) para os diferentes valores de L_n. Embora J(x) aumente na região da faixa, seu espalhamento não se modifica significativamente.

O aumento da densidade de corrente na região da faixa com a variação de S ou L_n, acarreta um aumento na temperatura da junção conforme mostrado na figura 15.



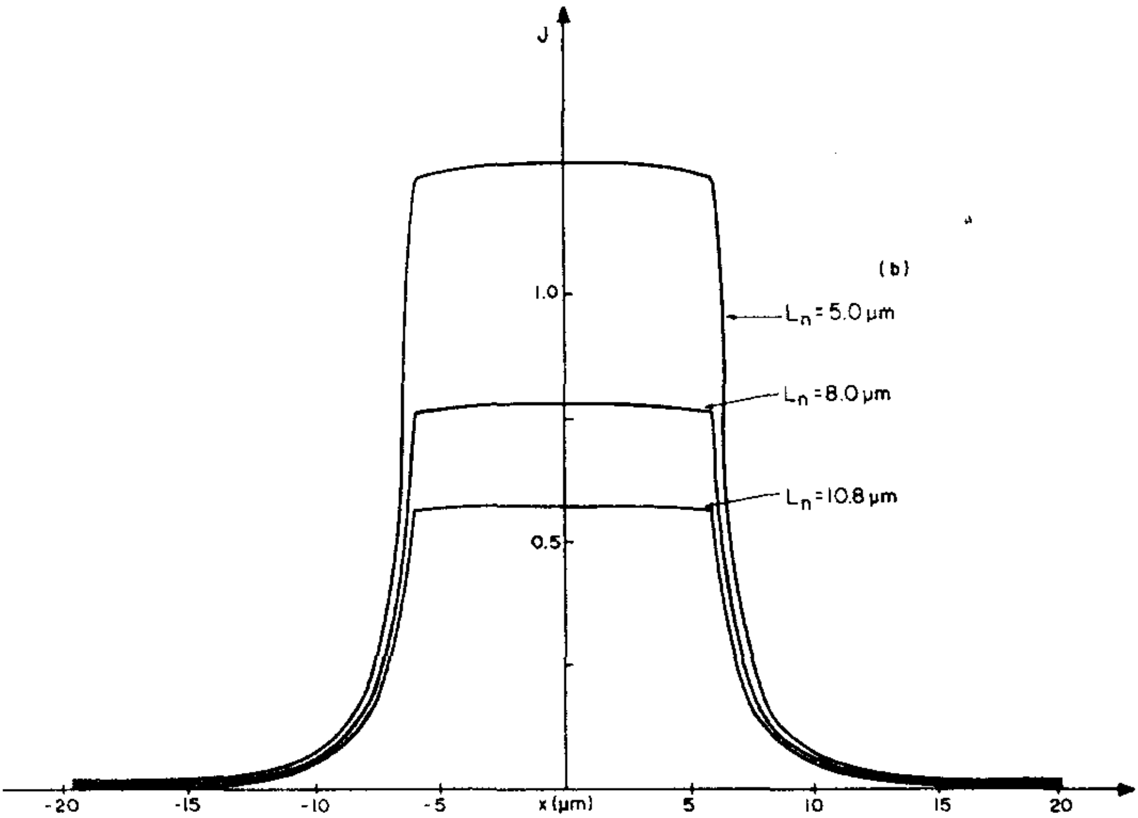


Fig. 14 - Dependência de J(x) com largura da faixa (S) e comprimento de difusão de portadores para lasers sujeitos ao mesmo potencial externo.

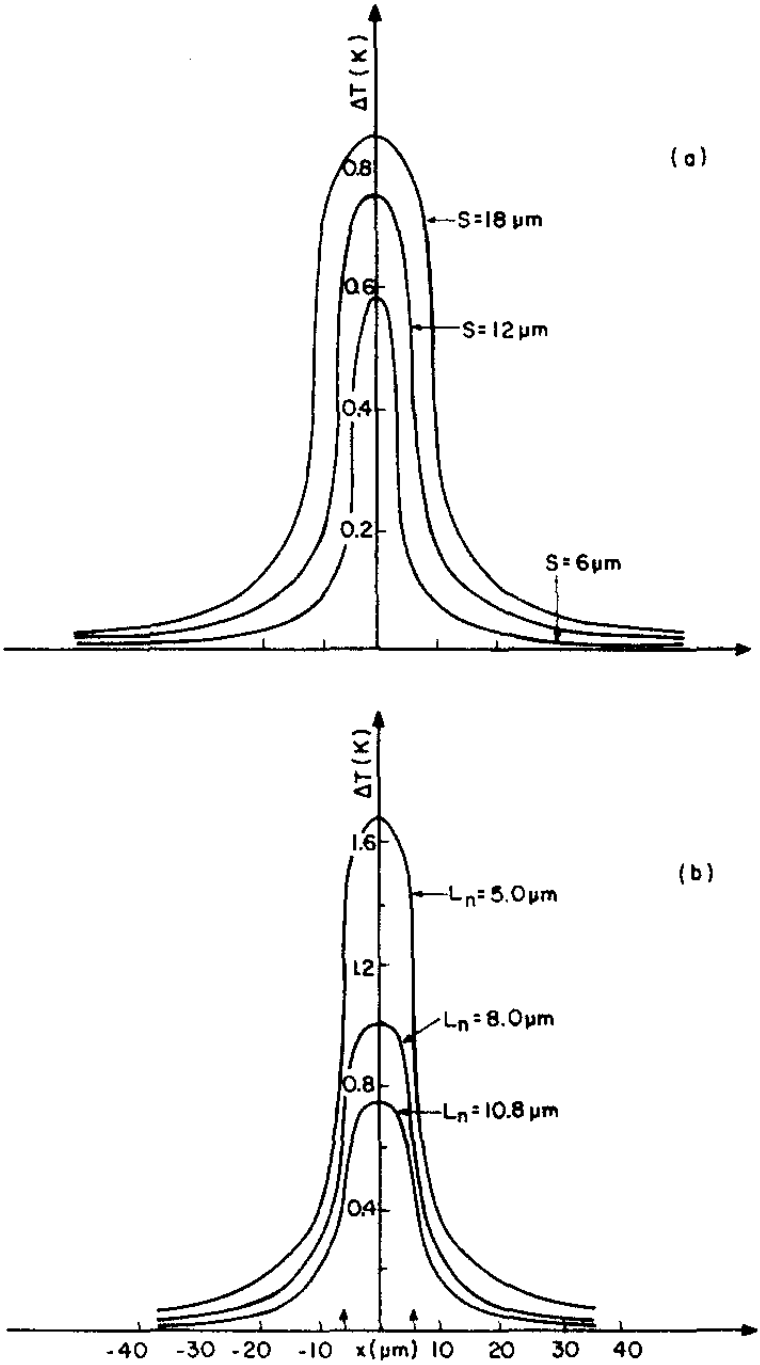


Fig. 15 - Influência da largura da faixa (S) e comprimento da difusão dos portadores (L_n) na variação de temperatura na junção.

Examina-se, em seguida, a dependência da densidade de portadores, $n(x)$, com os parâmetros anteriores.

A extensão da difusão lateral dos portadores é controlada pelo comprimento de difusão L_n, conforme visto na seção II.4. A figura (16) mostra que a difusão lateral de portadores não se modifica sensivelmente com a variação da resistividade e espessura da camada de espalhamento. Entretanto, a densidade de portadores injetados na camada ativa é menor para valores maiores da resistividade e da espessura da camada de espalhamento. Sendo mantido o potencial externo aplicado, um maior espalhamento na densidade de corrente J implica numa maior densidade de portadores injetados na camada ativa onde se difundem.

A dependência da densidade de portadores $n(x)$ com a largura da faixa e comprimento de difusão é apresentada nas figuras (17-18). Os resultados mostram que há um aumento na difusão lateral dos portadores com o decrescimo da largura da faixa. Mostraremos, em capítulo posterior, que esse efeito conduz a valores de densidades de corrente limiar mais altos para lasers de faixas mais estreitas.

Na seção II.4 foi visto que o comprimento de difusão L_n controla a difusão lateral dos portadores na camada ativa. Portanto, se L_n é pequeno (3 a 5 μm), a maior fração da recombinação de portadores se dará na região da faixa. Nesta região, como mostrado na figura (18), a maior concentração de portadores é obtida para menores valores de L_n (5 μm), devido a variação de J(x). Este comportamento é fortemente dependente de L_n. Para se obter uma dada densidade de portadores é necessária menor corrente de operação para lasers de menor comprimento de difusão.

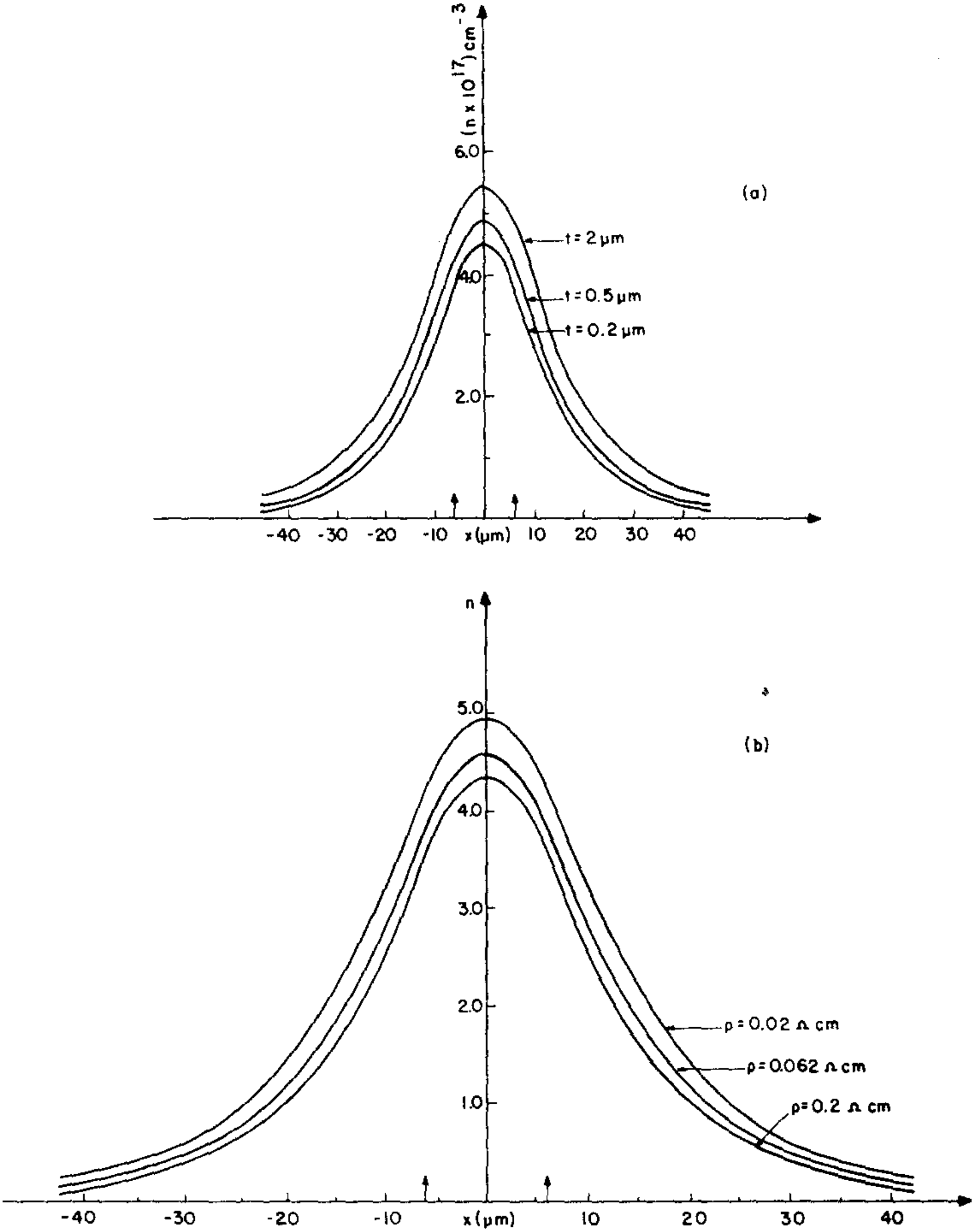


Fig. 16 - Influência da camada de espalhamento na distribuição de portadores na junção.

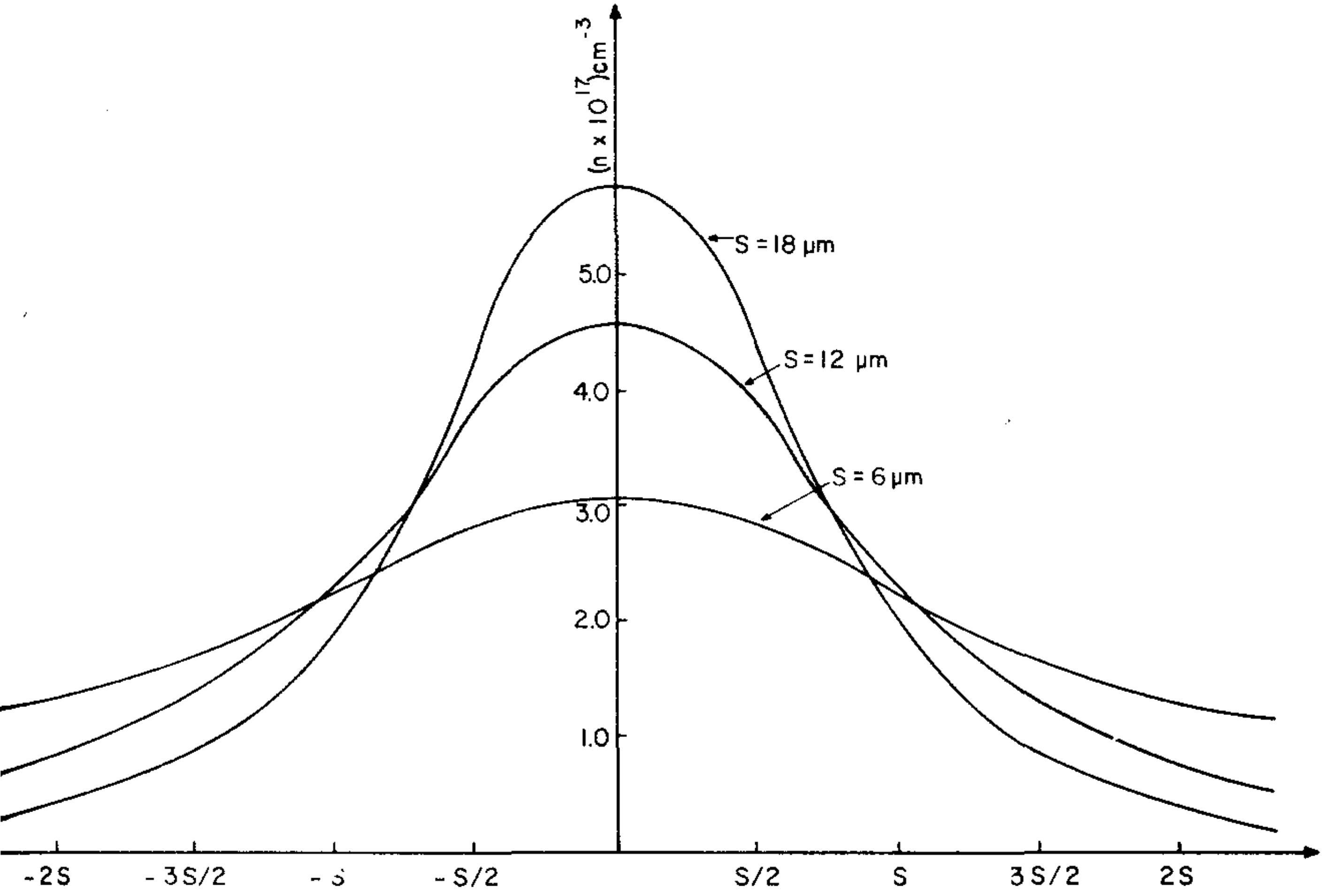


Fig. 17 - Influência da largura da faixa S na distribuição de portadores. Ao se diminuir S, o efeito de difusão dos portadores para pontos fora da faixa se torna mais importante (V_o = 1,3 V).

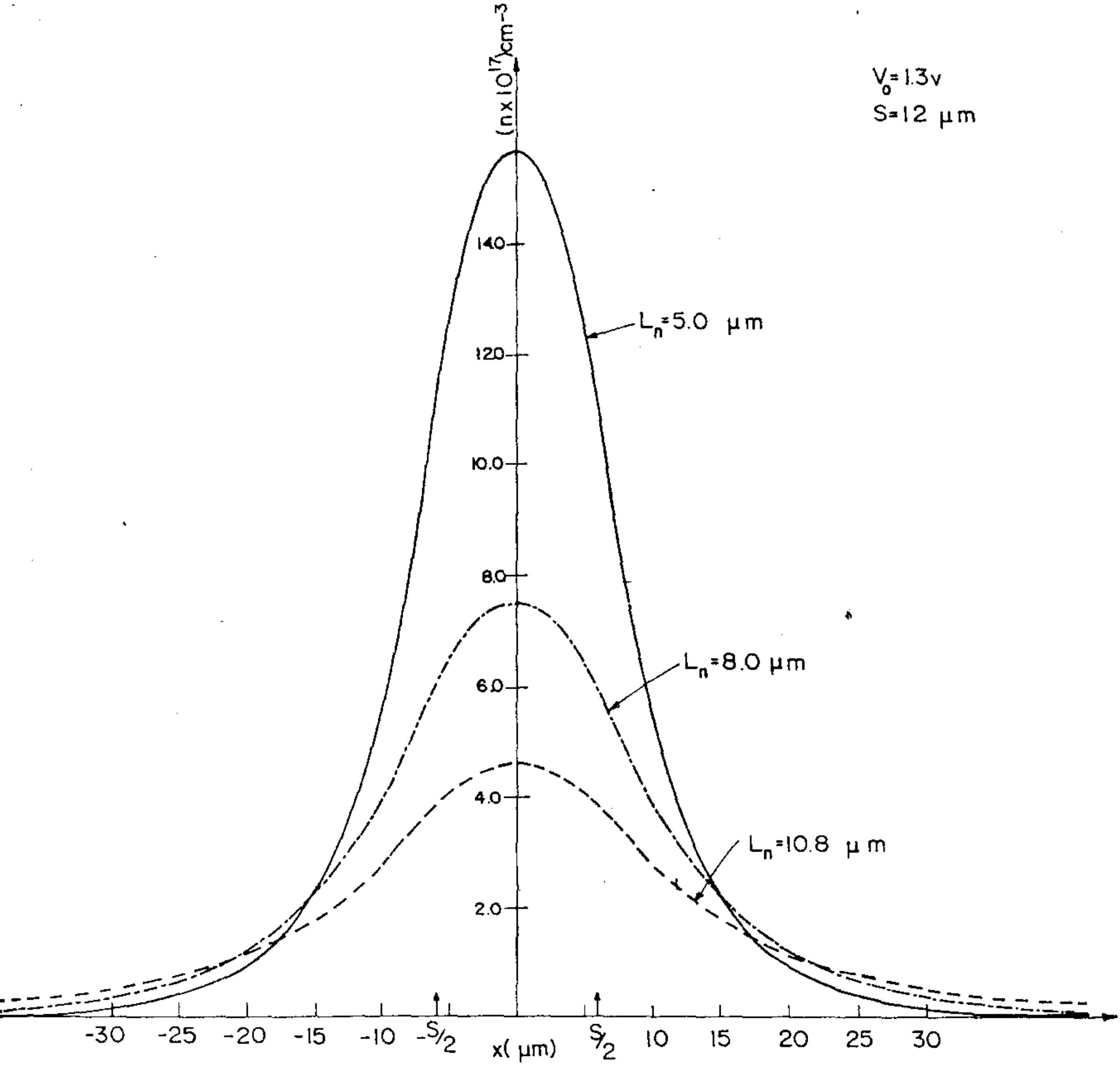


Fig. 18 - Distribuição de portadores ao longo da junção para diversos valores de L_n.

III - Perfil do Índice de Refração Complexo ao longo da junção e Corrente Limiar.

Uma estrutura que guia o fluxo de energia eletromagnética na direção paralela à seu eixo é chamada guia de onda. Um laser de heteroestrutura dupla é essencialmente um guia de onda, formado por um dielétrico retangular (camada ativa) entre dois meios de índices de refração mais baixos ($Ga_{1-x}\, A\ell_x\, As$). Esta variação no índice de refração fornece a condição necessária para que a reflexão total ocorra e a onda eletromagnética seja refletida em zigue-zague dentro do guia, onde será amplificada.

Diversas soluções para a configuração do campo (modos) tem sido propostas[24,25] para guia de onda simétrico. Em todas elas a configuração do campo é dada pela solução da equação de onda na cavidade, obtida a partir das equações de Maxwell. A forma geral da equação de onda é dada por:

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_o\, \varepsilon\, \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \qquad \text{(III.1)}$$

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

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

$$\varepsilon = \bar{N}^2 \qquad \text{(III.2)}$$

ou

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = (N + iK)^2$$

onde N é a parte real do índice de refração e K é a parte imaginária do índice de refração ou coeficiente de extinção.

O coeficiente de extinção K está relacionado com o coeficiente de absorção α pela relação

$$\alpha = \frac{4\ \pi\ K}{\lambda} \qquad \text{(III.3)}$$

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

Diversos estudos [26,27] sugerem que quando o laser está em operação deve haver um perfil desconhecido do índice de refração na direção paralela à junção. Esse perfil aparece devido à injeção de portadores e ao perfil de temperatura existente na camada ativa, como será analisado na seção seguinte.

III.1 Cálculo do perfil do índice de refração

Num laser de heteroestrutura dupla a camada ativa tipo p de GaAs fica entre duas camadas de $Ga_{1-x}Al_xAs$, que tem energia de banda proibida maior e índice de refração menor que o do GaAs. A diferença de energia da banda proibida confina os portadores dentro da camada ativa, enquanto que, o perfil do índice de refração existente na direção perpendicular à junção leva a um forte confinamento da luz dentro desta camada, como ilustrado na figura 19.

