

"ESTUDO COM APROXIMAÇÃO ANALÍTICA PARA GUIAS  
DE ONDAS ATIVOS"

DEISY PIEDADE MUNHOZ FISCHER

ORIENTADOR:

PROF. DR. FREDERICO DIAS NUNES

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

dezembro , 1981

Dedico este Mestrado, à memória de minha mãe, que partiu sem ver o término deste trabalho.

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

Ao Prof. Frederico Dias Nunes, pela paciente orientação e ajuda no decorrer deste trabalho. E ao amigo Fred, pela amizade.

Aos colegas e funcionários do Grupo de Dispositivos, em especial aos professores Julio G. Mendoza Alvarez e Therezinha de Jesus S. de Mattos, pelas valiosas discussões e críticas.

À Maria Hermínia e ao Raimundo (UFSCAR), pelos desenhos.

À UNICAMP, UNESP, e CNPq pelas oportunidades e ajuda que me foram dadas.

Aos amigos, pelos incentivos e entusiasmo.

Ao Fischer, meu esposo, pela compreensão, pelas críticas e pelo apoio nas horas difíceis.

A B S T R A C T

In this work we have theoretically studied the waveguiding of the light in a semiconductor laser ( of double-heterosctruture and strip geometry ) by mainly analysing the waveguide formation on the parallel transverse direction, along the active layer. In this direction we have used the functional form as  $\text{sech}^2(y/y')$ , for describing the space variation of real and imaginary parts of the complex refractive index, in the active region and adjacents layers. We obtained analytical solutions for the wave equation of the guide in the proposed model. These solutions give the Near Field patterns. Far Field patterns are numerically obtained through Fourier Transform of Near Field pattern. In this treatment of laser waveguide problem, it is possible to analyse both the important mechanism of the guidance of the light, i.e., the *real waveguiding* and the waveguiding by the *differential amplification*. Further we have studied the consequences of these waveguiding process on on Near Field and Far Field patterns. In particular we have studied the behavior of the fundamental mode as function of current injection and photon energy. For this purpose we have used self-consistent distribution of carriers and temperature.

R E S U M O

Neste trabalho estudamos teoricamente o guiamento da luz em um laser de semicondutor ( de heteroestrutura dupla e geometria de faixa), analisando principalmente o guia de ondas na direção transversal paralela à camada ativa. Nesta direção usamos a forma funcional  $\text{sech}^2(y/y')$ , para descrever a variação espacial da parte real e imaginária do índice de refração complexo, na região ativa e camadas adjacentes. Com o modelo proposto, obtivemos soluções analíticas para a equação de onda do guia. Estas soluções dão a distribuição espacial de intensidade de luz nos espelhos, chamada distribuição em Campo Próximo . A distribuição em Campo Afastado é obtida numericamente do Campo próximo, através da Transformada de Fourier. Com este modelo é possível analisar dois mecanismos importantes que concorrem para o guiamento da luz: o *guiamento real* e o *guiamento por amplificação diferencial*. Estudamos as consequências destes processos de guiamento sobre as distribuições em campo próximo e campo afastado. Em particular, estudamos o comportamento do modo fundamental em função da corrente de injeção e da energia do fóton. Para isto usamos distribuições auto-consistentes de portadores e temperatura.

Í N D I C E

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO -----	1
CAPÍTULO 2. O LASER DE HETEROESTRUTURA DUPLA E FAIXA CONFINADORA DE CORRENTE -----	4
2.1 O Laser de Semicondutor -----	4
2.2 O Laser de Heteroestrutura Dupla -----	8
2.3 Canaletas Confinadoras de Corrente -----	10
CAPÍTULO 3. O GUIAMENTO DE LUZ NO LASER -----	17
3.1 A Cavidade Ressonante -----	17
3.2 O Índice de Refração Complexo -----	17
3.3 A Variação Espacial do Índice de Refração Complexo ----	19
3.4 O Guia de Ondas Ativo -----	28
CAPÍTULO 4. A APROXIMAÇÃO ANALÍTICA PARA O GUIA DE ONDAS ----	35
4.1 Introdução -----	35
4.2 Outros Modelos -----	36
4.3 Nosso Modelo -----	40
4.4 Modos Guiados -----	42
4.5 O Índice de Refração Efetivo -----	48
4.6 Condições para se ter Modos Guiados -----	58
4.7 Análise do Modo Fundamental -----	65