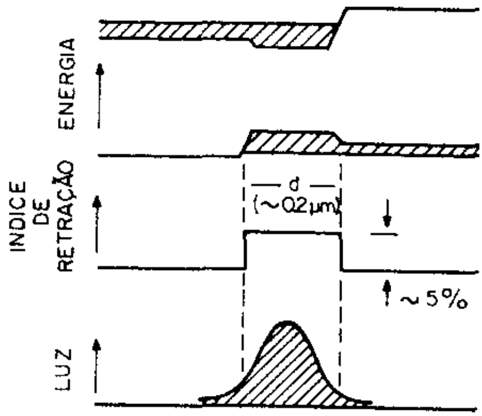


Fig. 19 - Diagrama de bandas, variação do índice de refração e distribuição da intensidade de luz na direção perpendicular à junção para DH laser.

Como a camada ativa é muito fina (0,2 μm), a porção do campo não confinada na junção não contribui na interação com os portadores injetados, e portanto, não contribui para a emissão estimulada. A extensão do confinamento da luz na camada ativa é representada pelo fator confinamento Γ[28], que é fração da energia do modo que se propaga dentro da camada ativa.

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |\vec{E}(y)|^2 \, dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}(y)|^2 \, dy} \qquad \text{(III.4)}$$

O fator confinamento depende da espessura da camada ativa, da concentração de Alumínio nas camadas vizinhas (o que leva à uma variação no índice de refração), e da ordem de emissão dos modos[28].

Um estudo completo sobre as variações do índice de refração complexo foi feito por J. Alvarez[29], em seu trabalho de tese de doutoramento. Neste trabalho é analisada a influência dos portadores injetados sobre o índice de refração do GaAs (camada ativa), levando em consideração os seguintes fatores:

- redução da energia da banda proibida, produzida pelos portadores nas bandas, através da interação tipo muitos corpos.

- presença de caudas nas bandas de condução e valência, como conseqüência da elevada concentração de impurezas

- influência direta dos portadores injetados (freqüência de plasma) no índice de refração e influência indireta através de mudanças de nível de Fermi.

As figuras 20 e 21 mostram a variação da parte real N e imaginária K do índice de refração, como função da injeção de portadores, para diferentes valores da energia dos modos de emissão do laser, conforme calculado na referência 29. Esses resultados serão utilizados para se obter o perfil do índice de refração e o perfil do coeficiente de absorção, ambos devidos à distribuição de portadores existente na direção paralela à junção.

O índice de refração da camada ativa depende também da temperatura de operação do dispositivo. Uma variação de temperatura δT produz uma variação no índice de refração da forma[30]

$$\Delta N = \left(\frac{\partial N}{\partial T}\right) \delta T \qquad \text{(III.5)}$$

onde $\frac{\partial N}{\partial T}$ varia entre 4 e $5 \times 10^{-4}\ K^{-1}$. Este efeito se deve principalmente à variação da banda proibida com a temperatura.

O perfil do índice de refração que existe na direção paralela à junção será dado pela combinação das contribuições dos portadores livres e da distribuição de temperatura existente nesta direção. Isto resulta numa variação efetiva do índice de refração dada por

$$(\Delta N)_{ef} = \Gamma(\Delta N)_n + \frac{\partial N}{\partial T}\ \delta T \qquad \text{(III.6)}$$

onde Γ é levado em consideração pois representa o fato de que

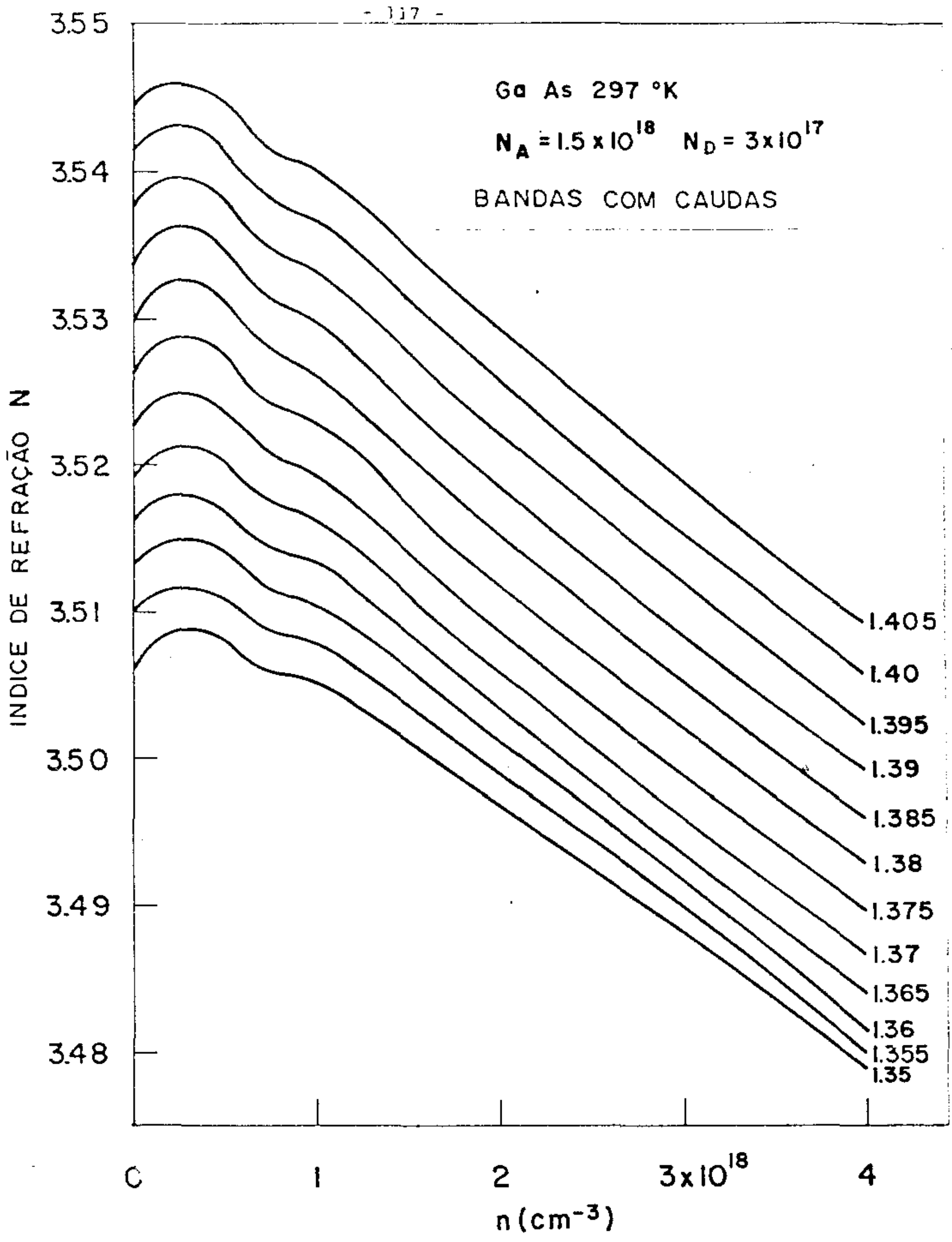


Fig. 20 - Ref. 29 - Curvas do índice de refração em função dos portadores injetados, para diferentes energias do fóton no intervalo 1,35eV - 1,405 eV, Estes resultados correspondem ao modelo de bandas com caudas.

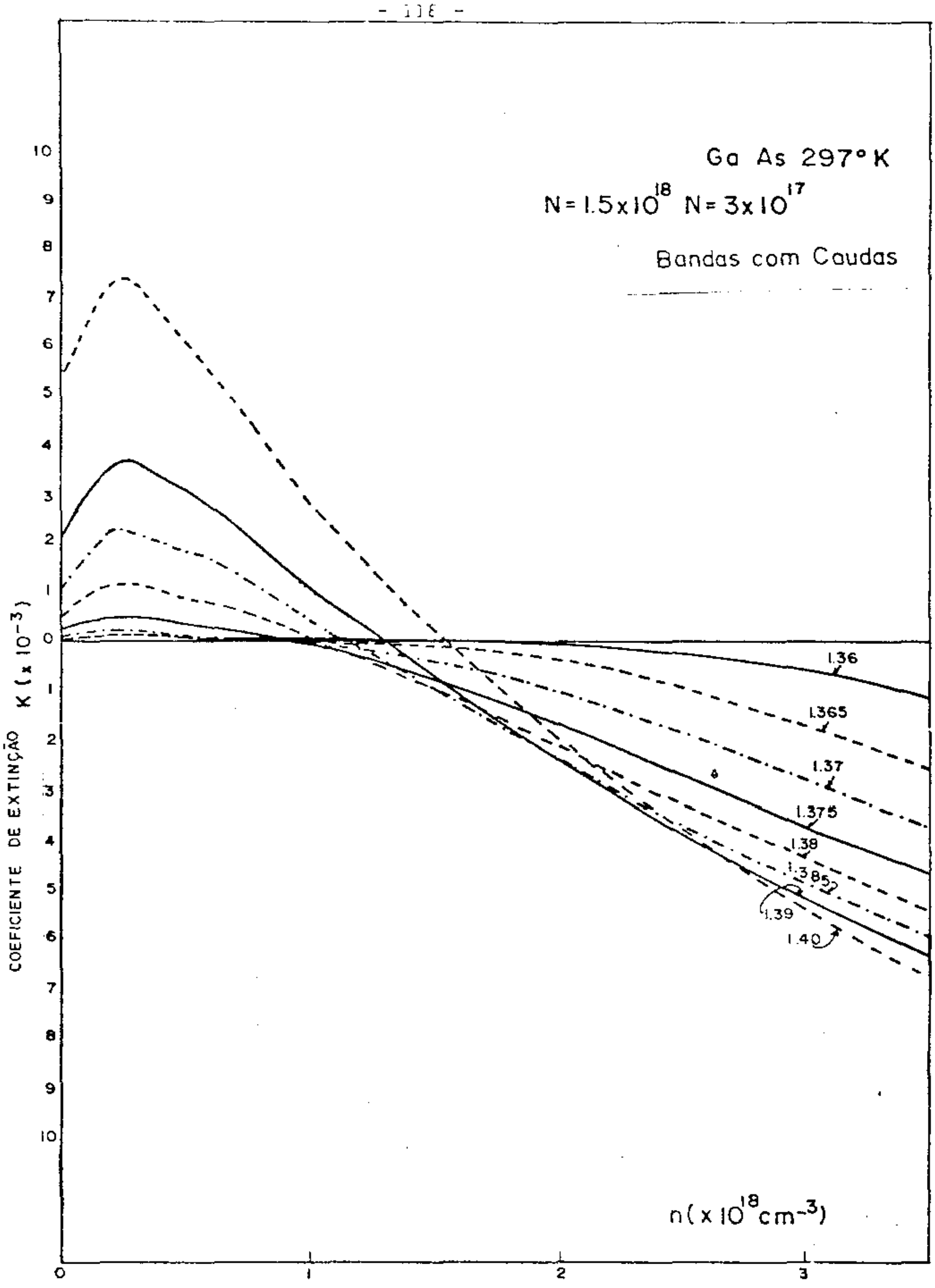


Fig. 21 - Ref. 29 - Coeficiente de extinção (parte imaginária do índice de refração complexo), como função de injeção para diferentes valores da energia; resultados obtidos para mo modelo de bandas com caudas.

não existem portadores fora da camada ativa, mas que a temperatura se espalha para regiões onde existe modo.

A figura 20 mostra que a injeção de portadores acarreta uma diminuição no índice de refração. Essa diminuição é responsável pela desfocalização do modo. Entretanto, a temperatura contribui para um cancelamento parcial desta desfocalização. A figura 22 ilustra esse comportamento. A linha pontilhada representa o perfil de N devido à injeção de portadores, enquanto que a linha cheia representa a variação efetiva do índice de refração (eq. III.6). A energia do modo é 1,38eV. Observamos que para baixas correntes o efeito da temperatura praticamente compensa o efeito desfocalizador dos portadores. Mas, para correntes mais altas, o aquecimento não é suficiente para se obter esta compensação. O efeito dos portadores é diminuir a diferença do índice de refração entre a camada ativa e as regiões vizinhas, o que diminui o confinamento do modo.

A partir da figura 21, pode-se determinar o perfil do coeficiente de extinção existente ao longo da junção, devido à distribuição de portadores. Verifica-se na figura 23 que para correntes baixas o coeficiente de extinção é positivo, e a luz é, portanto, atenuada. Entretanto, para correntes mais altas o coeficiente K torna-se negativo para pontos $x < 20$ µm, o que significa que há ganho ou amplificação de luz.

A figura 24 mostra o comportamento do ganho $g(x)$ obtido diretamente do fator de extinção, da figura 23. Uma

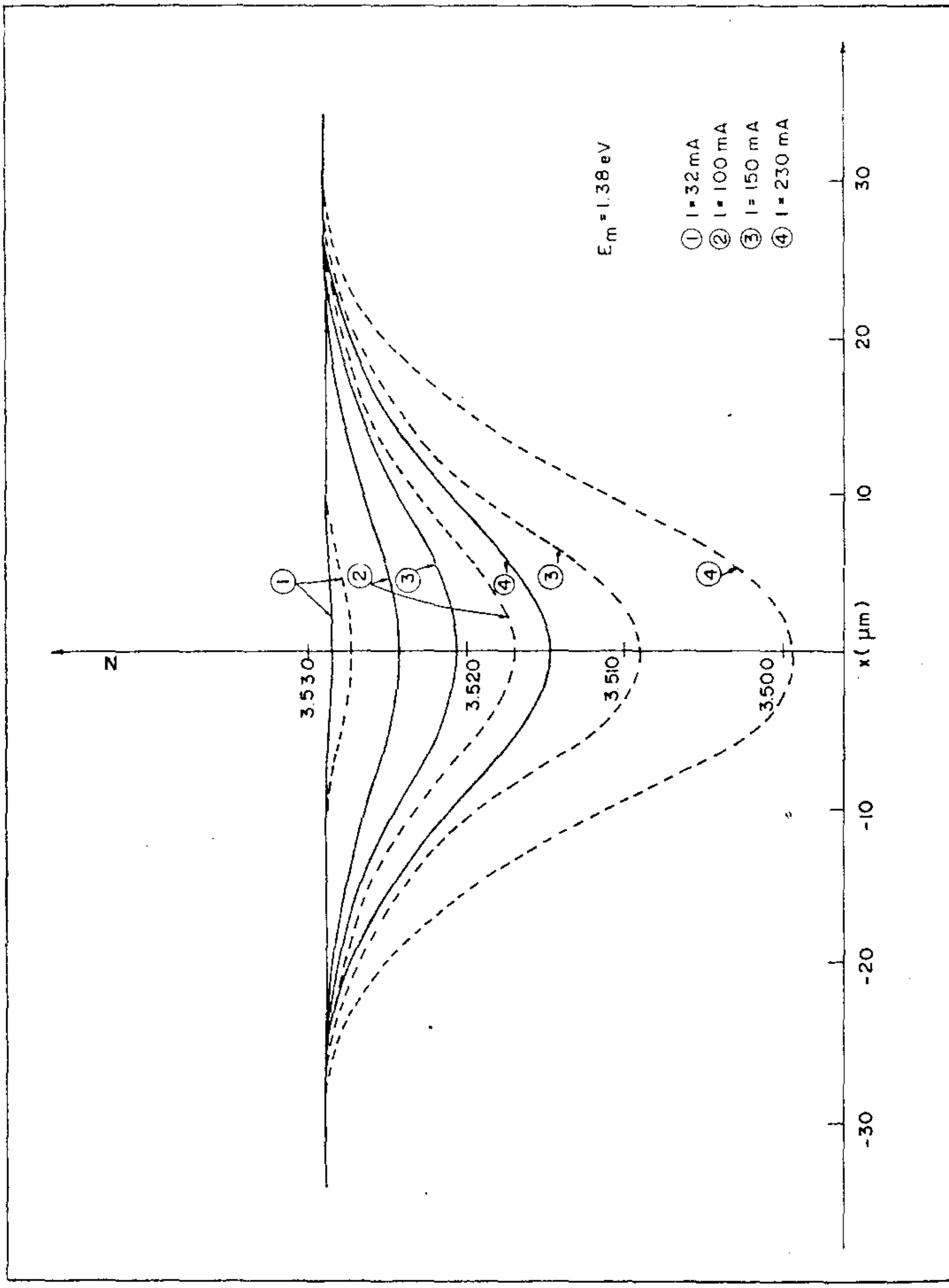


Fig. 22 - Perfil do índice de refração ao longo da junção, para diversos valores de corrente de injeção e modo fundamental. A curva pontilhada é obtida considerando-se apenas o efeito de portadores e a curva contínua é o índice de refração efetivo (eq. III.6)

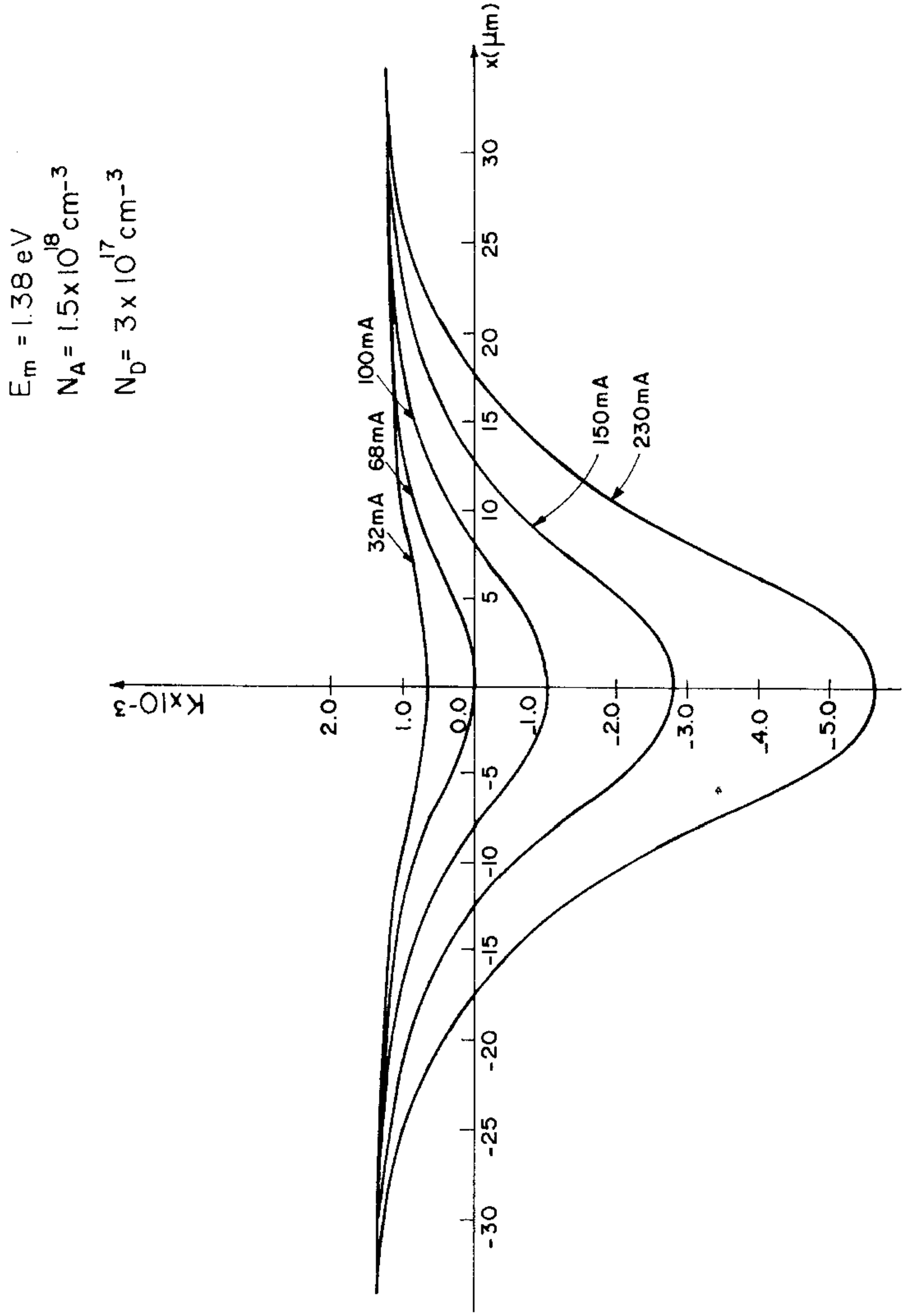


Fig. 23 - Perfil do coeficiente de extinção K existente na junção para diversas correntes de injeção.

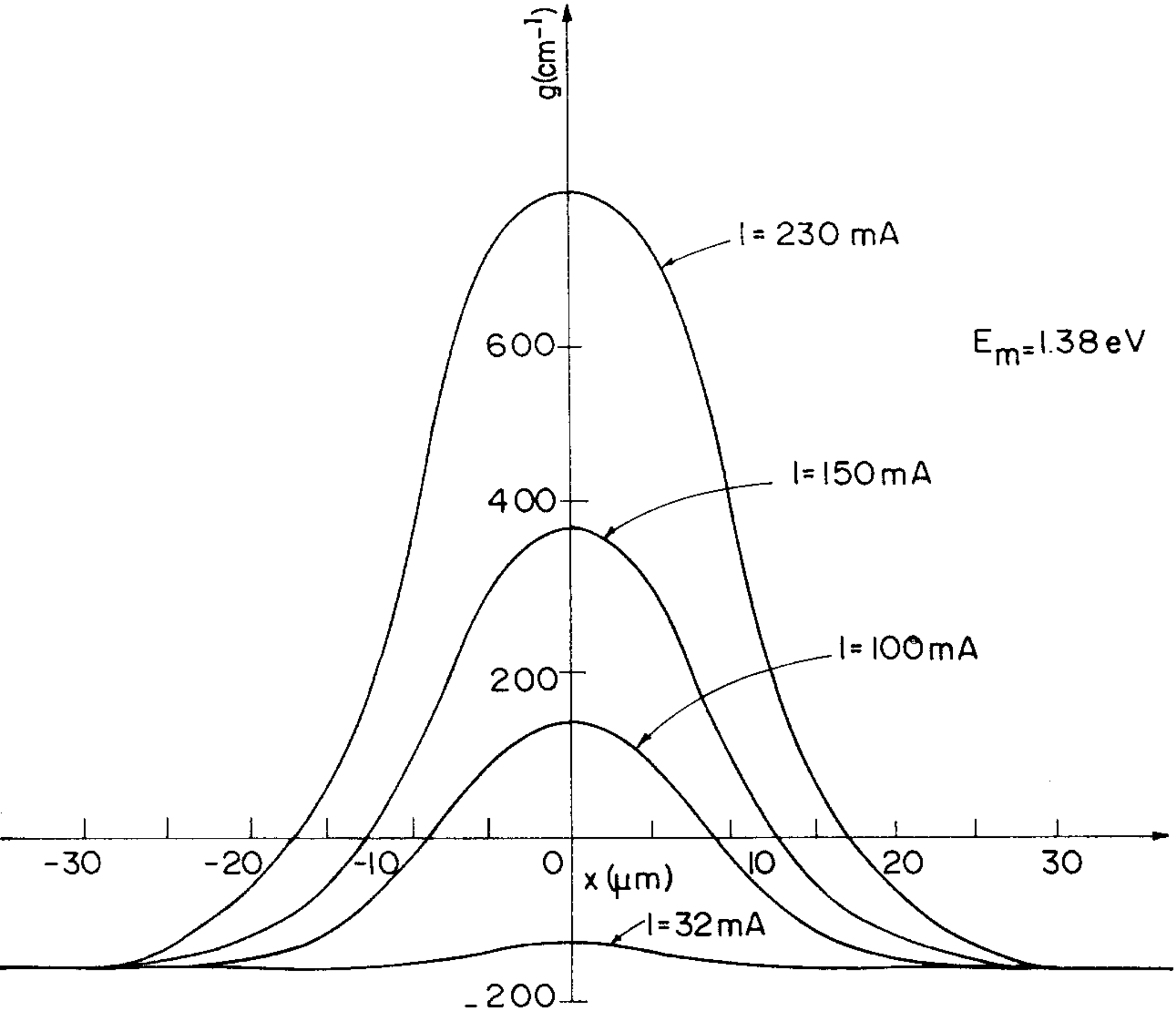


Fig. 24 - Distribuição do ganho local ao longo da junção, obtida à partir da figura 23.

análise das figuras 22 e 24 permitem dizer que há uma variação significativa da parte imaginária da constante dielétrica, e que, o ganho mais que o índice de refração é responsável pelo confinamento do modo.

III.2 - Ajuste do índice de refração complexo por uma função analítica

Sendo conhecidas, ao longo da junção, as distribuições da parte real e imaginária do índice de refração, torna-se necessário encontrar uma função que descreva, analiticamente, esse comportamento, isto é, fazer um ajuste de uma função aos dados numéricos. Do conhecimento dessa função depende a solução da equação de onda dentro da cavidade.

Segundo a idéia proposta por Nunes e colaboradores[31], consideramos que o índice de refração possa ser representado por uma função do tipo sech^2, da forma

$$\bar{N}(x) = \bar{N}_o \left\{ 1 - \frac{\bar{N}_o^2 - \bar{N}_\infty^2}{\bar{N}_o^2} \left[1 - \mathrm{sech}^2(x/x') \right] \right\}^{1/2} \qquad \text{(III.7)}$$

onde $\bar{N}_o$ representa o índice de refração complexo no ponto $x=0$, $\bar{N}_\infty$ representa o índice de refração complexo não perturbado , x' é uma medida da largura da variação do índice de refração ao longo de x.

A partir da forma complexa vamos procurar expressões para N e K que representem as curvas obtidas.

Considerando

$$\overline{N}_o = N_o - i\ K_o \qquad \text{(III.8a)}$$

$$\overline{N}_\infty = N_\infty - i\ K_\infty \qquad \text{(III.8b)}$$

$$N_o - N_\infty = \delta \qquad \text{(III.9a)}$$

$$K_o - K_\infty = \Delta \qquad \text{(III.9b)}$$

onde δ é a variação efetiva do índice de refração $(\Delta N)_{ef.}$, que será assim representado apenas por simplicidade.

A partir das equações acima e considerando que $K_o^{\ 2}$ e $K_\infty^{\ 2}$ podem ser desprezados quando comparados com N_o^2, obtemos

$$\overline{N}_o^{\ 2} - \overline{N}_\infty^{\ 2} = N_o^{\ 2} - N_\infty^{\ 2} - 2i\ (N_o\ K_o - N_\infty\ K_\infty) \qquad \text{(III.10)}$$

Das equações (III.9a) e (III.9b), vem

$$N_o^{\ 2} - N_\infty^{\ 2} \cong 2\ \delta\ N_o \qquad \text{(III.11)}$$

$$N_o\ K_o - N_\infty\ K_\infty \cong N_\infty\ \Delta \cong N_o \Delta \qquad \text{(III.12)}$$

então (III.10) pode ser reescrita como

$$\bar{N}_o^2 - \bar{N}_\infty^2 = 2\, N_o\, (\delta - i\Delta) \tag{III.13}$$

substituindo a equação (III.13) e (III.8a) na equação (III.7), obtem-se

$$\bar{N}(x) = \left\{ N_o^2 - 2\,\delta\, N_o\left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x') \right] - 2i\, N_o \left[K_o - \Delta\,(1 - \operatorname{sech}^2(x/x'))\right]\right\}^{1/2} \tag{III.14}$$

quadrando-se essa expressão e separando-se as partes real e imaginária

$$N = \left\{ N_o^2 - 2\,\delta\, N_o \left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right] \right\}^{1/2} \tag{III.15a}$$

$$K = \left\{ K_o - \Delta \left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right] \right\} \cdot \left\{ 1 - \frac{2\,\delta}{N_o} \left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right] \right\}^{-1/2} \tag{III.15b}$$

onde K está relacionado coma parte real do índice de refração através do termo de expoente -1/2. Os resultados numéricos mostram que este termo é aproximadamente igual a 1 para qualquer valor de x e x'. Assim, a forma final de N será dada por suas componentes:

$$N = \left\{ N_o^2 - 2\,\delta\, N_o \left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right]\right\}^{1/2} \qquad \text{(III.16)}$$

$$K = K_o - \Delta\left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right] \qquad \text{(III.17)}$$

Verificamos que esta função faz um bom ajuste aos dados numéricos quando se toma x' igual a meia largura na meia altura na função N(x). Os dados numéricos foram ajustados com erro menor que 5%. Assim, podemos concluir que a função proposta (III.7) representa o perfil do índice de refração complexo existente ao longo da junção.

Como o índice de refração está relacionado com a constante dielétrica, podemos associar ao índice de refração complexo uma constante dielétrica complexa, como usualmente. Re-escrevendo a equação (III.7) de uma maneira conveniente

$$\overline{N}^2(x) = \overline{N}_o^2 - (\overline{N}_o^2 - \overline{N}_\infty^2)\left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right] \qquad \text{(III.18)}$$

substituindo-se (III.10) em (III.18), obtem-se

$$\overline{N}^2(x) = \overline{N}_o^2 - 2\, N_\infty\, (\delta - i\Delta)\left[1 - \operatorname{sech}^2(x/x')\right] \qquad \text{(III.19)}$$

mas

$$\left.\begin{aligned} \overline{N}_o^2 &= N_o^2 - 2i\, K_o\, N_o \\ N_o^2 &= N_\infty^2 + 2\, N_\infty\, \delta \end{aligned}\right\} \rightarrow \overline{N}_o^2 = N_\infty^2 + 2\, N_\infty\, \delta - 2i\, K_o\, N_o$$

(III.20)

substituindo-se o produto $N_o K_o$ pelo valor dado pela equação (III.12) e usando-se a equação (III.20) na equação (III.19) tem-se finalmente,

$$\bar{N}^2(x) = (N_\infty - i\, K_\infty)^2 + 2\, N_\infty\, (\delta - i\Delta) \quad \mathrm{sech}^2(x/x') \tag{III.21}$$

logo, pode-se considerar a variação da constante dielétrica da forma

$$\bar{\varepsilon}(x) = \varepsilon_s + \Delta\varepsilon \quad \mathrm{sech}^2(x/x') \tag{III.22}$$

onde

$$\varepsilon_s = (N_\infty - i\, K_\infty)^2 \tag{III.23}$$

e

$$\Delta\varepsilon = 2\, N_\infty\, (\delta - i\Delta) \tag{III.24}$$

ε_s é o valor para o qual tende exponencialmente a constante dielétrica no limite de x muito grande. $\Delta\varepsilon$ está relacionado com a variação máxima do índice de refração e do coeficiente de absorção.

Obtém-se, deste modo, a forma de variação da constante dielétrica e do índice de refração complexo ao longo da junção. Com essas expressões é possível a determinação do campo elétrico no guia de onda formado ao longo da região ativa, devido a presença de perfis de ganho, portadores e temperatura.

III.3 - Cálculo do ganho e corrente de limiar do laser

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

A constante dielétrica complexa obtida na seção anterior tem a mesma forma da constante dielétrica obtida por Asbeck e colaboradores(32), a partir de um modelo de potencial de Eckart.

É bem conhecido que para laser de hetero-estrutura dupla, com a camada ativa menor que 1 µm, apenas o modo fundamental está presente na emissão. Além disso, a emissão do laser é predominantemente no modo TE, porque a refeltividade dos espelhos é maior para esse modo que para o modo TM.

Assumindo-se que a onda que se propaga na cavidade é da forma

$$\vec{E}\,(x,z) = \vec{E}(x)\,\exp\left[i(wt - \beta z)\right] \qquad \text{(III.25)}$$

os modos guiados serão obtidos como solução da equação do campo elétrico dentro da cavidade

$$\frac{d^2\vec{E}}{dx^2} + k_o^{\,2}\left[\varepsilon_s + \Delta\varepsilon\ \ \mathrm{sech}^2(x/x')\right]\vec{E} = \beta^2\vec{E} \qquad \text{(III.26)}$$

A solução para o modo de ordem zero foi calculada por Asbeck(32) e é da forma

$$\vec{E}_o(x) = \phi_o \cosh^{-b_o}(x/x') \qquad \text{(III.27)}$$

onde

$$b_o = (k_o^2 x'^2 \Delta\varepsilon + \frac{1}{4})^{1/2} - \frac{1}{2} \qquad \text{(III.28)}$$

$$k_o = 2\pi/\lambda$$

observa-se que b_o é um número complexo devido ao fator $\Delta\varepsilon$.

Determinada a distribuição do campo elétrico no plano da junção torna-se possível calcular a corrente limiar examinando-se o ganho e as perdas do modo na cavidade.

Na seção III-1 foi obtido um perfil de ganho existente ao longo da junção devido aos efeitos combinados de temperatura, difusão de portadores e transições banda a banda. O ganho foi definido como coeficiente de absorção negativo, o que significa que a razão de emissão de fotons nas transições banda de condução-banda de valência é maior que a razão de absorção entre essas bandas. Entretanto, para se obter emissão estimulada é necessário que o ganho exceda as perdas existentes dentro e fora da camada ativa. As principais perdas num laser de heteroestrutura dupla são: perdas nos espelhos, absorção de luz por portadores livres e perdas por difração.

A perda por transmissão de radiação nos espelhos do laser é dada pela conhecida expressão

$$\alpha_{esp} = \frac{1}{A} \ell n \left(\frac{1}{R}\right) \qquad \text{(III.29)}$$

onde A é o comprimento do laser e R a refletividade dos espelhos.

A absorção de luz por portadores livres α_{fc} constitui um dos mais importantes e inevitável mecanismo de perda. Essa absorção resulta em transições intra-bandas e espalhamento dos portadores em movimento. A perda por absorção por portadores livres é expressa em termos da seção de choque para eletrons e buracos σ_n e σ_p

$$\alpha_{fc} = \sigma_n n + \sigma_p p \qquad \text{(III.30)}$$

onde n e p são as densidades de eletrons e buracos respectivamente.

Diversos estudos experimentais[33,34] permitem escrever que para o GaAs à temperatura ambiente e energias próximas à da banda proibida

$$\sigma_n = 3 \times 10^{-18}\ cm^2$$

$$\sigma_p = 7 \times 10^{-18}\ cm^2$$

σ_p depende da temperatura mas para variações de alguns graus pode ser considerada constante. A densidade de buracos p é calculada através da equação de neutralidade de carga

$$p + N_D^+ = n + N_A^- \qquad \text{(III.31)}$$

onde N_D^+ representa a densidade de doadores ionizados e N_A^- a de aceitadores ionizados na camada ativa.

Como o modo de propagação da onda eletromagnética se espalha para fora da camada ativa, α_{fc} é reduzida pelo fator de confinamento Γ, que também deve ser levado em consideração ao se determinar o coeficiente de ganho nessa região.

As perdas por difração são devidas ao espalhamento do campo eletromagnético para pontos fora da região da faixa, tanto ao longo quanto na direção transversal ao plano da junção. Portanto essas perdas são devidas à absorção de energia do modo nas regiões que limitam a região ativa, regiões essas onde não há ganho.

Existem outros mecanismos de perdas, tais como, perdas devido ao espalhamento da radiação fora do guia de onda, por imperfeições nas camadas dielétricas e defeitos nas interfaces.

Generalizando, a condição de corrente de limiar será obtida quando o ganho superar as perdas dentro e fora da região ativa (RA), isto é

$$\Gamma g \geqslant \Gamma \, \Sigma \, \alpha_{\text{dentro RA}} + (1 - \Gamma) \, \Sigma \, \alpha_{\text{fora RA}} + \alpha_{\text{esp}} \qquad \text{(III.32)}$$

Para lasers de heteroestrutura dupla as perdas por absorção ou difração nas regiões vizinhas à camada ativa podem ser desprezadas quando comparadas com as perdas existentes nessa região.

Nas regiões vizinhas pode-se considerar que:

1 - A perda por absorção do material é pequena porque a energia dos fotons está bem abaixo da energia da banda proibida do material;

2 - A perda por absorção por portadores livres é desprezível, pois depende da dopagem, que é bem menor que a dopagem da camada ativa;

3 - A perda por difração perpendicular à junção é quase nula, pois o modo é fortemente confinado na camada ativa.

A dependência da corrente limiar com a temperatura pode ser estudada através da variação do ganho real. Na seção III.2 foi obtida uma distribuição local do ganho, devido a variação local da densidade de portadores existente ao longo da junção. Assim, g(x) é o coeficiente de ganho de um volume incremental e deve ser multiplicado pela fração do modo que se propaga dentro deste volume para dar o coeficiente de ganho medido experimentalmente. Supondo que o ganho é uniforme ao longo de z e que o modo eletromagnético m tem uma distribuição $E_m(x)$ ao longo da região ativa, o ganho do modo será dado por

$$G_m = \frac{\Gamma \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \ |\vec{E}_m(x)|^2 \ dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}_m(x)|^2 \ dx} \qquad \text{(III.33)}$$

Sabe-se que quando a excitação satisfaz as condições necessárias para se obter emissão estimulada, o coeficiente de absorção α se torna negativo e resulta em ganho $g(x)$. O coeficiente de absorção obedece a equação (III.17)

$$\alpha = \frac{4 \ \Pi \ k}{\lambda} = \frac{4 \ \Pi}{\lambda} \left[K_o - \Delta \ (1 - \operatorname{sech}^2(x/x')) \right] \qquad \text{(III.34)}$$

Dependendo da corrente de injeção, existe uma região ao longo da junção para a qual há ganho modal, e uma região onde há apenas perdas (figura 24). Essas perdas, devidas ao espalhamento do modo ótico, constituem as perdas por difração. Seja u o ponto onde a função (III.34) muda de sinal. A integral (III.33) pode ser separada em duas regiões

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(x) \ |\vec{E}_m(x)|^2 \ dx = 2\left(\int_{o}^{u} g(x) \ |\vec{E}_m(x)|^2 \ dx + \int_{u}^{B/2} g(x) \ |E_m(x)|^2 \ dx \right) \qquad \text{(III.35)}$$

onde o primeiro termo da soma representa a região de ganho e o segundo a região de perdas.

Dada uma distribuição de portadores ao longo da junção, a perda por absorção de luz por portadores livres será dada por uma expressão análoga a expressão (III.33)

$$\alpha_{fc} = \frac{\Gamma \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sigma_n\, n(x) + \sigma_p\, p(x)\right] |\vec{E}_m(x)|^2\, dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |\vec{E}_m(x)|^2\, dx} \qquad \text{(III.36)}$$

Para o modo de ordem zero, $E_o(x)$ é dado pela equação (III.27), g(x) pela equação (III.34), n(x) é a distribuição de portadores já conhecida e p(x) é calculado pela equação de neutralidade de carga (III.31), que são os elementos necessários para se efetuar os cálculos acima. As integrais são calculadas numéricamente e o programa de cálculo encontra-se no apêndice III.

Dos resultados anteriores sabe-se que tanto o ganho, como as perdas por difração e absorção dependem da corrente de injeção. A condição de corrente limiar será atingida quando, variando-se a corrente de injeção, obtem-se para um modo:

$$G_m = (\alpha_{dif} + \alpha_{fc})_m + \frac{1}{A}\, \ell n\, (\frac{1}{R}) \qquad \text{(III.37)}$$

As perdas por absorção por portadores livres calculadas segundo a eq ação (III.36) são mostradas na figura 25, para diferentes larguras S de faixa. Verifica-se que para lasers de faixas mais estreitas as perdas por absorção aumentam, pois, para este caso há um menor confinamento dos portadores na região da faixa, como ilustrado na figura .

A figura 26 ilustra as perdas por difração, calculadas segundo a equação (III.33), também para diferentes larguras de faixa. Observa-se que essas perdas diminuem ràpidamente com o aumento da corrente, como era de se esperar, desde que a região de perdas ilustrada na figura 24 diminui com o aumento da corrente.

Finalmente, pode-se calcular a corrente limiar, usando-se a figura 27, que ilustra a dependência do ganho modal e a perda total com a corrente de injeção. Inclui-se no cálculo da perda total, as perdas nos espelhos do laser. A corrente limiar é determinada pela interseção das curvas de ganho e perda total. Para valores de corrente acima da corrente limiar o laser opera em regime de emissão estimulada e um novo estado de equilíbrio é atingido.

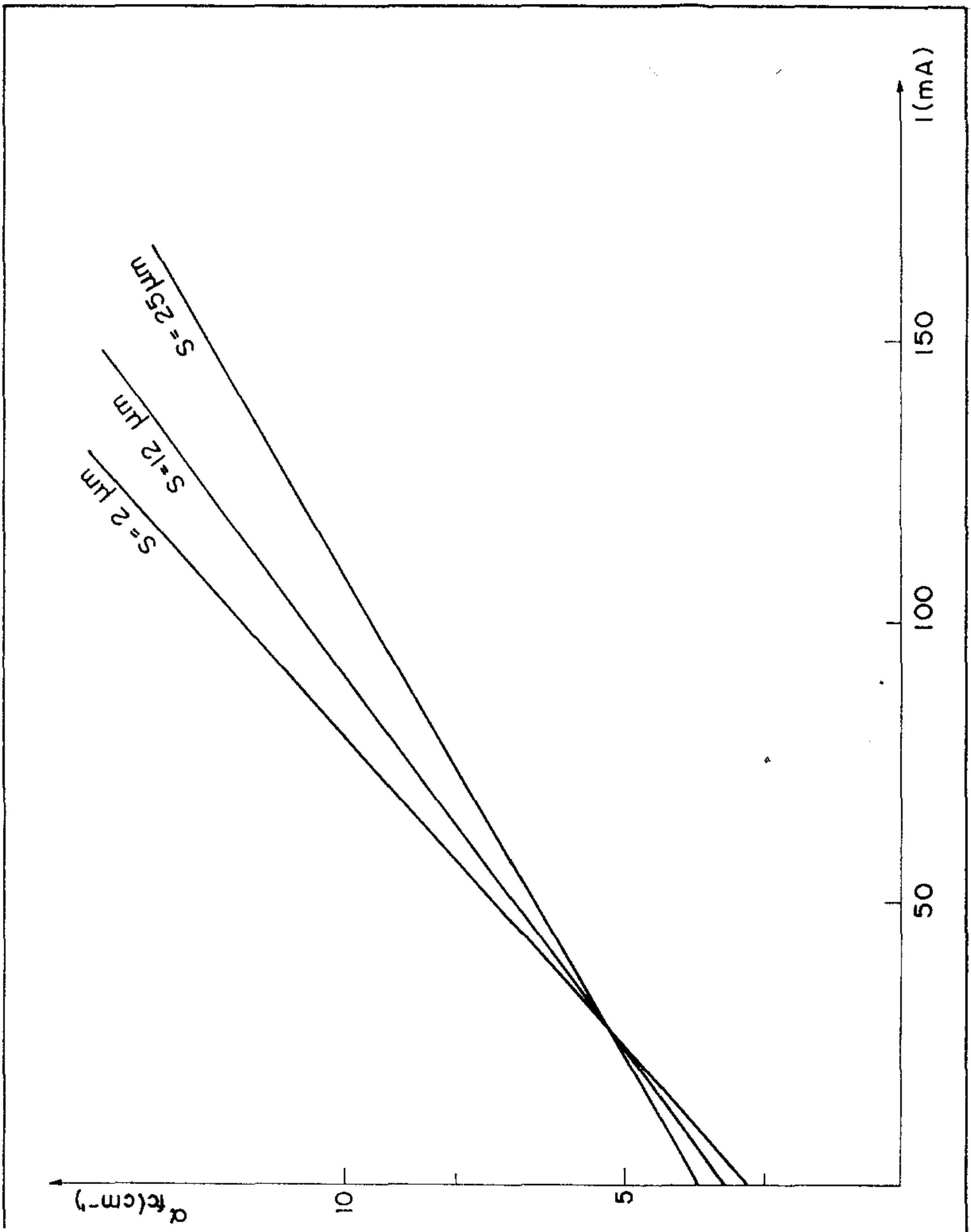


Fig. 25 - Perdas por absorção por portadores livres em função da corrente para diferentes larguras de faixa.