CAPÍTULO 5. APLICAÇÕES -----	75
5.1 O Cálculo Autoconsistente -----	75
5.2 Comportamento do Modo Fundamental em função da Corrente de Injeção -----	76
5.3 Comportamento do Modo Fundamental em função da energia do fóton -----	82
5.4 As distribuições para o Campo Próximo e Campo Afastado	89
CAPÍTULO 6. COMENTÁRIOS FINAIS -----	94
APÊNDICE I O PERFIL DE ÍNDICE DE REFRAÇÃO COMPLEXO -----	96
APÊNDICE II SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA -----	99
APÊNDICE III CONDIÇÕES PARA ESCOLHA DO PARÂMETRO $\bar{\mu}$ -----	109
APÊNDICE IV O ÍNDICE DE REFRAÇÃO EFETIVO -----	115
APÊNDICE V O PARÂMETRO COMPLEXO $\bar{\mu}$ -----	118
APÊNDICE VI GANHO MODAL, PERDAS, E CONDIÇÃO LIMIAR -----	121
BIBLIOGRAFIA -----	125

*"A imaginação é mais importante que o conhecimento. O saber é limitado, ao passo que a imaginação abraça o universo inteiro, estimulando o progresso e dando lugar à evolução."*

*Albert Einstein*

## C A P Í T U L O 1

### INTRODUÇÃO

Este trabalho tem por objetivo, analisar o guiamento da luz em um laser de semiconductor com Heteroestrutura Dupla e faixa confinadora de corrente elétrica.

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

A análise é então desenvolvida a partir de um modelo matemático, onde se propõe uma função tipo  $\text{sech}^2(y/y')$ , para descrever a variação espacial do índice de refração ( parte real e imaginária) na direção paralela à camada ativa. Na direção perpendicular, consideramos uma variação na forma de batente. Com este modelo assumimos que o guiamento da luz no laser, pode ser feito através de dois mecanismos: *guiamento real*, através da variação da parte real do índice de refração; e *guiamento por amplificação diferencial*, por meio da parte imaginária, a qual inclui naturalmente o ganho. Neste

caso é levado em conta o caráter ativo (ópticamente) do guia de ondas. O modelo proposto, fornece soluções analíticas para a equação de onda do guia, permitindo analisar fisicamente os processos que ocorrem no dispositivo, sem se perder no formalismo matemático.

Antes de se entrar no problema do guiamento da luz, é feito no capítulo 2, uma breve revisão sobre o laser de semicondutor, bem como sobre os tipos de canaletas confinadoras de corrente, mais comuns. No capítulo 3 é estudada a formação do guia de ondas no laser, e se considera o efeito dos processos perturbativos sobre a variação espacial do índice de refração complexo. Neste capítulo é explicado o mecanismo de guiamento de luz por amplificação diferencial.

O modelo matemático para o guia de ondas é proposto e desenvolvido no capítulo 4. Neste capítulo é resolvida a equação de onda do guia, que dá a distribuição de intensidade de luz nos espelhos do laser, chamada configuração em campo próximo. A distribuição em campo afastado é feita numericamente. É também obtida uma expressão complexa, para o índice de refração efetivo, que permite analisar a influência de alguns fatores, tais como a variação de temperatura e o fator de confinamento, sobre o guiamento da luz. São também apresentadas, no capítulo 4, as distribuições em campo próximo e campo afastado, para o modo fundamental, obtidas considerando-se os dois mecanismos de guiamento: guiamento real e guiamento por amplificação diferencial. Os cálculos teóricos são comparados com resultados experimentais publicados. Outros resultados mostrados, neste capítulo são: expressão para a largura do modo fundamental, equação para a frente de onda, raio de curvatura e ângulo de incidência da frente de onda no espelho do laser.

No capítulo 5 é feito um estudo autoconsistente do comporta

mento do modo fundamental, em função da corrente de injeção e da energia do fóton, usando-se distribuições de portadores e temperatura, obtidas autoconsistentemente (49,50).

Finalmente no capítulo 6, são apresentadas as conclusões e sujestões para o aprimoramento das análises desenvolvidas no presente trabalho.

## C A P I T U L O 2

### O LASER DE HETEROESTRUTURA DUPLA E FAIXA CONFINADORA DE CORRENTE

#### 2.1 O LASER DE SEMICONDUTOR

O laser de semicondutor (1,2,3), como todos os outros tipos de lasers, (por exemplo: laser de Rubi, He-Ne, corantes), é um dispositivo que amplifica a luz por emissão estimulada de radiação. Estes dispositivos são fontes de luz coerente e aproximadamente monocromática.

A produção de luz nestes dispositivos, está relacionada com três processos básicos de transições de elétrons: absorção, emissão espontânea e emissão estimulada. No laser de semicondutor essas transições não ocorrem entre níveis bem definidos de energia, como nos outros tipos de lasers (4), por exemplo laser a gás. Elas ocorrem entre bandas de energia (5), mais especificamente entre as bandas de condução e de valência. A figura 2.1 dá uma ilustração simplificada dessas transições.

Um elétron na banda de valência, pode passar para a banda de condução, absorvendo um fóton (absorção), ou decair da banda de condução para a banda de valência emitindo um fóton (emissão). O processo de emissão pode ser espontâneo ou estimulado. No processo de emissão espontânea os elétrons decaem sem interferência de qualquer tipo, emitindo fótons. Estes fótons gerados espontaneamente têm fase aleatória, isto é, não têm correlação entre si. Na emissão estimulada, um fóton interage com um elétron forçando a sua transição para níveis

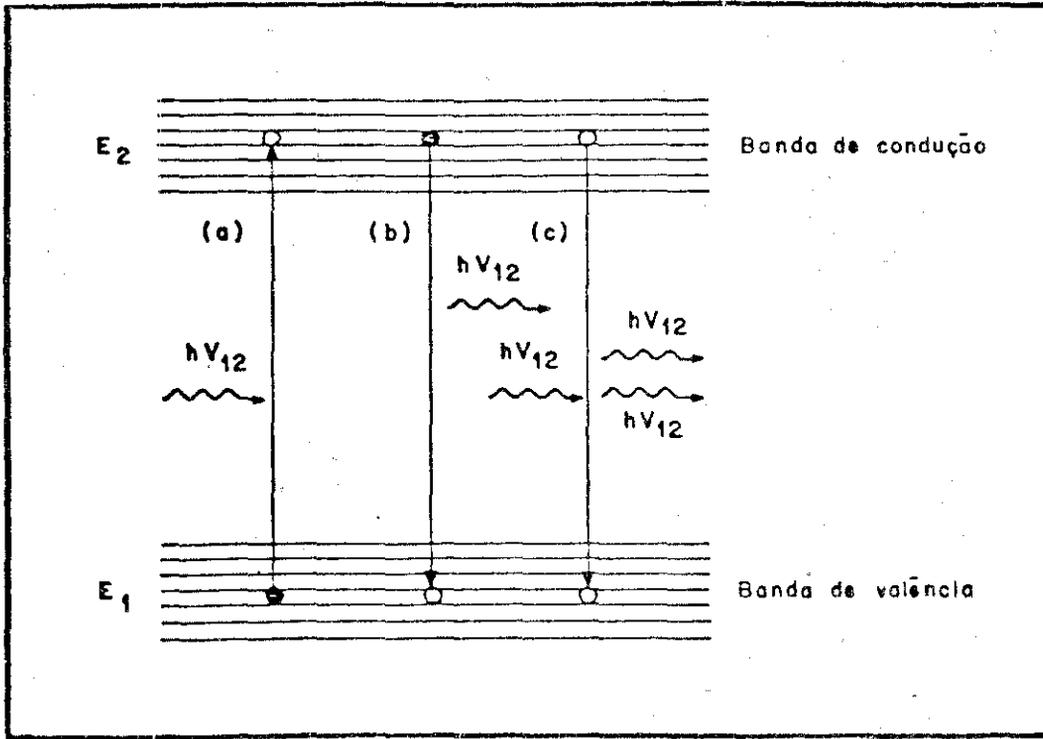


Fig. 2.1 - Os três processos básicos de transições: (a) absorção, (b) emissão espontânea, (c) emissão estimulada.

de mais baixa energia, provocando a emissão de um outro fóton. Este fóton tem a mesma frequência, direção e fase do fóton estimulador.

Como no laser de semiconductor a luz é amplificada pela emissão estimulada, é necessário manter a razão de emissão estimulada superior a absorção. Requer-se para tanto, a existência de portadores que possam se recombinar radiativamente, emitindo luz estimulada e fótons para induzir as transições.

A existência de portadores, que se recombinem emitindo luz estimulada, é assegurada, mantendo-se um regime estacionário de estados ocupados por elétrons na banda de condução e estados vazios (buracos) na banda de valência. Esta condição é chamada inversão de população (veja figura 2.2). Nestas condições, fótons com energia  $h\nu < E_{fc} - E_{fv}$  (6), irão induzir transições estimuladas.

Existem vários processos para obter a inversão de população no laser de semiconductor (1,2,7-11) .

Um deles, o método de injeção de corrente elétrica (1,2), con-

siste em fazer fluir uma corrente elétrica pelo dispositivo e confinar elétrons e buracos injetados, em uma região do dispositivo chamada região ativa (figura 2.3). Este confinamento é feito através de barreira de potencial.