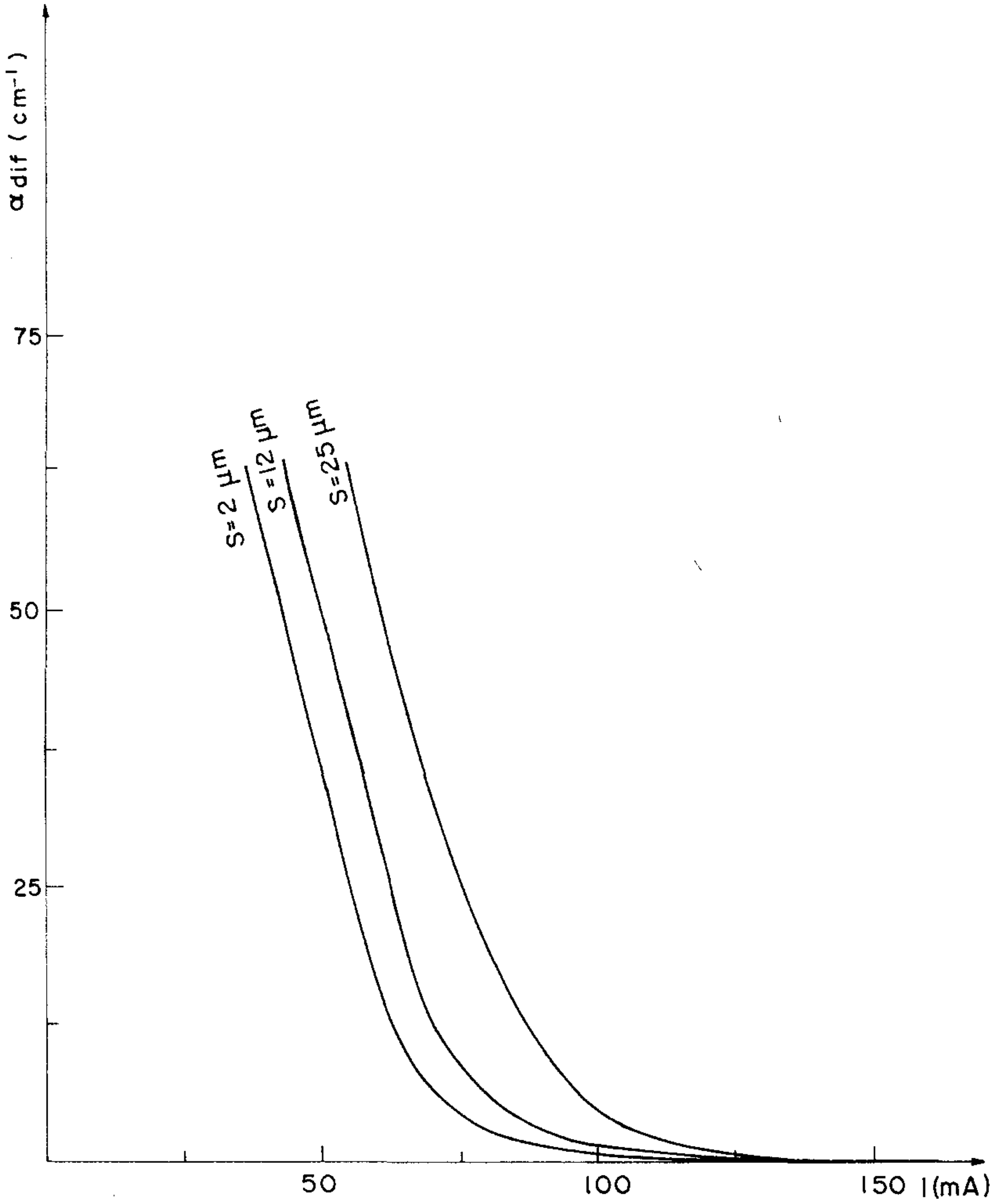


Fig. 26 - Perdas por difração em função da corrente para diferentes larguras de faixa.

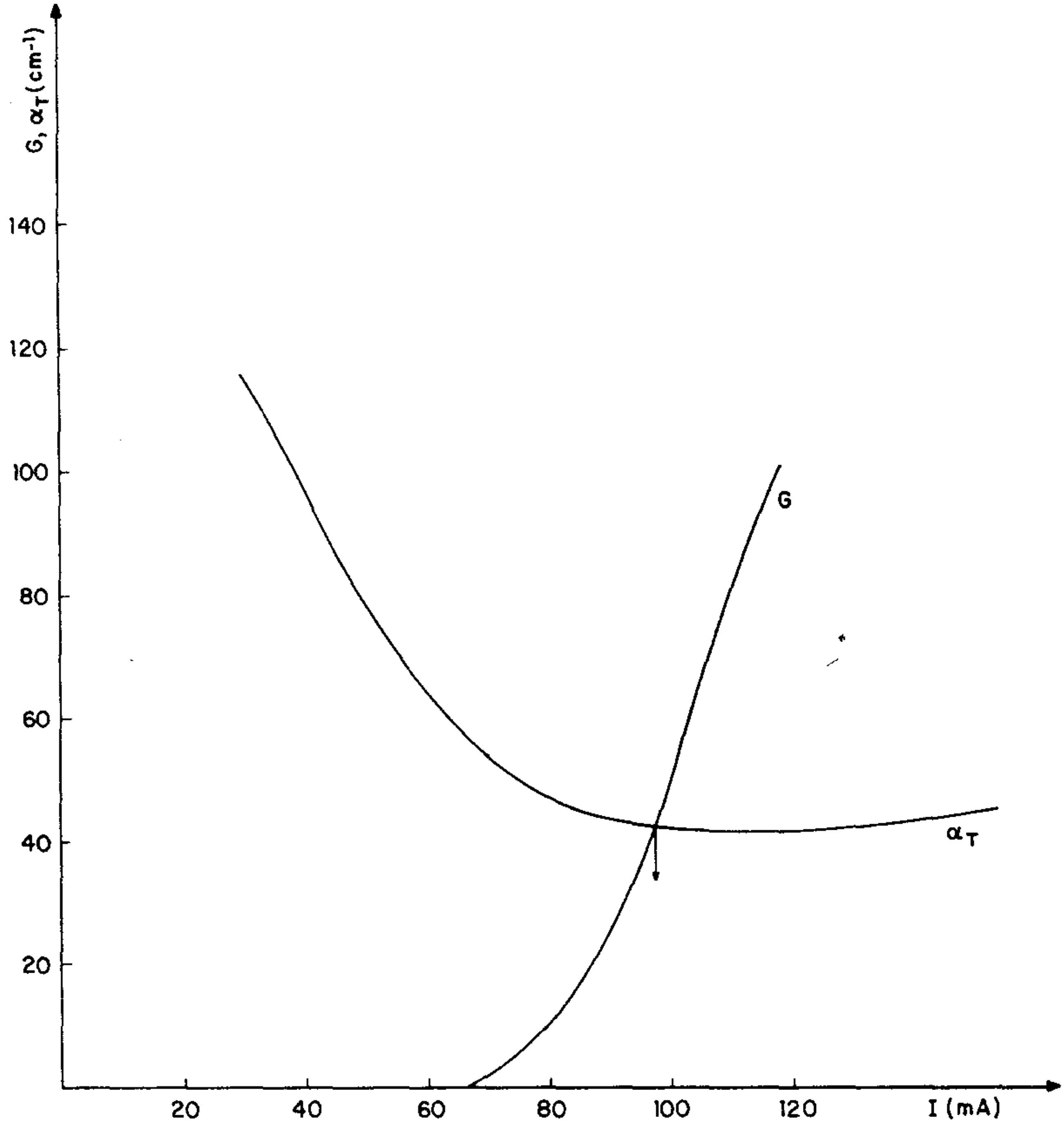


Fig. 27 - Determinação gráfica da corrente limiar. O valor de I_{th} é determinado pela intersecção das curvas de ganho e perdas.

IV. - Comparação dos resultados obtidos com teorias existentes

Muitos estudos tem sido feito no sentido de se avaliar a influência do espalhamento da corrente, difusão de portadores e perdas óticas, que otimizem os parâmetros do material que compõe o laser e o conceito de geometria de faixa. Essa geometria pode ser considerada como um aperfeiçoamento da geometria de lasers de contato largo.

Em lasers de contato largo a emissão estimulada aparece em regiões distintas e localizadas, chamadas filamentos. Cada filamento tem sua própria corrente limiar e dimensão lateral da ordem de 3 a 10 μm. Os filamentos são distribuidos mais ou menos uniformemente ao longo da camada ativa, existindo regiões entre eles onde não ocorre emissão estimulada. Isso resulta numa grande variação na intensidade da potência ótica emitida através dos espelhos do laser. À medida que a corrente aumenta mais filamentos atingem o limiar, o espectro de emissão se torna mais complexo e, muitas vezes, instável. Embora muito esforço tenha sido feito, não existe até o presente, um acordo entre as diversas teorias que procuram explicar o porque da formação dos filamentos[35,36,37].

Em 1968 Furnanage e Wilson[38] propuseram uma geometria de faixa estreita para se obter laser operando em apenas um filamento. Para faixa da ordem de 15 μm, o laser opera num filamento único, e a emissão é no modo fundamental, o que permite detalhados estudos experimentais. Resultados experimentais mostram que para esses lasers há um grande aumento na densidade de corrente limiar quando se reduz a largura da faixa para valores menores que 20 μm.

No sentido de se estabelecer uma teoria que relacione a corrente limiar J_{th} com a largura de faixa, Hakki[18] calculou os efeitos de difusão lateral portadores e acoplamento ótico, tratando o guia de onda em duas dimensões. Outros autores consideraram os efeitos de difusão lateral, difusão e espalhamento da corrente, e finalmente Tsang[23] apresentou uma teoria unificada considerando a influência da difusão dos portadores, espalhamento da corrente e perdas óticas, supondo uma dependência exponencial entre J_{th} e S. Entretanto, nenhum desses autores considerou o efeito da temperatura. Nesse trabalho, a densidade de corrente limiar é calculada de uma maneira auto-consistente, onde os efeitos de temperatura, espalhamento de corrente, difusão de portadores e perdas óticas são considerados. Alguns resultados serão apresentados em seguida.

A figura 28 mostra o perfil da densidade de portadores existentes na direção paralela à junção, obtidos como resultado dos cálculos efetuados neste trabalho, e simultaneamente o perfil da densidade de portadores calculado por Hakki[18], apresentado na seção II.4, para corrente próxima à corrente limiar. O aumento na densidade de portadores é devido ao aumento de temperatura e consequente aumento na densidade de corrente existente na junção.

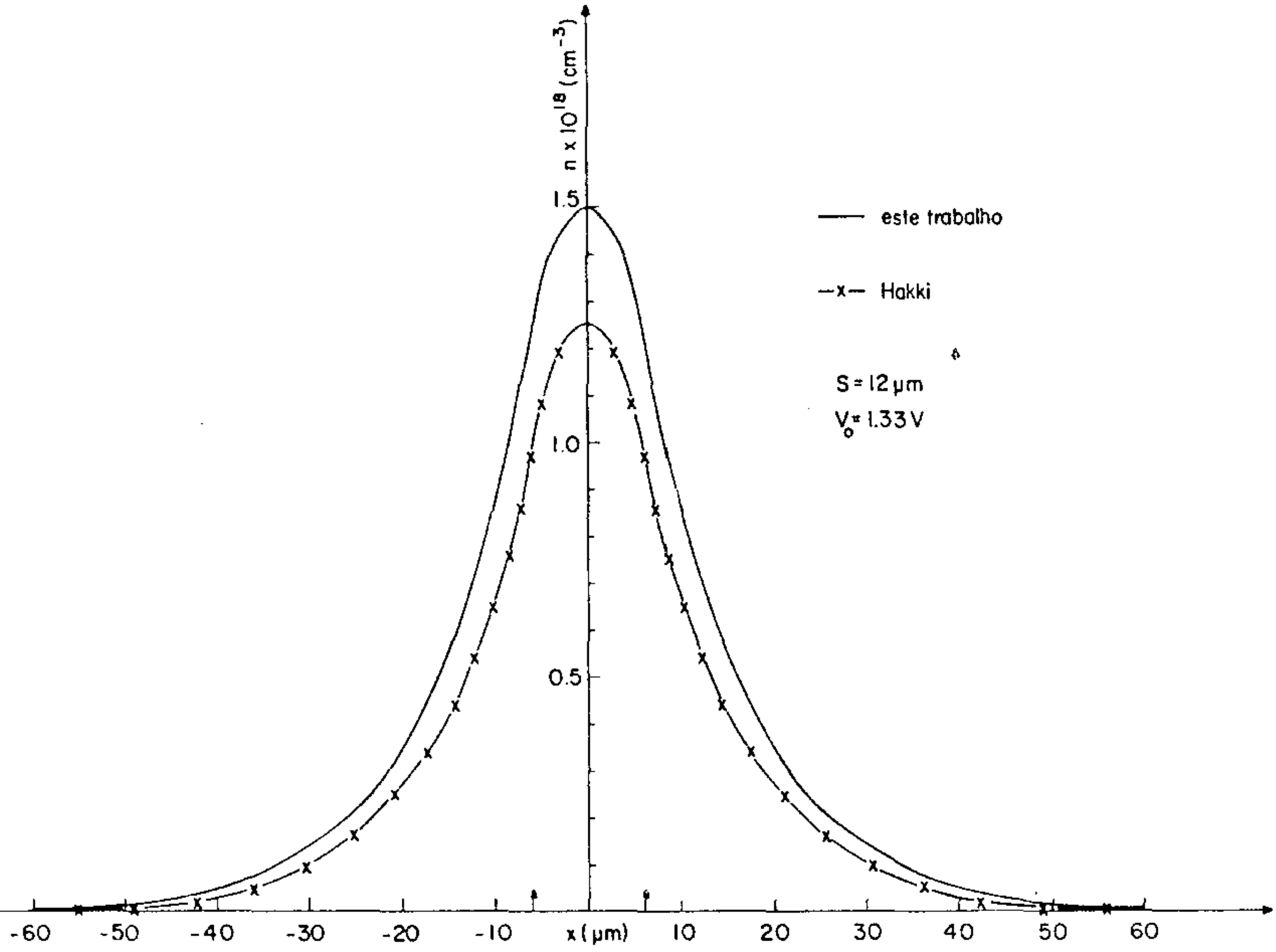


Fig. 28 - Comparação entre a distribuição da densidade de portadores obtida neste trabalho e o resultado de Hakki.

Para que se possa analisar a influência dos diversos efeitos no aumento da corrente limiar com a variação de S, mostra-se, nas figuras 29 e 30, a variação do ganho local, distribuição de portadores, temperatura e intensidade do campo, existentes ao longo da junção, para corrente de operação do laser igual à corrente limiar. A medida que S diminui, o efeito de difusão de portadores torna-se mais acentuado. Como o ganho local é, essencialmente, dependente do perfil de portadores, este torna-se também significativo para pontos fora da faixa. O espalhamento do campo eletromagnético para regiões onde não há ganho,faz com que haja uma diminuição no acoplamento entre o ganho e o campo local, pois parte da energia do modo é cedida para regiões de perda. O aumento na temperatura se deve ao aumento na densidade de corrente necessário para se obter uma densidade máxima de portadores da ordem de $1,5 \times 10^{18} cm^{-3}$.

A variação de J_{th} em função de S é ilustrada na figura 31. Observe-se o rápido aumento na densidade de corrente para largura de faixa menor que 15 μm. Uma análise comparativa de nossos resultados com aqueles obtidos por Hakki, onde se considera apenas o efeito de difusão de portadores e perdas óticas, sugere que, para laser de bombardamento de protons, a principal causa do aumento da corrente limiar com a diminuição da largura de faixa, é o efeito de difusão dos portadores.

Os resultados experimentais da variação de J_{th} com S obtidos por Yonezu(39) para um laser de faixa plana, são

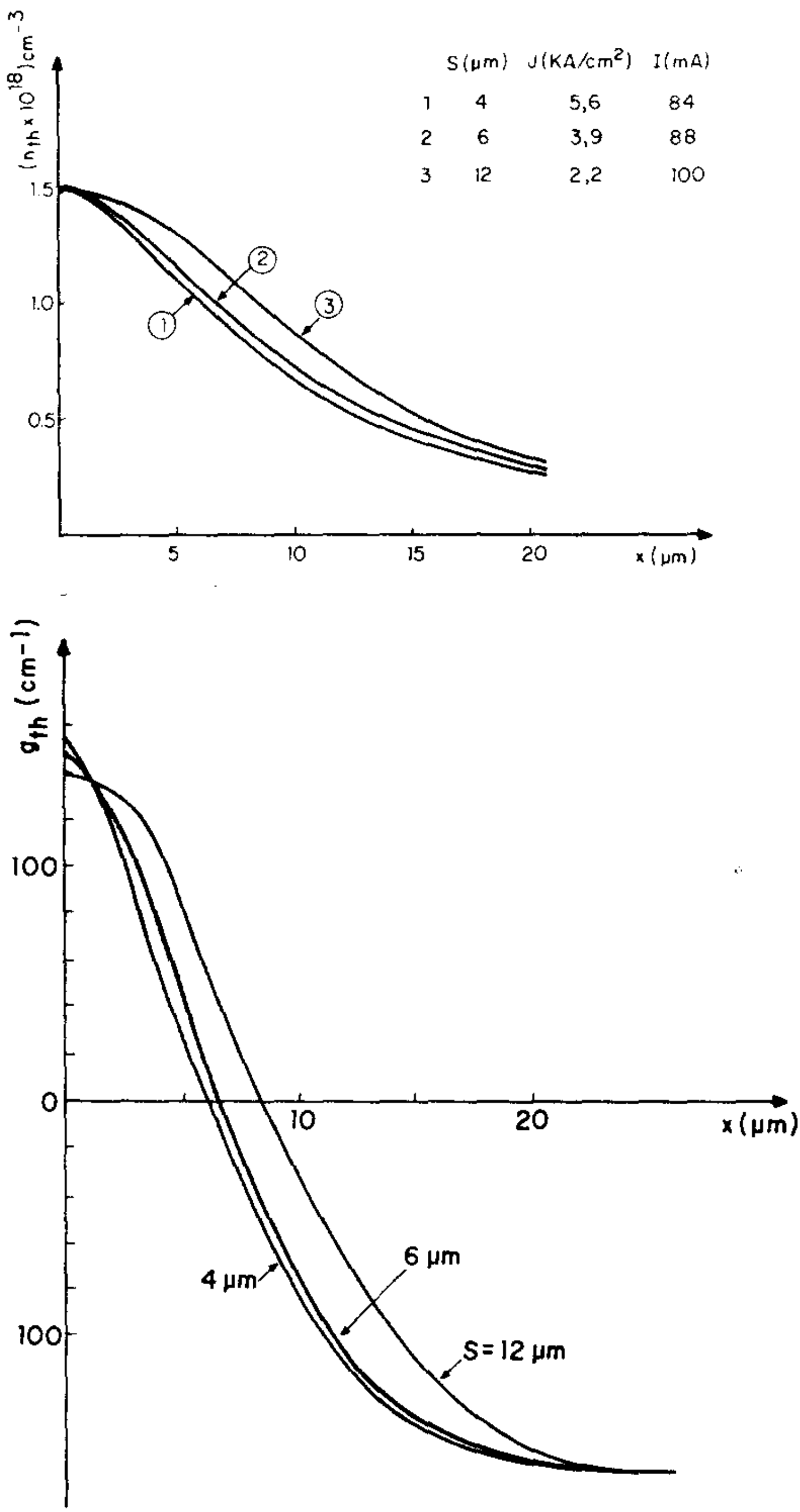


Fig. 29 - Distribuição da densidade de portadores e do ganho existente ao longo da junção na condição de corrente limiar.

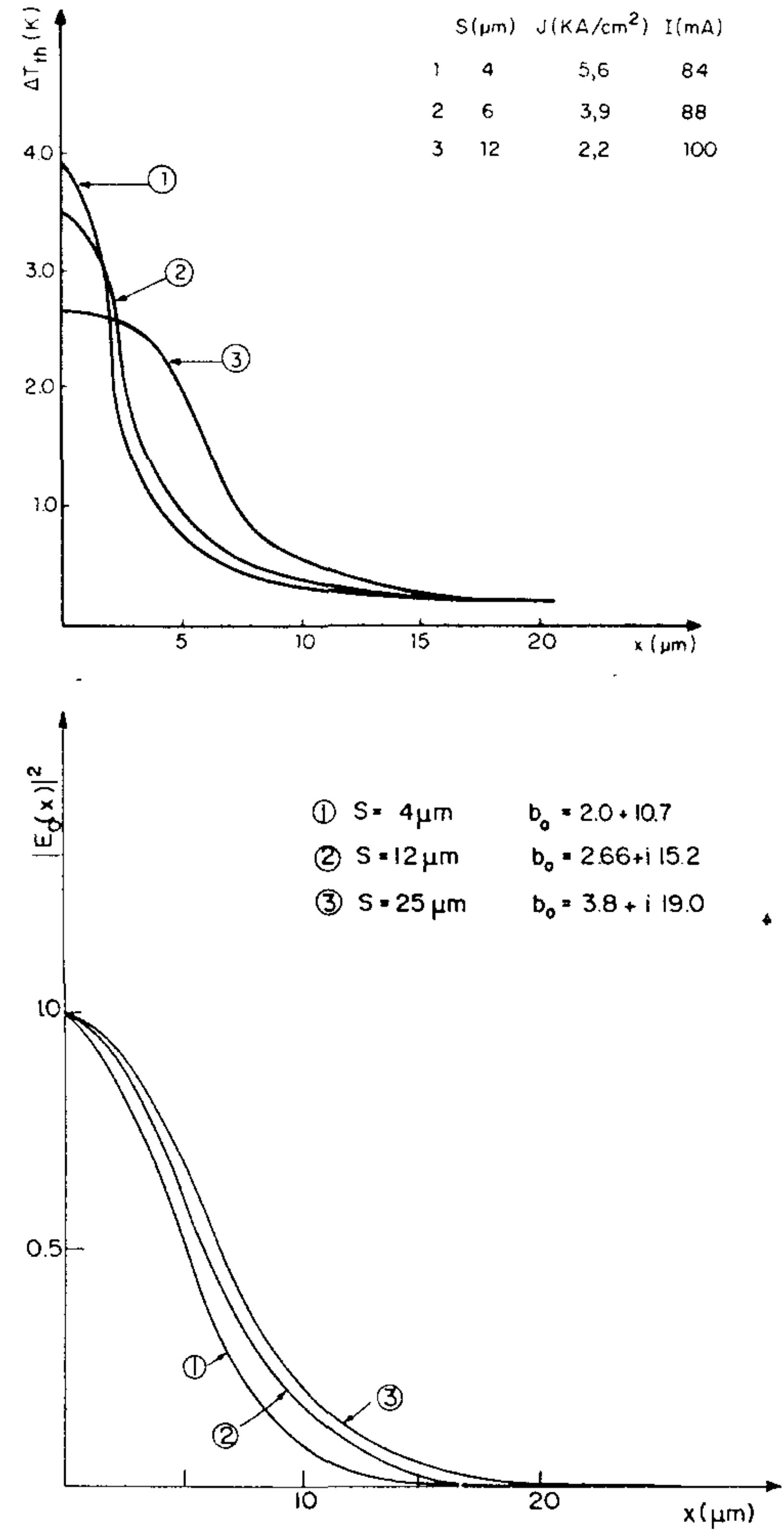


Fig. 30 - Distribuição de temperatura e intensidade de campo, para diferentes valores de S e corrente igual à corrente limiar.