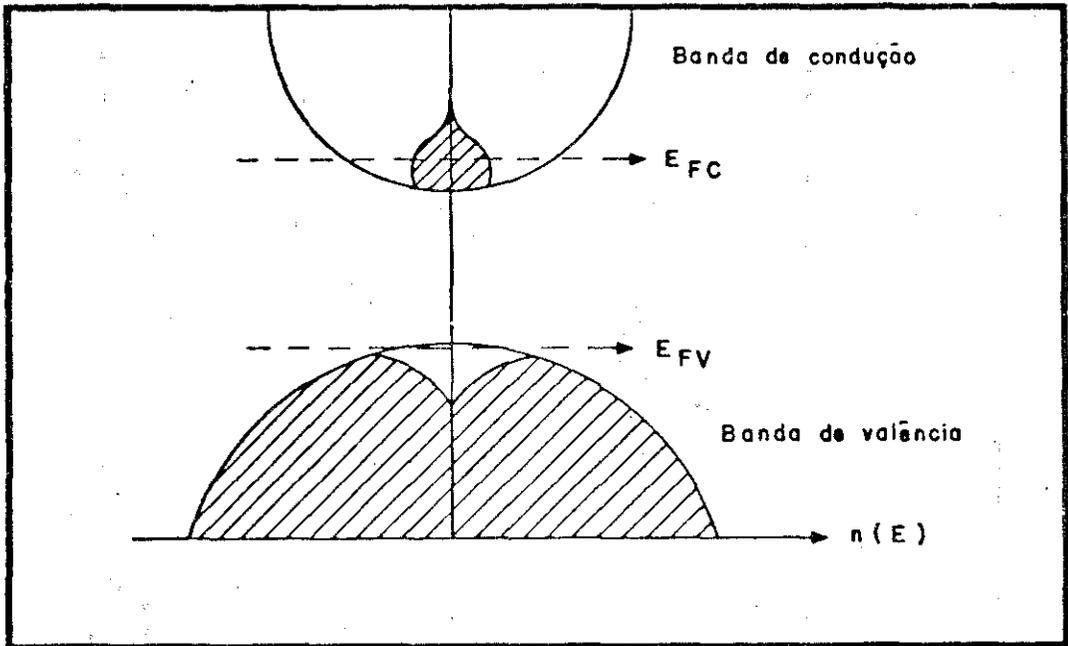


Fig. 2.2 - Energia em função da densidade de estados  $n(E)$ , na situação de inversão de população (4). As áreas achuradas representam estados ocupados.  $E_{fc}$  e  $E_{fv}$  são os quasi níveis de Fermi das bandas de condução e de valência respectivamente.

Além da inversão de população, para manter em regime a emissão estimulada, de maneira que a luz seja amplificada, também é necessário conservar na região ativa, uma certa densidade de fótons, para induzir as transições. Isto é feito evitando-se a saída de toda a luz para fora da região ativa e permitindo que o campo de radiação criado pelas recombinações dos portadores oscile naquela região.

No laser de semiconductor há formação de um guia de ondas na camada ativa, que confina a luz em seu interior (12,13). Este guia é limitado por dois espelhos, que refletem parte da luz que os atinge, intensificando a luz disponível na região ativa. As características

desse guia de ondas, dependem do tipo de dispositivo usado, se homoeestrutura (1,2,3,15), ou heteroeestrutura (16) e se é usada faixa confinadora de corrente (13,14) ou não. A formação desse guia de ondas será estudada em detalhe no capítulo 3.

O guia de ondas, juntamente com os espelhos formam a cavidade ressonante do laser de semicondutor. Esta cavidade é do tipo Fabry-Perot (17). Ela atua de maneira seletiva, permitindo a oscilação e consequente amplificação somente daqueles modos que satisfaçam a condição:

$$\frac{m\lambda}{2N} = L \quad (2.1.1)$$

onde:

$m = n^{\circ}$  inteiro ,

$L =$  comprimento da cavidade ,

$\lambda =$  comprimento de onda,

$N =$  índice de refração.

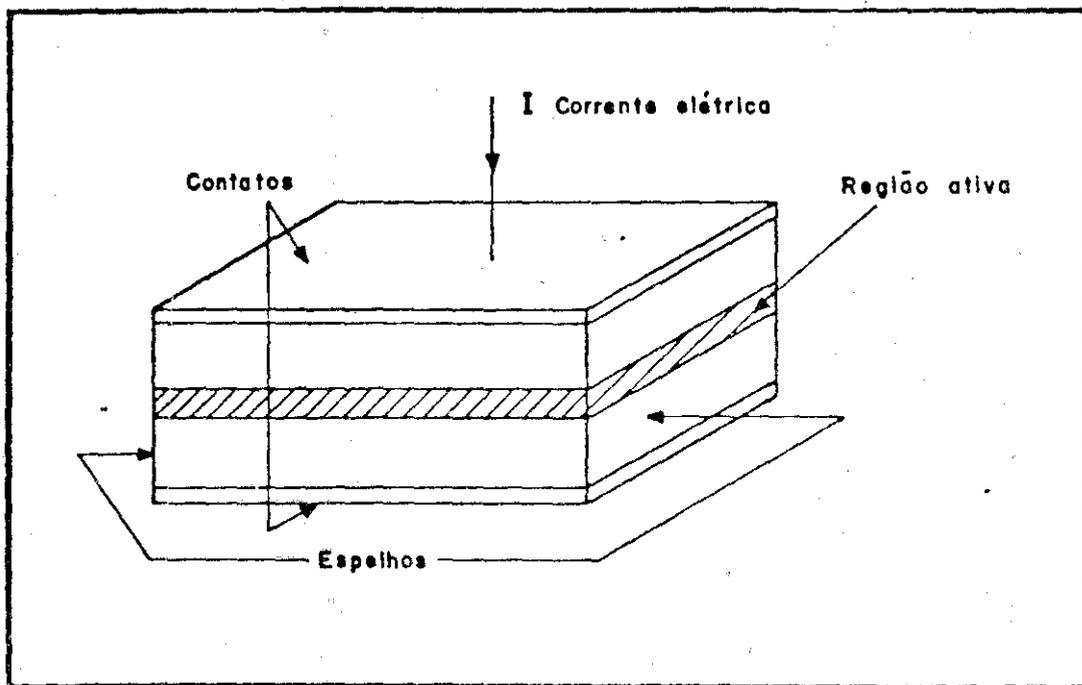


fig. 2.3 - Estrutura básica de um laser de semicondutor.

## 2.2 O LASER DE HETEROESTRUTURA DUPLA.

### 2.2.1 - TIPOS DE DISPOSITIVOS.

Há dois tipos principais de estrutura de laser de semicondutor, que usam o processo de injeção de corrente elétrica para alcançar a inversão de população. Estas estruturas são a *homoeestrutura* e as *heteroestruturas*.

### 2.2.2 - HOMOESTRUTURA.

O laser de semicondutor de homoeestrutura (1-3,14) é um dispositivo, formado por uma junção pn de um mesmo semicondutor. Uma característica destes dispositivos é que, em temperatura ambiente, a densidade de corrente limiar exigida, é da ordem de  $10^5 \text{A/cm}^2$  (27, pag:707) impossibilitando a sua operação nesta temperatura em regime DC, e criando dificuldades de operação mesmo em condições pulsadas. Assim estes dispositivos têm que ser operados em baixas temperaturas (1-3,14,19).

Esta característica, alta densidade de corrente limiar, é devido principalmente a dois fatores:

1- A espessura da camada ativa.

Esta espessura, nos dispositivos de homoeestrutura, depende do comprimento de difusão dos elétrons injetados na região p (veja figura 2.5-c). Como resultado tem-se uma região ativa com espessura da ordem de  $1 \mu\text{m}$  (4). Quanto maior a espessura da camada ativa, maior a densidade de corrente limiar, pois a densidade de corrente limiar depende da espessura da camada ativa, através da equação:

$$J_L = \frac{8\pi en^2 v^2 \Delta v t}{c^2 \eta} \left[ \alpha + \frac{1}{L} \ln(1/R) \right] \quad (2.2.1)$$

onde  $t$  é a espessura da camada ativa, os demais termos estão definidos na referência (4).

2- Saída da luz para fora da região em que há ganho.

No laser de homoestrutura, o confinamento da luz gerada na região de ganho, região onde há inversão de população, fica à cargo do guia de ondas formado nas direções transversal e paralela à junção, quando o laser está em operação(12). Este guia de ondas é formado devido à variação espacial do índice de refração (12) e do ganho (36,37). A diferença de índice de refração entre o centro da região de ganho e as camadas adjacentes, varia de  $10^{-2}$  a  $10^{-4}$  (36-38). Como consequência, parte da luz gerada na região ativa é absorvida nas regiões adjacentes (veja figura 2.4), não contribuindo para induzir transições. Isto implica em um aumento da densidade de corrente, para se manter a razão de transições induzidas.