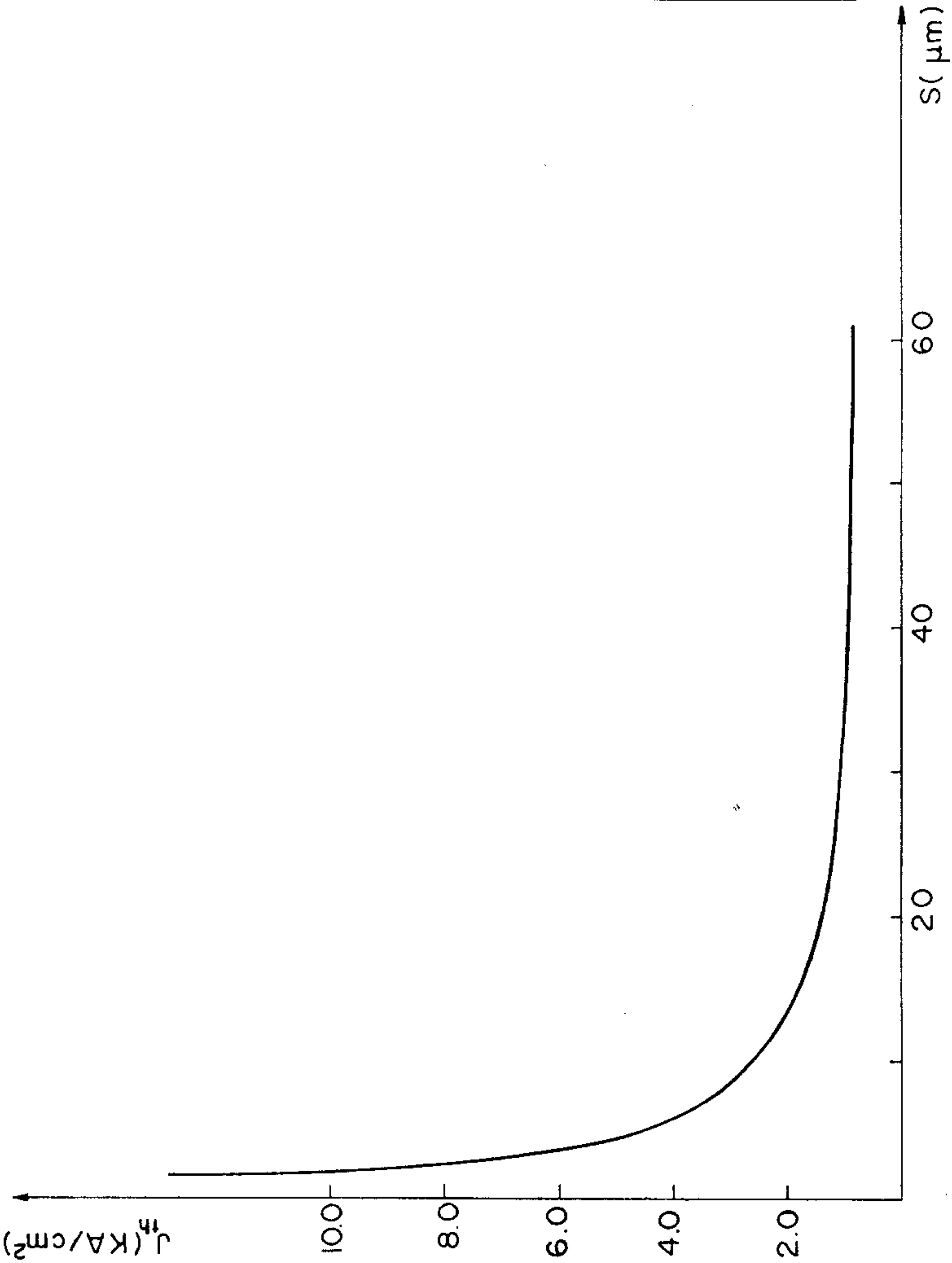


Fig. 31 - Variação da corrente limiar com a largura da faixa.

comparados com os resultados obtidos teòricamente neste trabalho, na figura 32. O laser descrito na referência (39) tem 0,7 μm de espessura de camada ativa e 300 μm de comprimento. A camada de espalhamento tem resistividade 0,2 Ω cm e 2,0 μm de espessura. Para as condições de crescimento da camada ativa (2,5 mg Ge/gr de Ga), o comprimento de difusão dos portadores é 6 μm. O tempo de recombinação característico é 3,5 nseg e $\Gamma = 0,98$[28]. O contato metálico é de ouro e para efeitos de cálculo, supõe-se o absorvedor de calor ideal. A curva contínua ilustra o resultado obtido neste trabalho e a curva pontilhada é o resultado teórico obtido por Yonezu, onde se considera apenas o efeito de difusão de corrente. Recentemente, Tsang[23] calculou a variação de J_{th} com S para o mesmo tipo de laser, fazendo um ajuste do comprimento de difusão dos portadores (L_n = 6,8 ; 8 μm). Nosso valor (L_n = 6 μm) é um valor mais realista e nossos cálculos mostram uma variação mais acentuada na densidade de corrente para S menor que 10 μm.

A fim de se estimar a influência da temperatura na densidade de corrente limiar, consideramos o mesmo laser descrito por Yonezu, com largura de faixa 5 μm, caso em que o efeito de temperatura é mais acentuado. Calculando-se a densidade de corrente limiar considerando-se ou não o processo iterativo obtém-se:

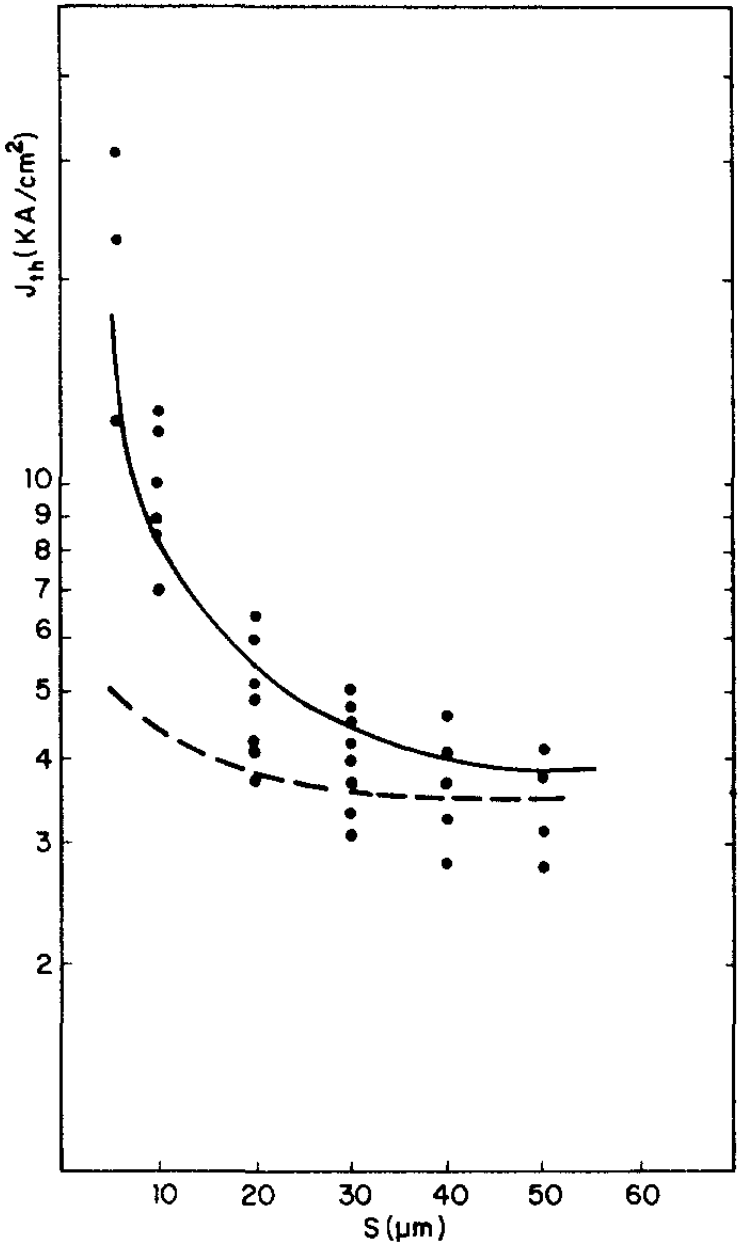


Fig. 32 - Variação da corrente limiar com a largura da faixa para lasers de faixa plana. Os círculos escuros são dados experimentais [39], e a linha pontilhada é calculada na ref. 39 considerando-se apenas o efeito de difusão de corrente. A linha contínua é o resultado teórico obtido neste trabalho.

Considerando-se efeitos de temperatura	Sem considerar efeitos de temperatura
$J_{th} = 14,3$ KA/cm^2	$J_{th} = 17,3$ KA/cm^2
$\Delta T = 17,8$ C	$\Delta T = 22,0$ C

Conclue-se então que os cálculos téoricos devem levar em conta o efeito de temperatura para não se super-estimar o valor da corrente limiar, e portanto, da temperatura de operação do laser. Devemos notar que este efeito é mais importante para lasers de faixa estreita (< 20 μm), devido ao aumento na densidade de corrente, e portanto da temperatura, necessária para se atingir o limiar.

Examinaremos, agora, a influência da espessura da camada ativa na corrente limiar. Neste cálculo, a representação do modo que se propaga dentro da camada ativa pelo fator de confinamento Γ é essencial, desde que Γ é função da espessura da camada ativa(28). A figura 33 ilustra a dependência de J_{th} x d para o laser padrão. Observa-se que, para d maior que 0,2 μm há uma dependência linear entre J_{th} e d, enquanto que, para d < 0,1 μm, J_{th} torna-se prãticamente constante. Este comportamento sugere que aumentando-se o fator de confinamento Γ, pode-se reduzir sensivelmente a densidade de corrente limiar para lasers com espessura da camada ativa da ordem de 0,1 μm. Aumenta-se o fator de confinamento Γ, aumentando-se a concentração de alumínio nas camadas vizinhas à camada ativa.

Finalmente, podemos comparar o perfil da emissão espontânea, medido experimentalmente por Paoli[22], com o perfil da densidade de portadores e perfil do ganho, calculados, segundo este trabalho, para o laser descrito nessa referência. A meia largura (medida na meia altura) do ganho, calculada para o regime de emissão espontânea, é 6,4 μm. A coincidência deste resultado com o valor experimental (6,4 μm) mostra que, o confinamento da radiação nesta direção é devido, essencialmente, ao ganho. A meia largura da emissão espontânea é dada pela meia largura do ganho e quase não varia com a variação da corrente, como mostrado na figura 34 (laser padrão). Este resultado é consistente com os resultados experimentais de Ripper e colaboradores[35].

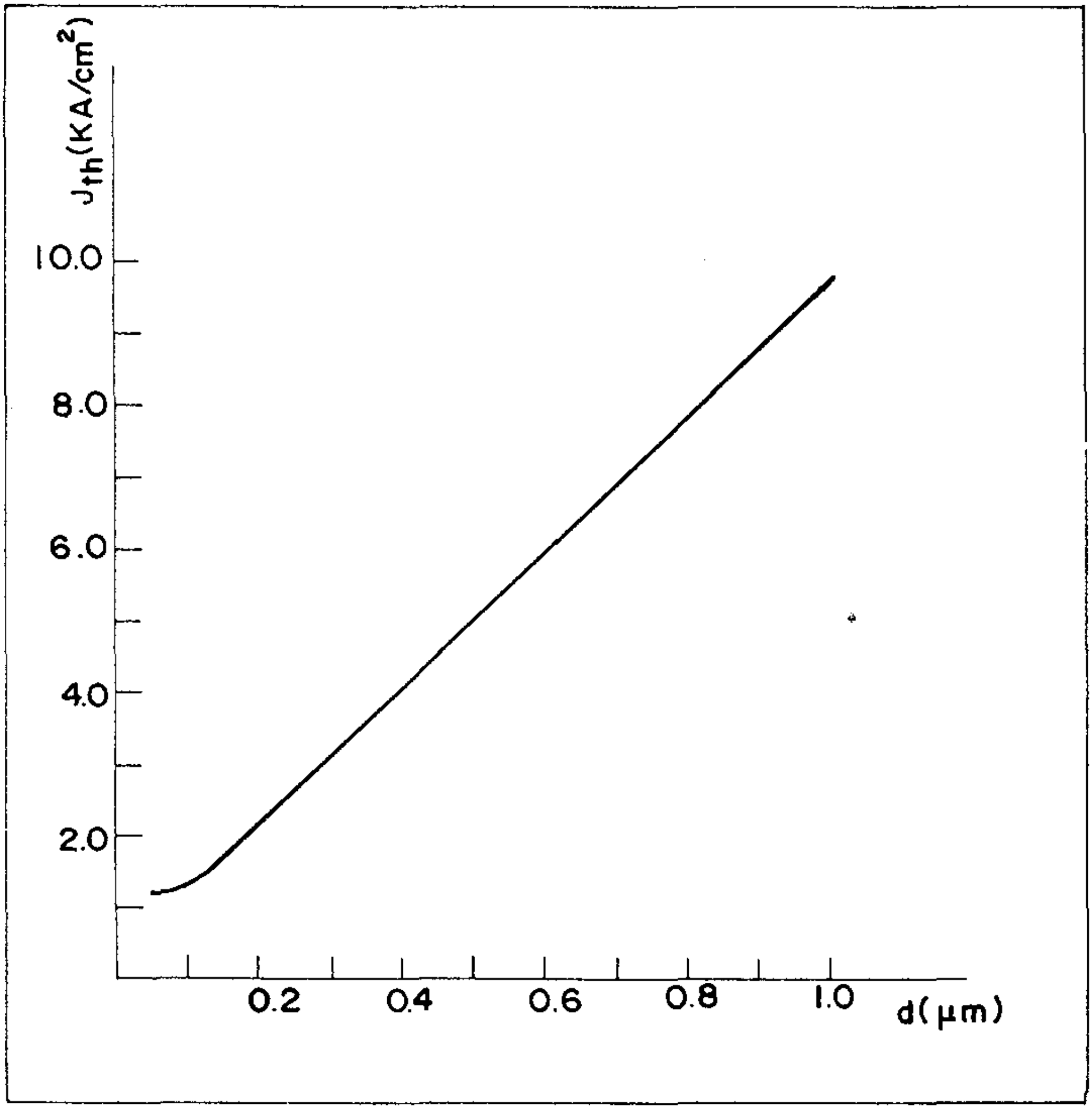


Fig. 33 - Dependência da densidade de corrente limiar com a espessura da camada ativa.

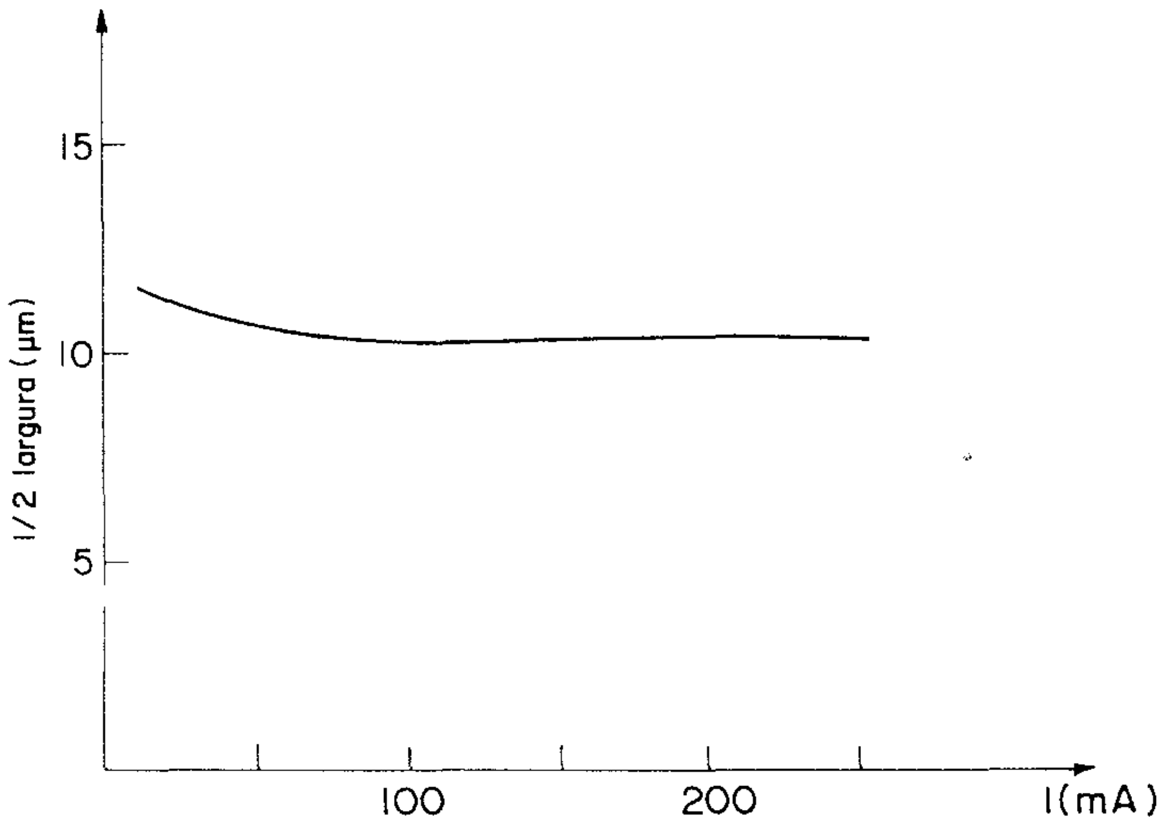


Fig. 34 - Variação da meia largura, calculada na meia altura, das distribuições de densidade de portadores e ganho, com a corrente (laser padrão).

V. - Parte experimental

V.1 - Medida da Resistência Térmica

As aplicações práticas de um laser de junção dependem essencialmente da estabilidade de suas características de emissão. O desenvolvimento de lasers de faixa, operando em apenas um filamento, foi um grande passo no sentido de se obter espectro de emissão ótica bastante estável. Entretanto, ao se operar o laser contínua ou pulsadamente, efeitos térmicos podem produzir indesejáveis mudanças na corrente limiar e comprimento de onda da radiação emitida. É também um fato conhecido, que o tempo de vida útil de um laser depende de sua temperatura de operação. Por isso, além das propriedades que definem o guia de onda onde a radiação será amplificada, é necessário que se considere quais quantidades influem nas propriedades térmicas de um laser.

Já foi discutido no capítulo II, que as propriedades térmicas de um laser de hetero-estrutura dupla podem ser representadas em termos da resistência térmica $\langle R \rangle$, a qual nos fornece a temperatura média da camada ativa. Uma análise da influência dos diversos parâmetros do laser mostra que a largura da faixa e seu comprimento são os fatores predominantes no valor da resistência térmica. A figura 35 mostra a variação de $\langle R \rangle$ com esses parâmetros para o laser típico usado

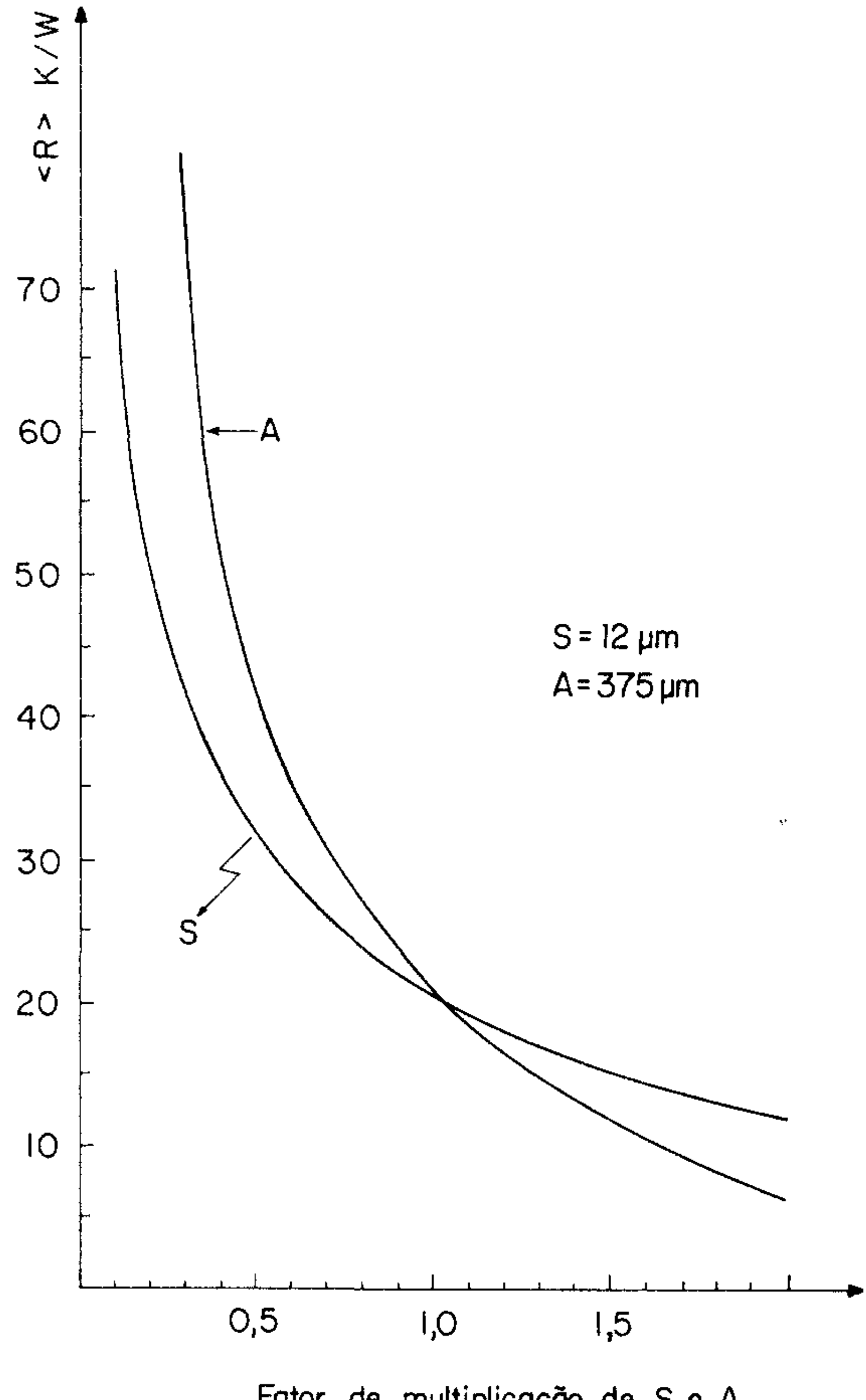


Fig. 35 - Variação da resistência térmica calculada ao se variar a largura da faixa (S) e comprimento do laser (A)

nos cálculos. Observe-se que a redução de S ou A representa uma considerável variação no valor de <R>.

Joyce e Dixon[8] calcularam a influência da resistência térmica da montagem do sistema absorvedor de calor, onde o laser é soldado, sobre a variação da temperatura do laser. Na prática, o laser é soldado sobre um pequeno bloco de diamante ou cobre que, finalmente, é montado sobre um absorvedor maciço de cobre. A resistência térmica da montagem deverá ser somada à resistência térmica do laser para se obter a resistência térmica do conjunto. Usando valores característicos de suas montagens experimentais, os autores mencionados calcularam que a resistência térmica varia de 7,3K/W, ao se considerar o diamante como camada intermediária, e varia de 10,1 K/W quando o diamante é substituído pelo cobre. Embora estes dados dependam de cada sistema de montagem, esta análise mostra que o uso do diamante como camada intermediária não traz grandes vantagens sobre o uso do cobre, embora sua condutividade térmica seja cerca de cinco vezes maior. Deve-se notar aqui que, embora a temperatura média da camada ativa aumente devido ao aumento da resistência térmica, a distribuição de temperatura ao longo da junção não se modifica.

Existem outros mecanismos geradores de calor no dispositivo. Parte da potência externa aplicada é dissipada em forma de calor na resistência do contato e resistência em série do material. Estes valores são característicos da qualidade tecnológica do laser, variam de um dispositivo para outro, e também contribuem para o aumento da temperatura.

A variação de temperatura da camada ativa poderá ser dada, então, por $\Delta T = \Sigma R_i P_i$, onde R_i e P_i são a resistência térmica e a potência dissipada no $i^{\text{ésimo}}$ mecanismo. Obtém-se, assim, um valor efetivo da resistência térmica, que dará uma variação média da temperatura da camada ativa. Este valor será mais próximo do valor calculado para a resistência térmica do laser quanto melhor a qualidade de fabricação do dispositivo. Na prática, como parte da potência externa é consumida em pontos fora da camada ativa, o valor calculado para a resistência térmica do dispositivo deverá ser menor que seu valor experimental.

Limitações experimentais não permitem medidas locais da distribuição de temperatura nas direções transversal e paralela ao plano da junção. Essas medidas ficam limitadas pelo poder de resolução dos aparelhos disponíveis, como no caso do registrador térmico, citado na referência 12, cuja resolução era da ordem de 5 µm. Foi feita, durante esse trabalho, uma tentativa de medida da distribuição de temperatura usando-se um microscópio conversor de infravermelho. Essa tentativa não teve sucesso porque o poder de resolução das lentes do microscópio era de 8 µm quando os lasers disponíveis tinham faixas da ordem de 7-12 µm.

Pode-se medir valores médios da temperatura da camada ativa através da medida da resistência térmica. O método por nós empregado foi proposto por Paoli[42] e baseia-se na dependência do índice de refração da camada ativa com a temperatura. Essa dependência faz com que cada modo longitudinal na cavidade Fabry-Perot, formada pelos espelhos do laser, varie com a variação de temperatura da cavidade. Nessa técnica mede-se o decréscimo de temperatura que deve sofrer o dispositivo para manter fixo um modo da cavidade Fabry-Perot num comprimento de onda selecionado, quando se passa de um regime de alimentação pulsado para o regime contínuo. Desde que se mantenha a corrente de alimentação constante, manter um modo num mesmo comprimento de onda, significa que a cavidade ótica se encontra à mesma temperatura operando continuamente, que quando o laser é operado em freqüência muito baixa. Assim, a variação de temperatura do absorvedor de calor pode ser igualada à variação de temperatura da cavidade ótica devido à passagem de corrente. Portanto, essa técnica é sensível à variações médias de temperatura dentro da cavidade ótica.

V.1a. - Montagem experimental

A figura 36 ilustra a montagem usada para se detetar um modo longitudinal da cavidade. O laser é montado

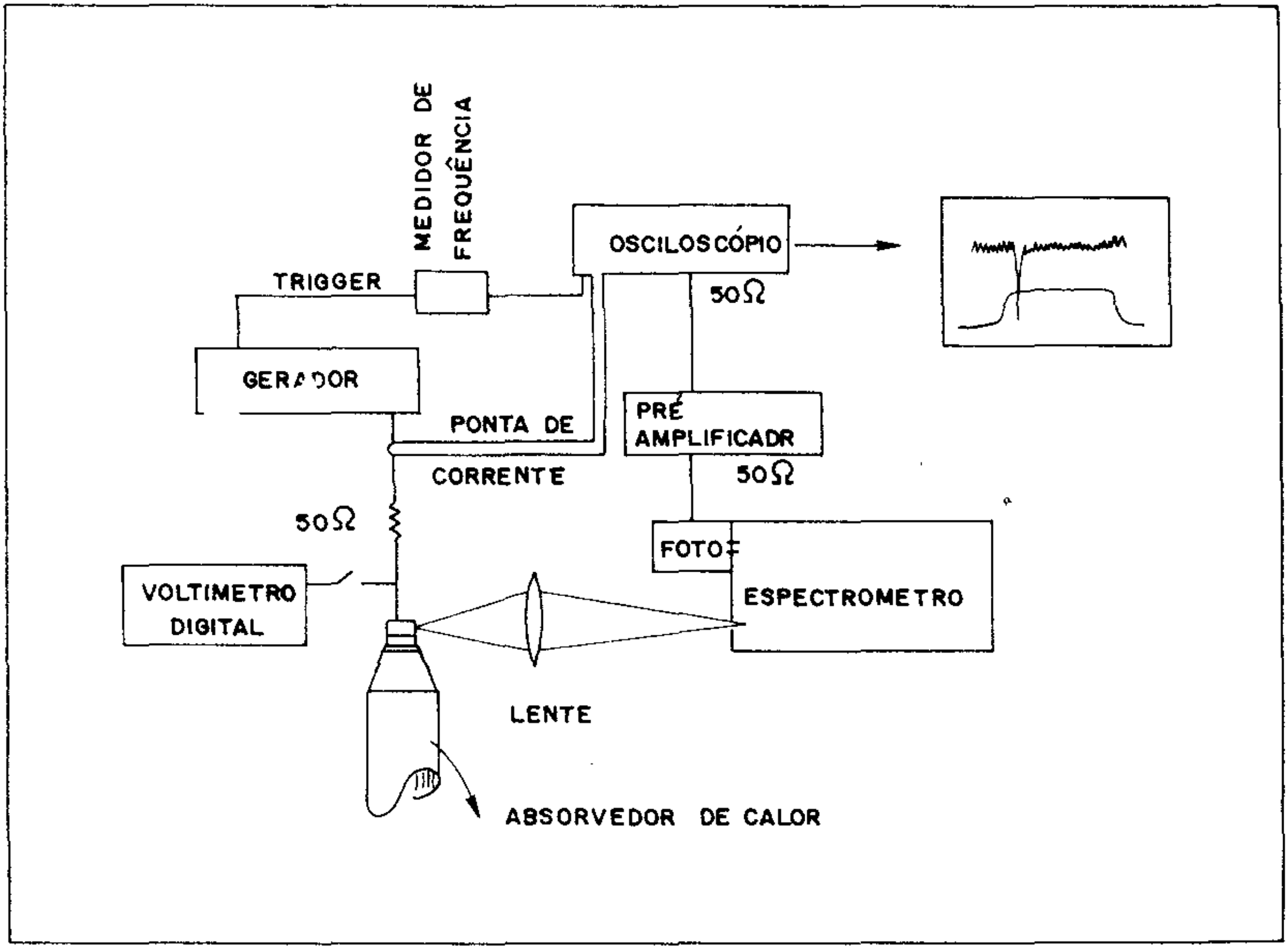


Fig. 36 - Montagem experimental usada para medida da resistência térmica. A largura da fenda do espectrometro usado é 10 μm, para se obter uma resolução de 0,2Å.

num absorvedor de calor imerso em gelo, cuja temperatura é regulada dentro de uma faixa de 0,2C, por um controlador criogênico de temperatura. A temperatura é medida por um termopar de níquel-cromo, colocado no absorvedor tão perto do laser quanto permitido pela geometria. A luz emitida pelo laser é focalizada num monocromador e detetada por uma fotomultiplicadora de GaAsIn. O sinal da fotomultiplicadora é, então, preamplificado e observado na tela de um osciloscópio, onde se vê o pulso de luz no comprimento de onda selecionado pelo monocromador.

O laser é alimentado inicialmente por um pulso de 500nseg e freqüência de 2 KHz. Neste caso, o pulso é suficientemente estreito para que o aumento de temperatura seja mínimo. A temperatura inicial é de 20C e a amplitude da corrente é mantida tão abaixo da corrente limiar quanto permitido pela sensibilidade do sistema.

O gerador de pulso utilizado para alimentar o laser permite variação de freqüência desde 1KHz até contínuo. Possui opção de pulso duplo, fornecendo sinais de mesma freqüência mas de larguras ajustáveis. Varia-se a razão entre a largura do pulso e seu período, variando-se a freqüência do sinal, até que essa razão alcance o valor de 50%. Esse procedimento acarreta aumento da temperatura do dispositivo. A partir daí passa-se a usar o gerador em regime de pulso duplo. Variando-se a diferença de fase entre os dois pulsos aumenta-se a largura do pulso resultante até se obter um sinal contínuo.

Para se determinar a potência dissipada no dispositivo mede-se a voltagem diretamente nos contatos do laser, com um voltímetro digital. A corrente dc é medida com uma ponta de prova de corrente. A potência P dissipada é dada pelo produto VI, desde que a corrente I seja mantida abaixo da corrente limiar, condição em que, a potência radiativa representa uma fração mínima da potência fornecida. A resistência térmica é então dada pela relação $R = \Delta T/(V.I)$.

Para se minimizar o efeito do transiente de temperatura entre o laser e o absorvedor de calor, o comprimento de onda do modo deve ser selecionado à 50nseg do início do pulso. Escolhidas uma corrente de operação do laser e uma freqüência do modo, nenhum ajuste posterior é feito nesses valores durante o processo de medida.

Sendo a largura do modo da ordem de 0,2Å, seu comprimento de onda é um sensível indicador da temperatura da cavidade. Uma variação da temperatura do guia de onda produz uma mudança no seu índice de refração e,portanto,uma variação no comprimento de onda do modo. Em medidas com resolução em tempo observa-se o movimento do modo dentro do pulso excitador à medida que o laser é aquecido ou resfriado.

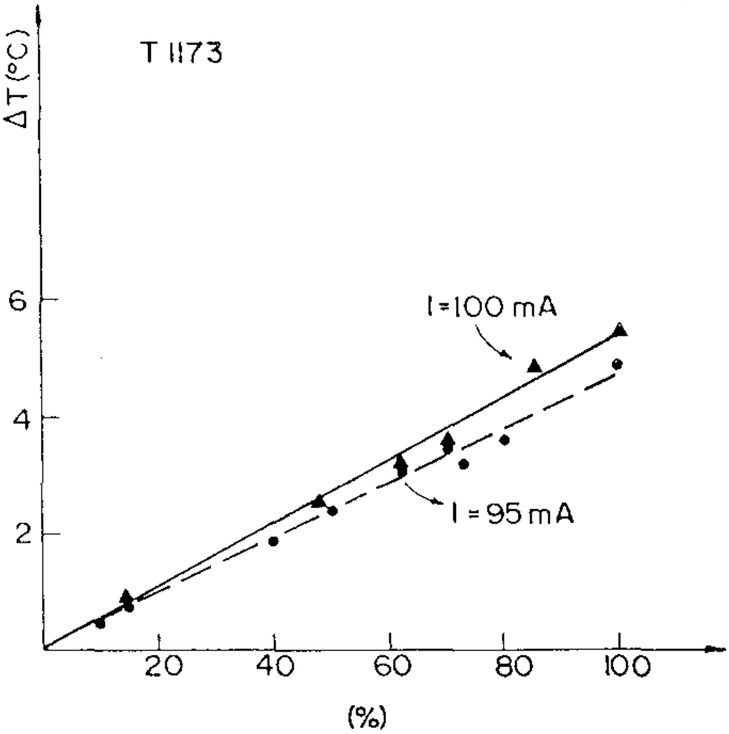
O valor da resistência térmica assim medido, é uma média sobre a distribuição espacial de temperatura que deve existir na junção, como também sobre todos os pontos de calor que possam existir no laser, e que afetem a temperatura da cavidade ressonante.

V-1b - Resultados

A resistência térmica foi medida para lasers de bombardeamento de protons T1173 (HP) e HLP 1400.4683. Os lasers tem 380 μm de comprimento e são soldados num absorvedor de cobre.

O laser T1173 tem 7 μm de largura de faixa. Embora não se tenha mais informações sobre as camadas que o compoem, já foi visto que o comprimento e largura da faixa determinam a maior variação na resistência térmica calculada. Considerando-se a estrutura típica usada nos cálculos anteriores, determina-se teòricamente o valor de 28,7 K/W para a resistência térmica.

A figura 37 mostra uma variação linear entre a variação de temperatura medida e a razão largura-período do pulso, para diferentes valores de corrente de operação. O valor de ΔT para 100% da razão largura-período do pulso é a variação de temperatura produzida ao se operar o laser continuamente. Este valor coincide com o valor medido diretamente.



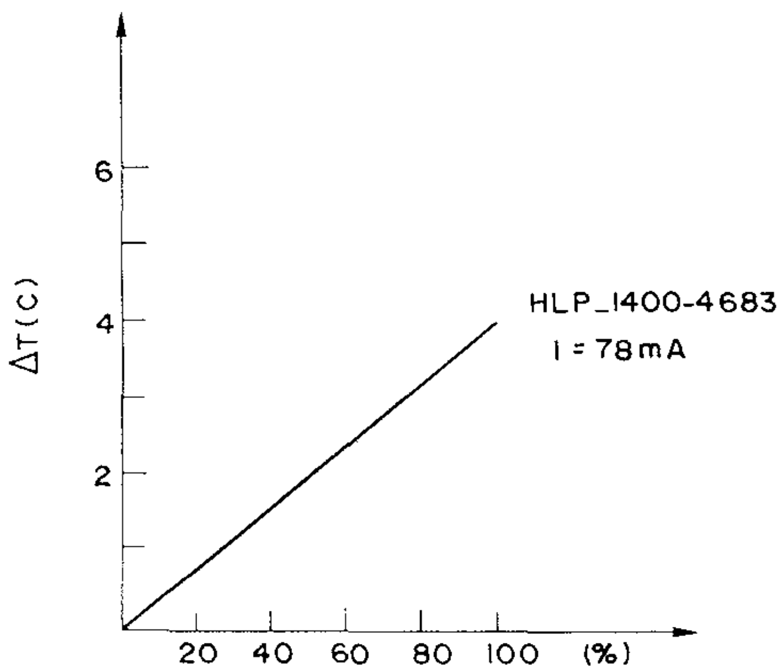


Fig. 37 - Variação da temperatura medida ao se aumentar a razão largura-período do pulso de corrente de alimentação para os dois lasers usados. O valor 100% corresponde à operação contínua.

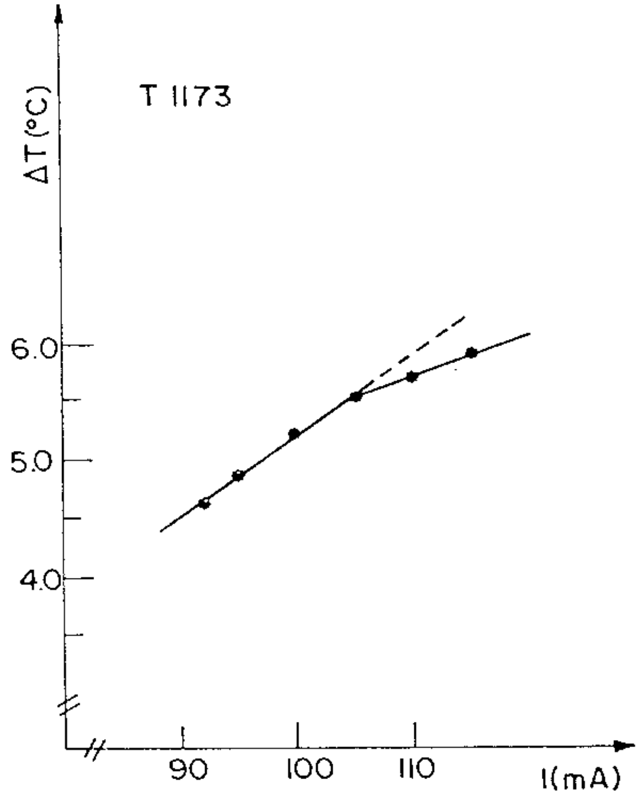
Conhecendo-se a voltagem aplicada ao dispositivo, determina-se o valor da resistência térmica média:

laser	R_T(C/W)	I_{th}(mA)
HP- T1173	30,6	108
HLP-1400.4683	30,5	81

A linearidade da variação de temperatura com a razão largura-período sugere que a medida é sensível à uma variação média da potência, e, portanto, reforça a afirmação anteriormente feita, de que se deve usar correntes menores que a corrente limiar.

A figura 38 ilustra a variação de temperatura medida em função da corrente. Observa-se que para correntes superiores à limiar, a inclinação da reta não é a mesma que para correntes inferiores à limiar. Isto porque a temperatura do guia não aumenta na mesma razão pois nesta região a emissão radiativa diminui a fração da potência fornecida que é transformada em calor.

O valor calculado para a resistência térmica (28,7K/W) está em razoável concordância com seu valor medido (30,6K/W). A pequena diferença aparece porque o escoador de calor (cobre) não é perfeito como assumido inicialmente.



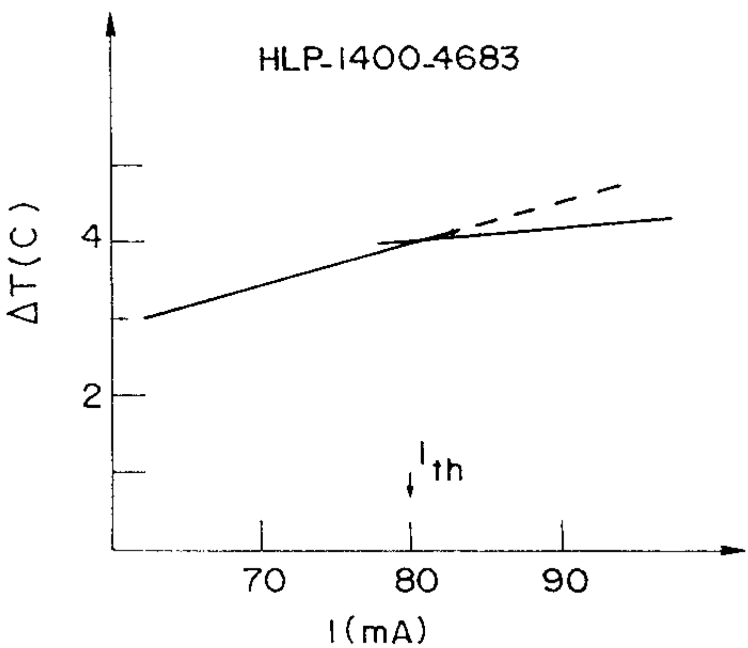


Fig. 38 - Variação da temperatura em função da corrente de alimentação contínua, para os lasers T1173 (I_{th} ~ 105mA) e HLP - 1400.4683. (I_{th} ~ 80 mA)

V.2. Medida do efeito da temperatura sobre a constante dielétrica para o laser HP-T1173

A influência da temperatura sobre o índice de refração, foi observada na medida da resistência térmica, pela variação do comprimento de onda de um modo longitudinal. Desde que, a injeção de portadores também modifica o índice de refração, o comprimento de onda λ do modo deve variar com a densidade corrente que circula pelo dispositivo. Observando-se o deslocamento $\delta\lambda$ de um modo longitudinal pode-se avaliar variações do índice de refração ou da constante dielétrica da cavida ótica.

Se A é o comprimento do laser, a condição para que haja ondas estacionárias propagando-se na direção perpendicular aos espelhos (modos longitudinais) é dada por:

$$m\left(\frac{\lambda}{2N}\right) = A \qquad \text{(V.1)}$$

onde λ/N é o comprimento de onda da radiação no meio.

A separação entre modos longitudinais adjacentes é obtida diferenciando-se a equação acima:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2AN_e} \qquad \text{(V.2)}$$

onde $$N_e = N\left[1 - \frac{\lambda}{N}\,\frac{\partial N}{\partial \lambda}\right] \qquad \text{(V.3)}$$

é o índice de refração efetivo que leva em conta a presença de um meio dispersivo. Usualmente o valor de N_e é determinado, para cada laser, medindo-se a separação entre dois modos longitudinais. Observa-se que esta separação $\Delta\lambda$ é característica da cavidade Fabry-Perot e pràticamente independe da corrente de injeção.

Variações no comprimento de onda $\delta\lambda$ de um modo, podem ser relacionadas com variações no índice de refração pela expressão[43]:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta N}{N_e} \qquad (V.4)$$

A relação entre a constante dielétrica e o índice de refração é dada por:

$$\varepsilon = N^2 \qquad (V.5)$$

Então:

$$\delta\varepsilon = 2N\ \delta N \qquad (V.6)$$

Sendo conhecida a variação no índice de refração devido a influência da temperatura, pode-se calcular a variação correspondente na constante dielétrica.