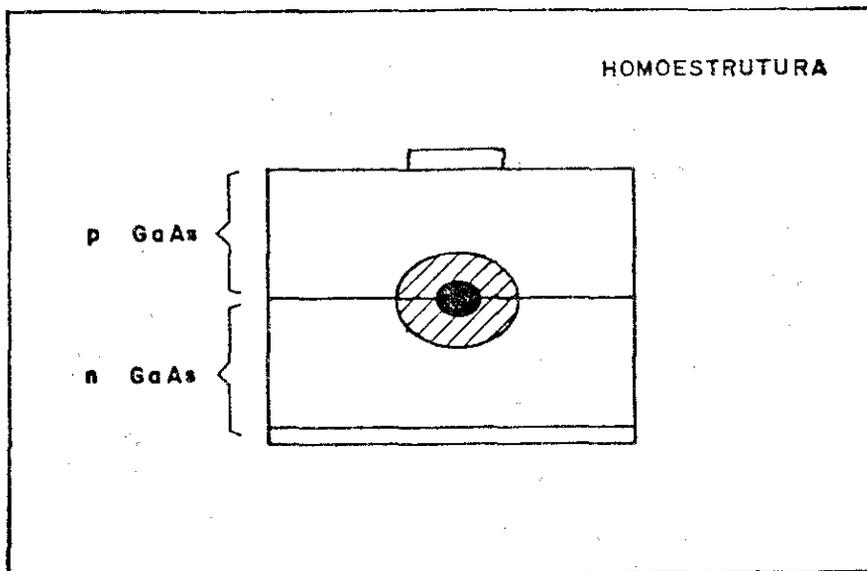


Fig. 2.4- Representação esquemática, mostrando a região em que há inversão de população (centro negro), e a distribuição de luz nas regiões onde há absorção (região achuriada) (39). Este diagrama se refere a um laser com canaleta confinadora de corrente, (veja parágrafo 2.3).

Do que foi discutido, resulta que lasers com camada ativa mais estreita e que confinem a luz na região de ganho, irão ter densidade de corrente limiar menor. Neste sentido, novas técnicas de fabricação de laser foram desenvolvidas (20-26,28,29). Estas técnicas são discutidas no parágrafo seguinte.

### 2.2.3 - HETEROESTRUTURAS.

O laser de semicondutor de heteroestrutura, foi desenvolvido (20-26,28,29), com o objetivo de diminuir a corrente limiar e obter operação contínua em temperatura ambiente. Uma heteroestrutura é formada pela junção de dois semicondutores com energias de banda proibida diferentes, mas com parâmetros de rede aproximadamente iguais. Foram Kroemer (20) e Alferov (21), quem sugeriram o uso de heterojunção em laser de semicondutor.

Há dois tipos de laser com heteroestrutura: o laser com *heteroestrutura simples* (H.S.) (24,26) e o laser de *heteroestrutura dupla* (22,25). O laser de heteroestrutura simples usa apenas uma heterojunção (por exemplo: GaAs /  $Al_xGa_{1-x}As$ ), para limitar a região ativa, enquanto que o laser com heteroestrutura dupla, usa duas heterojunções. As principais características desses dispositivos estão mostradas na figura 2.5 .

As propriedades do laser de semicondutor de heteroestrutura dupla, serão analisadas a seguir.

### 2.2.4 - HETEROESTRUTURA DUPLA. (H.D.)

Um laser de semicondutor de H.D. está ilustrado na figura 2.6. A região ativa nestes dispositivos, pode alcançar uma espessura da or-