V.2a - Medidas e resultados

O laser usado neste experimento foi o laser HP-T1173 já descrito na seção V.1a. A luz emitida pelo laser é focalizada na fenda de entrada do monocromador e, após analisada espectralmente, é focalizada numa fotomultiplicadora de GaAsIn. Para medidas à corrente contínua, a corrente gerada na fotomultiplicadora é lida num eletrometro e, finalmente, o espectro é registrado. Para medidas AC, o sinal da fotomultiplicadora passa por um osciloscópio "sampling", a fim de se selecionar um pequeno intervalo de tempo, no início do pulso, para resolução espectral e é depois registrado.

A figura 39 mostra espectros dos modos longitudinais obtidos para laser em operação contínua e pulsada. Observe-se o deslocamento do modo para λ menores, ao se aumentar a corrente, sendo esta mantida abaixo da corrente limiar. Os acréscimos na corrente devem ser suficientemente pequenos, para poder se acompanhar cuidadosamente o movimento do modo.

O deslocamento $\delta\lambda$ do modo se deve à mudança do índice de refração quando da injeção de corrente. O índice de refração depende da energia da banda proibida, que varia com a injeção de portadores e com a temperatura. O aumento na densidade de portadores, com consequente aumento na energia da banda proibida, é o efeito responsável pelo deslocamento

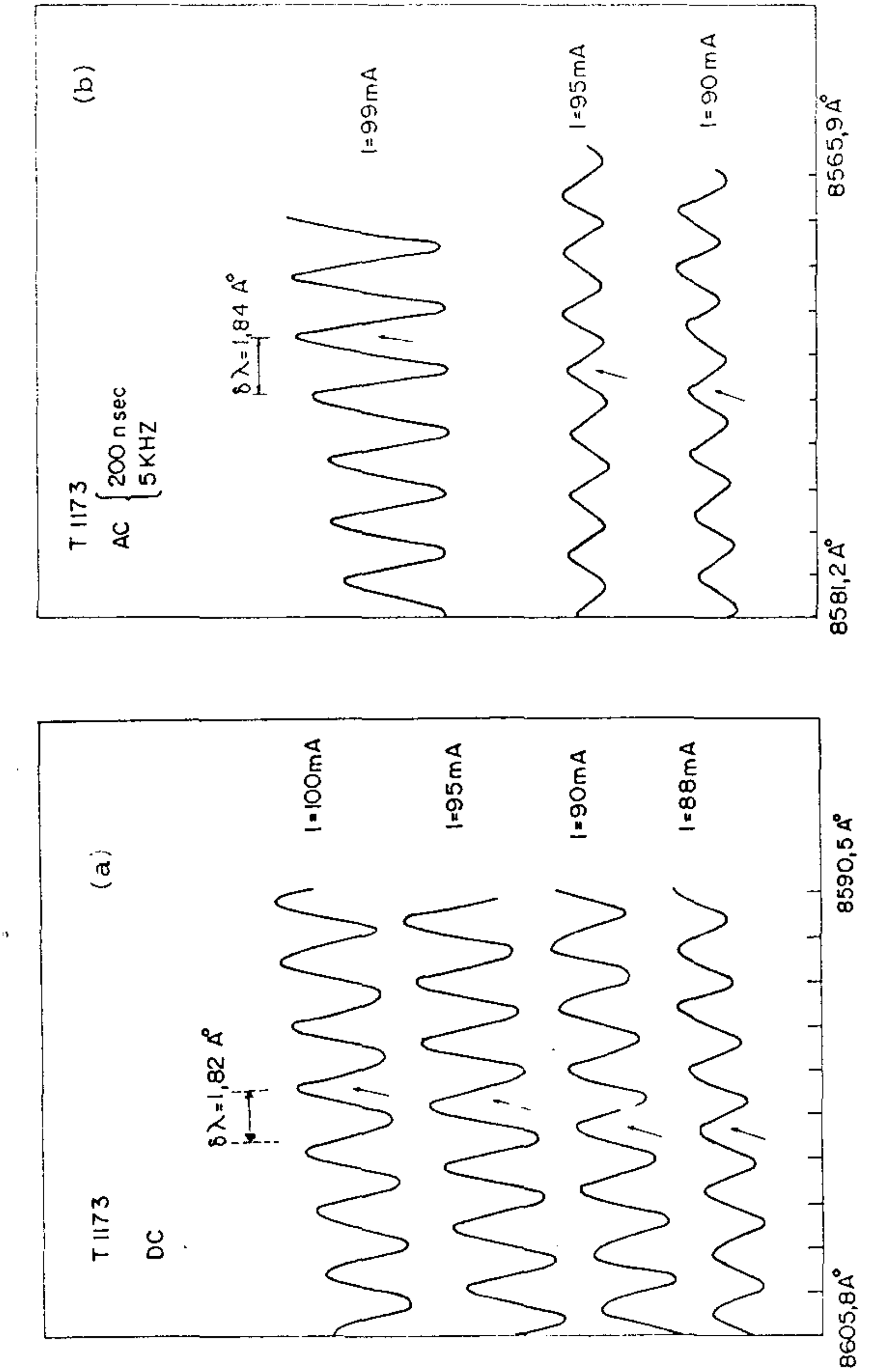


Fig. 39 - Modos longitudinais emitidos pelo laser T1173. O modo se move para λ menores com o aumento da corrente devido a variação do índice de refração efetivo da cavidade ressonante.

do modo para λ menores. O aumento na temperatura representa um aumento no índice de refração, menor energia de gap, menor energia do foton emitido e, um deslocamento do modo para λ maiores.

Numa medida DC, o deslocamento $\delta\lambda$ se deve aos efeitos combinados, e opostos, da temperatura e densidade de portadores sobre o índice de refração da cavidade, como descrito pela equação:

$$\left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_{DC} = \left(- \frac{d\lambda}{dI}\right)_T + \left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_n \qquad (V.7)$$

O termo $(d\lambda/dI)$ para medida DC é calculado a partir da figura 39a. O valor médio obtido, considerando-se diversos intervalos de corrente foi

$$\left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_{DC} = 15{,}2 \times 10^{-2} \;\text{Å/mA}$$

O termo $(d\lambda/dI)$, que só depende da densidade de portadores, é calculado de modo análogo, utilizando-se a figura 39 b. Para que o efeito de temperatura seja desprezível, o pulso de corrente deve ser estreito e de baixa freqüência. O valor médio medido foi:

$$\left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_n = 20{,}8 \times 10^{-2} \;\text{Å/mA}$$

A influência térmica sobre $\delta\lambda$ é calculada (eq. V-7) :

$$\left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_T = 5{,}6 \times 10^{-2}\ \mathring{A}/mA$$

A contribuição dos portadores sobre $\delta\lambda$ supera a da temperatura, e o modo se movimenta no sentido de λ decrescente, como observado.

A técnica usada para medida da resistência térmica (Sec. V.1), permite medir experimentalmente o fator $(d\lambda/dI)_T$, que poderá servir como termo de avaliação dos resultados acima apresentados. Temos que:

$$\left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_T = \frac{\partial \lambda}{\partial T} \; \frac{\partial T}{\partial I} \qquad (V.8)$$

O termo $\partial T/\partial I$ é dado pela declividade da reta obtida na figura 38, para correntes abaixo da corrente limiar.

O termo $\partial\lambda/\partial T$ é medido observando-se o modo Fabry-Perot exatamente como descrito anteriormente. Selecionado um modo longitudinal, diminue-se lentamente a temperatura da cavidade. Devido ao aumento da energia de gap, o modo se desloca para λ menores e só é observado no osciloscópio para tempos maiores, quando o efeito de aquecimento devido à largura do pulso é suficiente para compensar essa variação. Reduzindo-se a temperatura do absorvedor até que um novo modo λ apareça na tela do osciloscópio, determina-se a variação de temperatura ΔT que define a separação entre os modos adjacentes. O valor medido para diversas correntes AC e DC é 2,6 ^{o}C, e corresponde a uma separação $\Delta\lambda$ = 2,5 Å. Esse resultado, praticamente independente do nível de injeção ou regime de operação, era esperado, desde que a separação entre modos longitudinais é característica da cavidade Fabry-Perot.

O valor medido é :

$$\left(\frac{d\lambda}{dI}\right)_T = 5,5 \times 10^{-2}\ \text{Å/mA}$$

Comparando-se este resultado com o valor obtido à partir das medidas espectrais (eq. V-7) concluimos que os métodos são consistentes e se pode estimar o valor de $(d\lambda/dI)_T$ com precisão da ordem de 2 %.

Estamos agora, em condição de calcular a variação da constante dielétrica com a temperatura. Substituindo-se as equações (V-2) e (V-4) em (V-6) obtém-se

$$\frac{d\varepsilon}{dT} = \delta\varepsilon = \frac{\lambda\ N\ \delta\lambda}{A(\Delta\lambda)} = 3,04 \times 10^{-3}\ /C$$

onde N = 3,52 é o índice de refração do GaAs; $\delta\lambda$ é o desloca mento do modo por unidade de temperatura; e λ = 8539 Å, comprimento de onda do modo selecionado.

Este valor é comparável ao resultado de $3,14 \times 10^{-3}$/C obtido por Turley[43]. No seu cálculo o autor assume uma dependência linear entre a corrente e a variação de temperatura. A diferença de 3% entre os dois valores, sugere que este é um valor característico da variação da constante dielétrica com a temperatura para lasers com camada ativa de GaAs.

Analisando-se os espectros obtidos para correntes DC acima da corrente limiar, observa-se que o comprimento de onda do modo longitudinal selecionado não se modifica, desde o limiar até corrente da ordem 1,15 I_{th}. Variações acima desse valor fazem com que o modo se movimente no sentido oposto do inicial, isto é, para λ maiores. Este comportamento é explicado a seguir.

Medidas experimentais mostram que acima da corrente limiar a densidade de portadores na camada ativa se mantém constante, ou varia muito pouco nas bordas do modo[44,45]. Como para este laser, o efeito da temperatura sobre o índice de refração é bem menor (~ 1/4) que o da injeção de portadores, pequenas variações em n podem ser suficientes para anular o efeito da temperatura. Logo, o comprimento de onda do modo longitudinal não se modifica. Quando as variações produzidas no índice de refração pelo aquecimento, superam as variações negativas devidas aos portadores, o modo se desloca para λ maiores.

Medidas AC acima do limiar não indicam nenhuma variação no comprimento de onda do modo. Isso confirma a observação de que a densidade de portadores se mantêm fixa acima do limiar, desde que, nas condições da experiência, o aquecimento produzido pela corrente é desprezível.

VI - Conclusão

Em trabalhos anteriores sobre determinação da corrente limiar em lasers de heteroestrutura dupla de faixa de GaAs, a dependência com a temperatura foi sistematicamente negligenciada. Um dos objetivos deste trabalho foi estudar como a distribuição de temperatura afeta o comportamento do laser, em particular, a corrente limiar.

O modelo de cálculo iterativo assumido, levando em conta a distribuição de temperatura na junção, resulta numa corrente limiar mais realista, no sentido de se evitar uma super-estimação de seu valor. A influência da temperatura foi mostrada ser particularmente importante para lasers de faixa estreita. O cálculo da resistência térmica, levando-se em conta a distribuição de temperatura calculada e os parâmetros das camadas que compõem o dispositivo, concorda muito bem com o valor experimental determinado neste trabalho. Esta concordância reforça as hipóteses assumidas para o modelo teórico.

O cálculo da corrente limiar requereu o estudo das distribuições de temperatura, densidade de corrente, portadores e ganho. A dependência dessas distribuições com os diversos parâmetros do laser foi analisada. Os cálculos efetuados mostraram uma forte dependência da densidade de corrente limiar com a largura da faixa (S). O aumento em J_{th} com a diminuição de S se deve, principalmente, à difusão lateral de portadores e às perdas por difração. A concordância entre as densidades de corrente limiar, calculadas para diversas larguras de faixa, e os resultados experimentais obtidos para lasers de faixa plana, mais uma vez reforçam a validade das hipóteses iniciais.

A espessura da camada ativa e o comprimento de difusão também são fatores importantes na determinação de J_{th}. Uma redução nestes parâmetros resulta em densidades de corrente limiar mais baixas.

Analisando-se as diversas distribuições existentes ao longo da junção, e suas modificações com a corrente, conclue-se que o confinamento da radiação na direção paralela à junção se deve ao perfil de ganho existente nessa direção, que inclue os efeitos de temperatura e injeção de portadores.

Experimentalmente, mediu-se a variação que sofre o índice de refração da cavidade ressonante do laser, quando da passagem da corrente. Separando-se os efeitos opostos da injeção de portadores e temperatura determinou-se a variação com a temperatura da constante dielétrica do GaAs.

Como sugestão para trabalhos futuros propomos a extensão destes cálculos para o regime de emissão estimulada. A determinação de novas distribuições de temperatura, portadores e ganho, e suas modificações com a corrente podem levar à importantes interpretações de dados experimentais. Estes cálculos também podem ser extendidos à outros tipos de laser de junção.

Distribuição de temperatura, potencial e densidade de corrente

```
C       CALCULO DA DISTRIBUICAO DE CORRENTE A PARTIR DA TEMP. DADA PELO
C       TRABALHO DE JOYCE
C       LASER DH COM REGIAO ATIVA TIPO P COM XNA ACEIT. E XND DOADORES
C         CALCULO DOS VALORES INICIAIS
C         COM OS DADOS INICIAIS FAZ A INTERACAOATE A CONVERGENCIA
C         E AI CALCULA A DISTRIBUICAO EM X
        DIMENSION FF(100),DJ(2500)
        DIMENSION T(20),SG(20), (20),RR(20),QR(20),II(20)
        COMMON VAP
          CALL OFILE(1,'.DAT')
C       ASSINALAMENTO DA UNIDADE 5 (COMANDO "WRITE(5") PARA A IMPRESSORA
        READ(2,12) (II(I),T(I),SG(I),I=1,13)
 12     FORMAT(I2,F10.2,F7.3)
        WRITE (5,13)
 13     FORMAT('1',2(3X,'I',6X,'T(I)',9X,'SG(I)',12X))
        WRITE(5,14)(II(I),T(I),SG(I),I=1,13)
 14     FORMAT(2(1X,I3,3X,E11.4,3X,F7.4,12X))
        READ(2,10)A,B,XL,M,MI
 10     FORMAT(5G)
        WRITE (5,11)A,B,XL
 11     FORMAT(//,3X,'A=',E11.4,3X,'B=',E11.4,3X,'XL=',E11.4)
        WRITE(5,66)M,MI
 66     FORMAT(2X,'M=',I5,3X,'MI=',I5)
        WRITE(5,54)
 54     FORMAT(3X,'SEQUENCIA DE LEITURA DOS DADOS:X,Q(0),T,V,EG,J,Q,NJ')
        READ(2,4)VAP,THS
  4     FORMAT(2G)
C       TEMPERATURA DO HEAT SINK =298K .E  O DADO THS
C       DADOS M CAMADAS ACIMA DA JUNCAO
C       DADOS MI CAMADAS ABAIXO DA JUNCAO
C       B,A, SAO LARGURA DO LASER E DO STRIPE
C      XL E O COMPRIMENTO DO LASER
C       XJ GERACAO DE CALOR / UNID. AREA STRIPE
C       T(I), SG(I) SAO ESPESSURA E COND. TERMICA DAS CAMADAS
C       RT OU RE E A RESISTENCIA TERMICA DO MATERIAL
C       CONSTANTES FISICAS E MATEMATICAS USADAS
          J=1
          K=1
        DLT=0.
C       ATENCAO:FAZER DLT=0.SE O PROGRAMA FOR CALCULADO APENAS PARA UM
C       VALOR DE V A UMA DADA TEMPERATURA
        ZB=0.
C       ZB E UM CONTADOR USADO PARA CALCULAR V,QUE SERIA UM DADO DE ENTRA
C       DA PARA V VARIANDO DE 0.01 QUANDO ZB=0. E 0.001 QUANDO ZB=1.
C         CON E APENAS UM CONTADOR
 400    CON=0.
        X=0.
          IX=0
          IHR=10
          TH=3.E+3
          TOT=0.
          YH=FLOAT(IHR)/100.
          XH=YH/TH
        X1=0.
C       X1 E A VARIAVEL X EM CM
        ZA=0.
C       ZA E UM CONTADOR USADO APENAS PARA SE CALCULAR OS VALORES
C       INICIAIS DE J ,I, DADOS V E  TEMP.DA AMOSTRA
        TE=THS
        CTE=4.9E+15
```

```
      PR=5.3E-9
      RA=.2E-1
      ESP=.2E-4
      WRITE(5,233)ESP
 233  FORMAT(2X,'ESP=',E8.2)
C     VOP E O POTENCIAL APLICADO EM EV
C     CTE E UMA CONSTANTE USADA NO VALOR DE NI
C     ESP  E A SOMA DAS ESPESSURAS DAS CAMADAS P
      RE=6.2E-2
      DE=220.
      EL=10.8E-4
      WRITE(5,231)RE,DE,EL
 231  FORMAT(2X,'RES=',E7.2,2X,'COEF DIF=',F8.2,2X,'C. DIF=',E10.3)
C     RA E A ESPESSURA DO STRIPE O
      ALF=EL**(-2)
C     DE E A CONSTANTE DE DIFUSAO DOS ELETRONS
C     EL E O COMPRIMENTO DE DIFUSAO DOS ELETRONS
      BM=(B-A)/2.
      CE=1.602E-19
      EGO=1.522
      AL=5.8E-4
      BET=300.
C     CE E A CARGA DO ELETRON NO MKS
C     EGO E A ENERGIA DO GAP A ZERO GRAUS KELVIN
C     AL E BET SAO CONST. ALFA E BETA
      PA=0.
      XMC=0.072
      XMV=0.55
C     XMC E A MASSA DO ELETRON NA BANDA DE CONDUCAO
C     XMV E A MASSA EFETIVA DO BURACO NA BANDA DE VALENCIA
      XNA=1.5E+18
      XND=3.E17
C     RE E A RESISTIVIDADE ELETRICA E OHMS*CM
      XMP=CTE*((XMC*XMV)**.75)
      XNN=DE/(XNA*EL)
      WRITE(5,17)XMP,XNN
 17   FORMAT(//,2X,'XMP=',E10.4,2X,'XNN=',E10.4)
      IF(LA.LE.0)GO TO 53
C     INICIO DO CALCULO DA TEMPERATURA
 20   XK=6.2832/B
      G=XJ*XL*A
      D=2./(G*A)
      C=4.*XJ/(B*(XK**2.))
C     CALCULO DE R(1,0)
      BETA=0.
      DO 15 I=1,MI,2
 15   BETA=(A/B)*XJ*(T(I)/SG(I))+BETA
      W=BETA/D
 33   X1=X/(10.**4)
      SOMA=0.
      SM=0.
      N=1
C     CALCULO DE R(2,1)
 29   I=M
      R(I)=TANH(N*XK*T(I))
 5    Z=SG(I)*R(I)
      I=I-2
      XR(I)=TANH(N*XK*T(I))+Z/SG(I)
      QR(I)=1.+(Z/SG(I))*TANH(N*XK*T(I))
      R(I)=XR(I)/QR(I)
      IF(I-2)3,3,5
```

```
3     PT=R(I)*GG(I)
C     CALCULO DE R(1,0)
      I=M1
      R(I)=1./TANH(N*XK*T(I))
18    ZA=GG(I)*T(I)
      I=I-2
      XN(I)=TANH(N*XK*R(I))+ZA/GG(I)
      XD(I)=1.+(ZA/GG(I))*TANH(N*XK*T(I))
      R(I)=XN(I)/XD(I)
      IF(I-1)6,6,18
6     RI=R(I)*GG(I)
      Y=SIN(N*XK*A/2.)
      DB=C*Y
      QQ=N**2*(R1+R2)
      BT=DB/QQ
      SS=(BT*Y)/(N*XK)
      SOMA=SOMA+SS
      ZT=BT*COS(N*XK*X1)
      SM=SM+ZT
      SP=ZT/SM
      IF(SP-0.000001)22,8,8
22    IF((SS/SOMA)-0.000001)7,8,8
8     N=N+1
      GO TO 29
7     TT=BETA+SM+THS
C     FINAL DO CALCULO DA TEMPERATURA
      IF(TT.GE.1000.)GO TO 401
C     CALCULO DAS FUNCOES DEPENDENTES DA TEMP. USADAS NA SUBROTINA
53    EG=EGO-(AL*TT*TT/(BET+TT))
C     EG E A VARIACAO DO GAP COM A TEMPERATURA
      CT=(8.616E-5)*TT
C     CT E A CTE DE BOLTZMANN (K) EM  EV/K
      XNI=XMP*(TT**1.5)*EXP(-EG/(2.*CT))
      PR=CL*(XNI**2.)
C     XNI E A DENSIDADE DE PORTADORES INTRINSECA
      XJN=PR*XN
C     XJN E A CORRENTE DE ELETRONS MINORITARIOS
      IF(X1-A/2.)27,27,28
27    V=VAP
      GO TO 30
C     DETERM. DAS CTES PARA OBTER O VALOR DE V(X)
28    RK=SQRT(XJN*RE/(CT*ESP))
      CALL LUTA(CT,RK,BL,QQ)
      AA=ALOG(2*(QQ**2.))
      BB= QQ*RK*(X1-A/2.)
      EE=1./(COS(BB)**2.)
      CC=ALOG(EE)
      DD=AA+CC
      V=DD*CT
30    DN=XJN*EXP(V/CT)
        DNN(K)=DN
        COR=DN*A*XL
        PORT=DN*TR/(CE*RA)
      CGE=V*DN
C     COR E A CORRENTE GERADA EM AMPERE
C     CGE E A QUANTIDADE DE CALOR GERADO W/CM*C
      IF(X1.GT.0)GO TO 405
      IF(ZA.GT.0)GO TO 55
C     ZA MAIOR QUE ZERO SIGNIFICA QUE OS DADOS INICIAIS JA FORAM
C     CALCULADOS E PASSA-SE PARA A EXECUCAO DO PROGRAMA
```

```
      XJ=CGL
      WRITE(5,56)
 56   FORMAT(2X,'VALORES INICIAIS')
      WRITE(5,57)XJ,TT,V,DN,CGN
 57   FORMAT(2X,E10.5,2X,2(F8.4,3X),2(E10.5,3X))
      ZA=ZA+1.
      GO TO 20
 55   PA=PA+1.
      IF(PA-20.)21,21,3002
 21   IF(ABS(CGL-XJ)-0.00001*XJ)406,406,23
 23   XJ=CGL
      GO TO 25
 406   WRITE(1,111)X,PORT,DG,TT
 111  FORMAT(2X,G,',',G,',',G,',',G)
        IF(K.EQ.CON)GO TO 114
        GO TO 113
 114    WRITE(5,237),X,XJ,TT,V,DG,DN,CGL,PORT
 237     FORMAT(2X,F7.2,2X,E10.5,2X,3(F8.4,3X),3(E15.5,3X))
        CON=CON+2
        WRITE(5,339)XJJ,RK,DN
 339    FORMAT(2X,'XJN=',E10.4,2X,'RK=',E10.4,2X,'K(AJ)=',E10.4)
 113    J=J+1
C     SE NAO QUISERMOS A VARIACAO EM X RETIRAR OS CARTOES QUE SE SEGUEM
        IF(DET.GT.0)GO TO 445
C     ATE IF(DET.EQ.0) OU ACRESCENTAR IF(DET.NE.0) GO TO VAP=VAP+DET
      IF(X1-(B/2.))25,25,26
 25     IF(IX.GE.4000)IHR=50
      IX=IX+IHR
        X=FLOAT(IX)/100.
        K=K+1
      GO TO 33
 26   EE=A+J*SOMA
        IMAX=J-1
        WRITE(1,673)IMAX
 673    FORMAT(2X,I5)
      WRITE(5,16)N,EE,IMAX
 16   FORMAT(3X,'N=',I5,6X,'ET=',F10.5,3X,'IMAX=',I10)
C       CALCULO DA CORRENTE PELO METODO DE SIMPSON
        DO 347 K=2,399,2
 347    TOT=TOT+4.*DNN(K)+2.*DNN(K+1)
        AREA=XH*(DNN(1)+TOT-DNN(401))
        CORR=2.*XL*AREA
        WRITE(5,500)CORR
 500    FORMAT(2X,'CORRENTE =',G)
      IF(DET.EQ.0)GO TO 444
      WRITE(5,4401)
 4401 FORMAT(/,2X,'VARIACAO DE V')
  445  VAP=VAP+DET
      GO TO 440
 3002 WRITE(5,35)
 35   FORMAT(2X,'A FUNCAO CALOR GERADO NAO CONVERGIU APOS 10 PASSOS')
      GO TO 404
 401  WRITE(5,403)TT,XJS,VAP
 403  FORMAT(2X,'OVERFLOW PARA T=',F10.4,2X,'JS=',E10.5,'V=',F8.4)
 404  IF(ZB.EQ.1)GO TO 444
      IF(DET.EQ.0)GO TO 444
      VAP=VAP-DET
      DET=0.001
      VAP=VAP+DET
      ZB=ZB+1.
      GO TO 4400
```

```
44    CALL EXIT
        END FILE 1
      END
      SUBROUTINE LUTA(CT,EK,BL,EFC)
      DIMENSION EF(199)
        COMMON VAP
C     PROCESSO DE AUTOCONSISTENCIA VARIANDO EFC ATE OBTER ZNC COM P
C    1PRECISAO DE 0.1 POR CENTO DO VALOR CERTO DE N
C     A CTE .99375 MULTIPLICADA PELO VALOR MAXIMO DE K DA APROXIM
C    1O VALOR K(AJUSTE)PROCURADO
      XPI=3.141593
      DET=.005
      DEL=0.01
      XX=BL*EK
      I=1
      EF(I)=0.99375*XPI/(2.*XX)
      FF=EF(I)
      EP=SQRT(2.)*EXP(-VAP/(2.*CT))
      PA=0.0
50    PA=PA+1.0
      EFC=EF(I)
      ZN=COS(XX*EFC)
      ZNC=EP*EFC
      SP=ZNC-ZN
      I=I+1
      IF(PA-20)2,2,40
2     IF(PA-1)99,99,12
99    IF(ZNC-ZN)10,777,13
13    DET=-DET
      B=-1.
      GO TO 12
10    B=1.
12    IF(ABS(ZNC-ZN)-DEL*ZNC)777,777,105
105   IF(B*(ZNC-ZN))16,777,17
16    EF(I)=EF(I-1)+DET*EF(I-1)
      FF=EF(I-1)
      GO TO 50
17    DET=DET/2.
      EF(I)=FF+DET*FF
      GO TO 50
40    WRITE(5,25)
25    FORMAT(2X,'NAO FOI POSSIVEL ACHAR VALOR SATISFATORIO PARA K')
777   RETURN
      END
```

Distribuição da densidade de portadores

```
      DIMENSION GS(1000)
      DIMENSION X(2000),PORT(2000),V(1000),G(1000),T(1000)
C     CALCULO DA DISTRIBUICAO DE PORTADORES USANDO O METODO
C    DE SATURACAO DE MATRIZES (SIMCR. ANALYSIS-PAG161)
C    PORT E A DENSIDADE DE PORTADORES =DT/DX
C    Y E A DENSIDADE DE PORT. CONSIDERANDO_SE DIFUSAO
      CALL OFILE(2,'ARQ3.DAT')
      CALL IFILE(1,'ARQ2.DAT')
      READ(1,1)(X(I),PORT(I),GS(I),T(I),I=1,571)
 1    FORMAT(2X,4G)
      PR=1.
      ZP=40.00
      ACCEPT 29,TT,VAP,ESP,VARI
 29   FORMAT(2X,4G)
      ACCEPT 444,STRIP,EL
 444  FORMAT(2X,2G)
      WRITE(5,66)TT,VAP,ESP
 66   FORMAT(2X,'T(0)=',F5.2,2X,'VAP=',F6.2,2X,'ESP=',E7.2)
      WRITE(5,888)VARI,STRIP,EL
 888  FORMAT(2X,'RESIST.=',G,2X,'STRIP=',F10.4,2X,'C. DIF=',G)
      H=-1.E-4
      XL=10.0E-4
      XK=1/XL
      IMAX=571
      DO 12 I=1,IMAX
 12   G(I)=-PORT(I)/(XL**2)
      I=IMAX
      V(I)=-G(I)*XL*PR
      PA=1
      WRITE(5,7)X(I),G(I),V(I)
 7    FORMAT(2X,F7.2,3X,2(E15.5))
 44   REF=X(I)
      IF(REF.LE.ZP)H=-2.E-5
     XK1=(XK*V(I)+G(I))*H
      XK2=(XK*(V(I)+(XK1/2))+G(I-1))*H
      XK3=(XK*(V(I)+(XK2/2))+G(I-1))*H
      XK4=(XK*(V(I)+XK3)+G(I-2))*H
      DV=(XK1+2*(XK2+XK3)+XK4)/6
      I=I-2
      V(I)=V(I+2)+DV
      PA=PA+1
      IF (I.LE.5)GO TO 55
      IF(PA.GT.3)GO TO 5
      WRITE(5,9)XK1,XK2,XK3,XK4
 9    FORMAT(2X,4(E15.5,3X))
 55   WRITE(5,3)X(I),PORT(I),V(I)
 3    FORMAT(2X,F7.2,2X,2(E15.5,3X))
 5    IF(I.GT.2)GO TO 44
      IF(I.EQ.1)GO TO 33
      IF(I.EQ.2)CONTINUE
      WRITE(5,31)I
 31   FORMAT(2X,'A FUNCAO NAO FOI CALCULADA PARA X=0')
 33   Y=V(I)/XK
      WRITE(5,2)
 2    FORMAT(5X,'X',11X,'N(INJ)',12X,'N(DIF)')
      WRITE(2,112)X(I),Y,T(I)
 112  FORMAT(2X,G,',',G,',',G)
      WRITE(5,4)X(I),PORT(I),Y
 4    FORMAT(2X,F7.2,2X,2(E15.5,3X))
      XK=-XK
      H=-2*H
```

```
22    ZK1=(XK*Y+V(I))*H
      ZK2=(XK*(Y+ZK1/2)+V(I+2))*H
      ZK3=(XK*(Y+ZK2/2)+V(I+2))*H
      ZK4=(XK*(Y+ZK3)+V(I+1))*H
      DY=(ZK1+2*(ZK2+ZK3)+ZK4)/6
      Y=Y+DY
      I=I+1
      WRITE(5,5)X(I),POUT(I),Y
      FORMAT(2X,F7.2,2X,2(E15.5,3X))
      WRITE(2,111)X(I),Y,P(I)
111   FORMAT(2X,G,',',G,',',G)
      REF=X(I)
      IF(I.GE.ITMAX)GO TO 51
      IF(REF.GE.ZP)H=2.E-3
      GO TO 22
51    CALL EXIT
      END FILE 2
      END FILE 1
      END
```

Apêndice III

Perdas e ganho

```
C      CALCULO PARA VERIFICAR SE HA EMISSAO ESTIMULADA
C     VALORES EM ACCEPT77,DELTA,XK0,EFC,AR
       DIMENSION XN(2000),AP(2000),C(10),X(2000),YY(2000)
          DIMENSION Z(2000)
       DIMENSION Y(2000),TT(2000)
       COMMON /AA/ AA
       EXTERNAL G
       CALL IFILE(1,'AR03.DAT')
       READ(1,1)(X(I),XN(I),TT(I),I=1,143)
 1     FORMAT(2X,3G)
       ACCEPT 2,VAP,DELTA,XK0,EFC,ZDEL
 2     FORMAT(2X,5G)
       WRITE(5,3)VAP,DELTA,XK0,EFC
 3     FORMAT(2X,'V=',F8.3,2X,'DELTA=',G,2X,'K0=',G,2X,'X=',F8.3)
          WRITE (5,33)ZDEL
 33       FORMAT(2X,'VALOR DELTA DE N=',G)
C         XK0 E O VALOR DE K(ZERO)
C      EFC E O VALOR DE X NO PUNTO N=0.42N(0)
C      DELTA E A VARIACO DE K,K(0)-K(INF)
C         CALCULO DE AR,EXPOENTE DA SECH
          CP0=8.99E-5
          ZK0=((6.2832/CP0)**2.)*((EFC*1.E-4)**2.)
          ZK1=ZK0*2.*3.529
C         ZK0 E O PRODUT (KW)**2 DO TRAB. DE CASEY
          ZB1=ZK1*ZDEL+0.25
          ZB2=-ZK1*DELTA
          ZB3=(ZB1**2.+ZB2**2.)**0.25
          ZB4=ZB3**2.
          TETA=ACOS(ZB1/ZB4)
          TETA=TETA/2.
          AR=ZB3*COS(TETA)-0.5
                  BR=ZB3*SIN(TETA)
          WRITE(5,11)ZB3,ZB1,ZB2,TETA
 11       FORMAT(2X,4(G,2X))
          WRITE(5,71)AR,BR
 71       FORMAT(2X,'EXPOENTE DA SECH=',F8.4,2X,'BR=',F8.4)
C       CALCULO DA PERDA NOS ESPELHOS
        RR=0.32
        XL=375.E-4
        RX=1./RR
        PESP=ALOG(RX)/XL
        WRITE(5,4)PESP
 4      FORMAT(2X,'PERDA NOS ESPELHOS=',G)
C       CALCULO DO GANHO -MET. FRED PARA 8.99 MICRONS
        XPI=3.1416
        CONF=0.21
        IMAX=50
        GAMA=4.*XPI/CP0
        A=0.
        D=125.
C       CP0 E O COMP DE ONDA EM CM
C       CONF E O FATOR CONFINAMENTO
C       A,D SAO OS EXTREMOS DO INTERVALO DE INTEGRACAO
        DEL=0.001
        PA=1.
          CTE=GAMA*(XK0-DELTA)
         AA=2.*AR
C          CALCULO DE X PARA O QUAL A F
           I=1
           XV=0.
```

```
      PP=0.
      Z(1)=XK0
      IF(Z(1).GE.PP)GO TO 14
12    I=I+1
      XV=XV+0.1
      Z(I)=XK0-DELTA*(1.-(COSH(XV/EFC)**-2.))
      IF(Z(I).LT.PP)GO TO 12
      DD=XV
      WRITE(5,311)DD
311   FORMAT(2X,'VALOR DE X PARA O QUAL A FUNCAO MUDA DE SINAL=',G)
      GO TO 140
14    DD=37
140   DO 20 J=1,5
      IF(PA.EQ.1)GO TO 5
      IF(PA.EQ.2)D=DD
      IF(PA.EQ.3)AA=AA+2.
      IF(PA.EQ.4)GO TO 55
      IF(PA.EQ.5)AA=AA-2.
      GO TO 5
55    A=DD
      D=125.
5     PA=PA+1
      CALL SMPSO(G,A,D,DEL,IMAX,R,RI1,IER,EFC)
      IF(IER.NE.4)GO TO 6
      WRITE(5,7)
7     FORMAT(2X,'NAO FOI POSS. ACHAR VALOR SATISF. PARA A INTEGRAL')
      WRITE(5,8)R,RI1,I
8     FORMAT(2X,'R=',G,2X,'RI1=',G,'I=',I3)
      GO TO 100
6     C(J)=RI1
      WRITE(5,28)AA,C(J)
28    FORMAT(2X,'A=',F8.2,2X,'C=',G)
20    CONTINUE
      C2=C(1)
        GMO=CTE*C(2)/C2+GAMA*DELTA*C(3)/C2
        PMO=CTE*C(5)/C2+GAMA*DELTA*C(4)/C2
        WRITE(5,93)GMO,PMO
93      FORMAT(2X,'G. MODO=',G,2X,'P. MODO=',G)
C     CALCULO DAS PERDAS DOR PORT. LIVRES
C     SEM VARIACAO DE TEMPERATURA
        ZP=0.
      TOT1=0.
      TOT2=0.
      SIG=3.E-18
      GMA=7.E-18
      XNA=1.5E18
      XND=3.E17
      DO 30 I=1,143
      XP(I)= XN(I)+XNA-XND
      YY(I)=SIG*XN(I)+GMA*XP(I)
30    Y(I)=YY(I)*(COSH(X(I)/EFC)**(-2.*AR))
C     SUPOR INICIAKMENTE GMA CONSTANTE
C     CALCULO DA INTEGRAL. NAO E POSSIVEL USAR METODO ANTERIOR PQ NUMERO
C     DE PONTOS E FIXO
C     XH E O INTERVALO ENTRE OS PONTOS
      XH=(X(2)-X(1))/(3.E+4)
      DO 47 I=2,100,2
47    TOT1=TOT1+4.*Y(I)+2.*Y(I+1)
      AREA1=XH*(Y(1)+TOT1-Y(101))
      DO 48 I=102,142,2
48    TOT2=TOT2+4.*Y(I)+2.*Y(I+1)
      XH2=(X(102)-X(101))/(3.E+4)
```

```
      AREA2=XA2*(Y(101)+TOT2-Y(143))
      AREA=AREA1+AREA2
      WRITE(5,46)AREA,AREA1,AREA2
 46   FORMAT(2X,'AR.TOT.=',G,2X,'AR1=',G,2X,'AR2=',G)
      WRITE(5,49)X(101),X(102)
 49   FORMAT(2X,2(F8.3,2X))
C     VALOR DESTA INTEGRAL:
      PFC=AREA/C2
      WRITE(5,45)PFC
 45   FORMAT(2X,'PERDAS POR PORT. LIVRES=',G)
C     COMPARACAO ENTRE GANHO E PERDAS
      GANHO=GMO*CONF
         IF(GANHO.LE.0)GO TO 1321
         PERDA=(PFC+PMO+GMO)*CONF+PESP
         WRITE(5,1322)PERDA
 1322    FORMAT(2X,'NAO HA GANHO',2X,'PERDA=',G)
         GO TO 100
 1321    PERDA=(PFC+PMO)*CONF+PESP
         IF(GANHO.GT.ZP)GO TO 40
         HBX=ABS(GANHO)
      IF(HBX.GE.PERDA)GO TO 44
 40   WRITE(5,41)GANHO,PERDA
 41   FORMAT(2X,'GANHO NAO E SUF. P/ SUPERAR PERDAS G=',G,2X,'P=',G)
      GO TO 100
 44   WRITE(5,43)GANHO,PERDA
 43   FORMAT(2X,'HA CONDICAO LASER:G=',G,2X,'P=',G)
 100     CALL EXIT
         END FILE 1
      END
      FUNCTION G(XX,EFC)
      COMMON /AA/ AA
      G=COSH(XX/EFC)**(-AA)
      RETURN
      END
C     INICIO DO CALCULO CONCENTRACAO DOS ELETRONS
      SUBROUTINE SMPSO(G,A,D,DEL,IMAX,R,RI1,IER,EFC)
      EXTERNAL G
      COMMON /AA/ AA
      RI1=0
      R=0
      J=0
      BA=D-A
 25   XX=BA*.5+A
      NHALF=1
      SUMK=G(XX,EFC)*BA*2./3.E4
      R=SUMK+(G(A,EFC)+G(D,EFC))*BA/6.E4
      DO 28 I=2,IMAX
      RI1=R
      R=.5*R-.25*SUMK
      NHALF=NHALF*2
      AHALF=NHALF
      FRST=A+(BA/AHALF)*.5
      SUMK=G(FRST,EFC)
      XK=FRST
      KLAST=NHALF-1
      FINC=BA/AHALF
      DO 26 K=1,KLAST
      XK=XK+FINC
 26   SUMK=SUMK+G(XK,EFC)
      SUMK=SUMK*2.*BA/(3.*AHALF*1.E4)
```

```
      R=R+SUMK
27    IF(ABS(R-RT1)-ABS(DEL*R))29,28,28
28    CONTINUE
      IER=4
      GO TO 30
29    IER=0
30    J=2*NHALF
      RETURN
      END
```

Referências

1 - A. I. Gubanov, Zh. Tekh. Fiz. 21, 304 (1951)

2 - A. I. Gubanov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 21, 721 (1951)

3 - W. Shockley, U. S. Patent 2, 569, 347 (1951)

4 - P. Aigrain (1958), Proc. Conf. Quantum Electron, Paris (1963), pag. 1762

5 - R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962)

6 - M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., G. J. Lasher, Appl. Phys. Lett. 1, 62 (1962)

7 - Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, D. Z. Garbusov, Yu. V. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portoni, V. G. Trofim, Sov. Phys. Semicond. 4, 1573 (1971) - [Tradução de Fiz. Tekh. Poluprovodn 4, 1826 (1970)]

8 - W. B. Joyce, R. Dixon, J. Appl. Phys. 46, 855 (1975)

9 - T. Kobayashi, G. Iwane, Jap. J. Appl. Phys. 16, 1403 (1977)

10 - D. H. Newman, D. J. Bond, J. Stefani, Solid-State Electron Devices 2, 41 (1978)

11 - E. Duda, J. Carballes, J. Apruzzese, IEEE J. Quantum Electron. QE - 15, 812 (1979)

12 - T. Kobayashi, Y. Furukawa, Japan. J. Appl. Phys. 14, 1981 (1975)

13 - H. S. Carlaw, J. G. Jaeger, "Conduction of Heat in Solids", 2ª ed. (Oxford U. P., London, 1959), cap. 5

14 - B. W. Hakki, J. Appl. Phys. 46, 292 (1975)

15 - H. C. Casey, M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", (Academic Press, NY, 1978) parte A, pag. 237

16 - A. V. Zeil, "Solid State Physical Electronics", 2ª ed. (Prentice-Hall, N. Jersey, 1968) cap. 15

17 - Y. P. Varshni, Physica 34, 149 (1967)

18 - B. W. Hakki, J. Appl. Phys. 44, 5021 (1973)

19 - A. V. Zeil, "Solid State Physical Electronics", 2ª ed. (Prentice-Hall, N. Jersey, 1968) pag. 128

20 - D. R. Hartree, "Numerical Analysis", 2ª ed. (Oxford . P., London, 1958) pag. 161

21 - H. Margenau, G. Murphy, "The Mathematics of Physics and Chemistry", 2ª ed. (Van Nostrand, NY, 1965) pag. 486

22 - T. L. Paoli, IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 662 (1977)

23 - W. T. Tsang, J. Appl. Phys. 49, 1031 (1978)

24 - A. Yariv, "Introduction to Optical Electronics", (Holt, Rinehart and Winston, NY, 1971), cap. 3

25 - D. Marcuse, "Theory of Dielectric Optical Waveguides", (Academic Press, NY, 1974)

26 - T. H. Zachos, J. E. Ripper, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 29 (1969)

27 - J. C. Dyment, Appl. Phys. Lett. 10, 84 (1967)

28 - H. C. Casey, M. B. Panish, "Heterostructure Lasers", (Academic Press, NY, 1978), parte A, pag. 53

29 - J. G. M. Alvarez, "Índice de refração e guia de onda em Lasers de GaAs", tese de doutoramento (1979)

30 - D. T. F. Marple, J. Appl. Phys. 35, 1241 (1964)

31 - F. D. Nunes, N. B. Patel, J. G. Mendoza Alvarez, J. E. Ripper, J. Appl. Phys. 50, 3852 (1979)

32 - P. M. Asbeck, D. A. Cammack, J. J. Daniele, Appl. Phys. Lett. 33, 504 (1978)

33 - J. L. Merz, R. A. Logan, A. M. Sergent, J. Appl. Phys. 47, 1436 (1976)

34 - D. E. Hill - Phys. Rev. 133, A866 (1964)

35 - J. E. Ripper, F. D. Nunes, N. B. Patel, Appl. Phys. Lett. 27, 328 (1975)

36 - F. R. Nash, J. Appl. Phys. 44, 4696 (1973)

37 - M. R. Matthews, R. B. Dyott, W. P. Carling, Elect. Lett. 8, 570 (1972)

38 - R. A. Furnanage, D. K. Wilson, U. S. Patent nº 3.363.195 (Jan. 1968)

39 - H. Yonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno, Y. Nannichi, Japan. J. Appl. Phys. 12, 1585 (1973)

40 - H. C. Casey, B. I. Miller, E. Pinkas, J. Appl. Phys. 44, 1281 (1973)

41 - H. Schade, H. Nelson, H. Kressel, Appl. Phys. Lett. 18, 121 (1971)

42 - T. L. Paoli, IEEE J. Quantum Electron. QE-11, 498 (1975)

43 - S. E. H. Turley, G. H. B. Thompson, D. F. Lovelace, Electron. Lett. 15, 256 (1979)

44 - T. L. Paoli, P. A. Barnes, Appl. Phys. Lett. 28, 714 (1976)

45 - J. E. Ripper, N. B. Patel, P. Brosson, Appl. Phys. Lett. 21, 98 (1972)