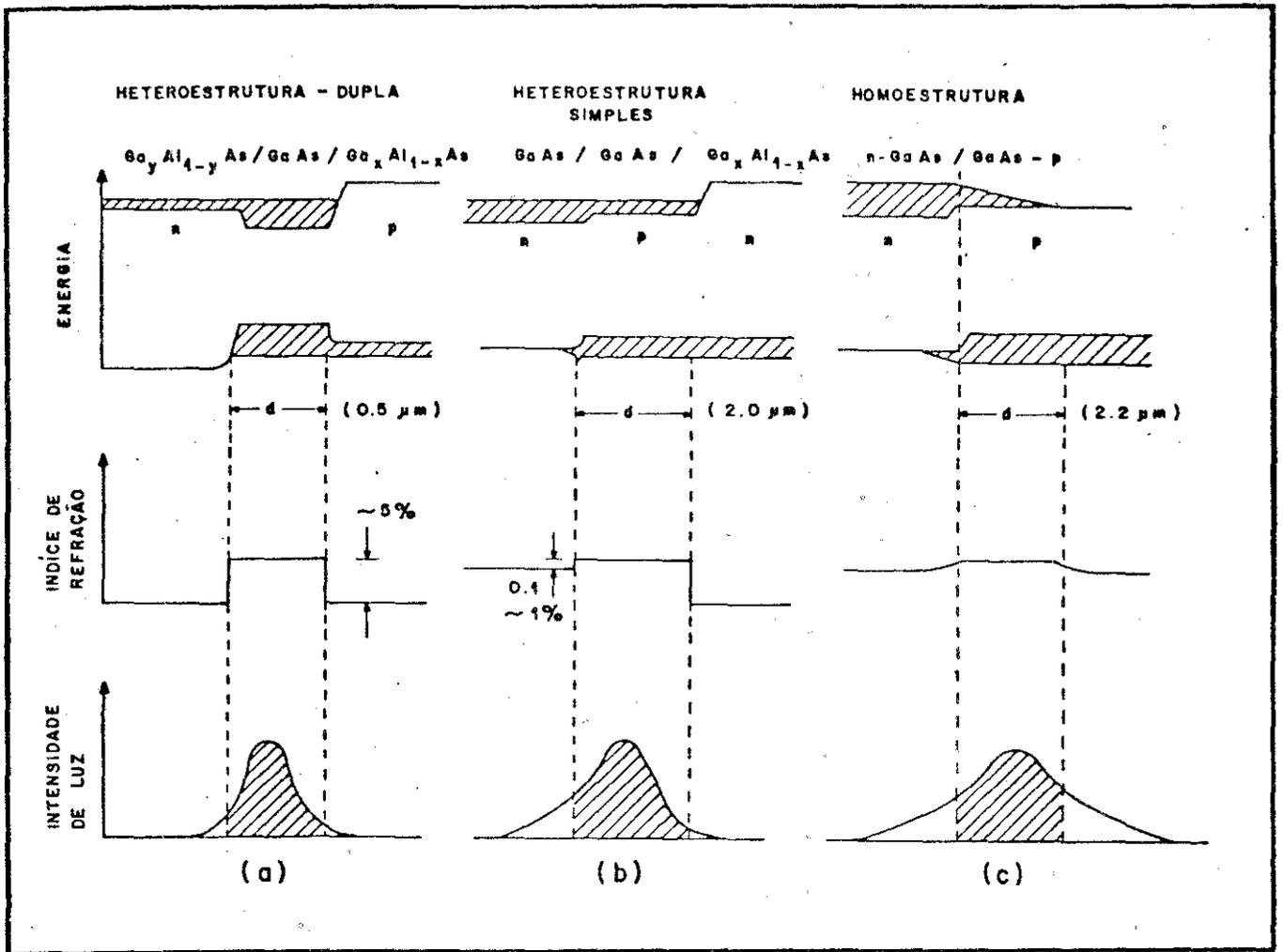


Fig. 2.5 - Diagrama das características dos três tipos de estrutura: a) Heteroestrutura Dupla, b) Heteroestrutura Simples, c) Homoestrutura (27).

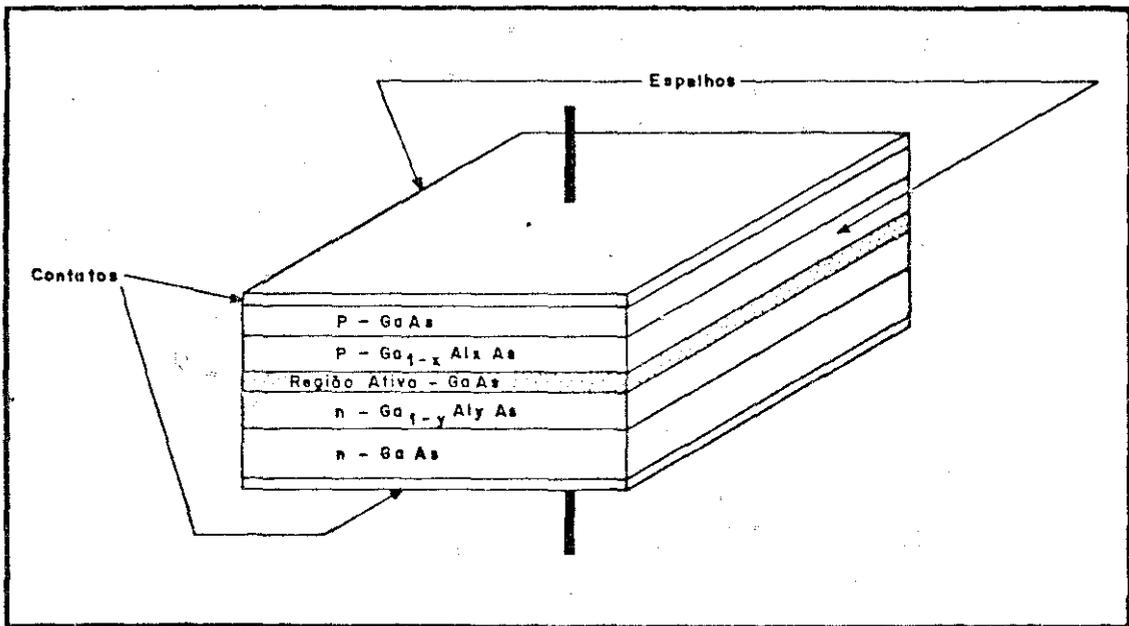


Fig. 2.6 - Dispositivo de heteroestrutura dupla, usando como exemplo heterojunção GaAs /  $Ga_{1-x} Al_x As$ .

dem de décimos de microm, sendo formada por um semicondutor com energia de banda proibida menor, entre dois semicondutores com energia de banda proibida maior (20). A região ativa pode ser dopada ou não. O índice de refração dos materiais também é diferente, sendo que a região ativa, tem índice de refração maior que as camadas adjacentes.

Um exemplo de heterojunção dupla muito usada, é aquela na qual a região ativa é uma camada de GaAs, colocada entre uma camada de  $Ga_{1-x}Al_xAs$  tipo p; e uma camada de  $Ga_{1-y}Al_yAs$  tipo n.

O laser de semicondutor com H.D., tem duas propriedades importantes:

- 1- Confina os portadores na região ativa, através da barreira de potencial.
- 2- Confina a luz gerada, dentro da região ativa.

A primeira propriedade, se deve às diferentes energias de bandas proibidas dos materiais usados, que criam uma barreira de potencial para os portadores injetados. A descontinuidade na energia da banda de condução (veja figura 2.5), cria uma barreira para os elétrons na interface região ativa/camada P. Análogamente a descontinuidade na energia da banda de valência, cria uma barreira para os buracos na interface região ativa/camada N. Consequentemente, a inversão de população é alcançada com muito mais facilidade.

A segunda propriedade se deve à descontinuidade no índice de refração, existente entre a camada ativa e as camadas adjacentes. O índice de refração da região ativa, sendo maior que o índice de refração das camadas adjacentes, confina (16) praticamente toda a luz gerada dentro da região ativa (figura 2.5-a).

Em termos práticos tem-se uma grande redução na densidade de corrente limiar, e uma melhora na amplificação da radiação.

Com heteroestrutura dupla, os lasers de semicondutor puderam

ser operados em regime de corrente contínua e à temperatura ambiente, (28,29).

### 2.3 CANALETAS CONFINADORAS DE CORRENTE.

Na região ativa do laser de semicondutor, ocorre a emissão de luz pela recombinação dos portadores ali injetados. A experiência tem demonstrado que, em laser com contato largo (figura 2.6), a luz não fica distribuída uniformemente através do plano da região ativa. Ao contrário, ela é confinada em regiões discretas, na forma de filamentos (31), distribuídos aleatoriamente ao longo do plano da região ativa. Esta filamentação da luz compromete as aplicações práticas desses dispositivos, pois cada um dos filamentos pode suportar a oscilação de vários modos; além disso a emissão de luz por diferentes filamentos é incoerente entre si; e os processos que ocorrem em um filamento podem interferir nos processos que ocorrem nos outros, de forma que o laser passa a ser operado com uma complicada estrutura de modos.

A filamentação da luz no laser de semicondutor pode ser evitada, limitando-se a injeção de corrente na direção transversal, paralela à região ativa (figura 2.7). Com isto, os portadores são injetados em um espaço físico que permite a formação de somente um filamento. Isto é feito através de uma canaleta ou faixa confinadora de corrente, (13,14,30), que limita a injeção de portadores a uma região estreita da camada ativa.

A canaleta confinadora de corrente é uma faixa localizada em geral no lado p do dispositivo (figura 2.7); através da faixa há maior condução elétrica. Esta faixa pode ser obtida por diversas técnicas, tais como: canaletas por contato (14), canaletas por isolamento (32), canaletas por difusão (33), canaletas por estrutura (34). Dentre estas

destacam-se as canaletas por isolamento, e as canaletas por difusão.

As *canaletas por isolamento* (32), são feitas no lado p do dispositivo, criando-se uma camada isolante, através do bombardeamento do material com partículas de alta energia cinética (por exemplo prótons) que criam defeitos na rede cristalina, aumentando a resistência do material. Nesta camada isolante é deixada uma faixa condutora, não irradiada por prótons (figura 2.8), através da qual se faz a injeção de portadores.

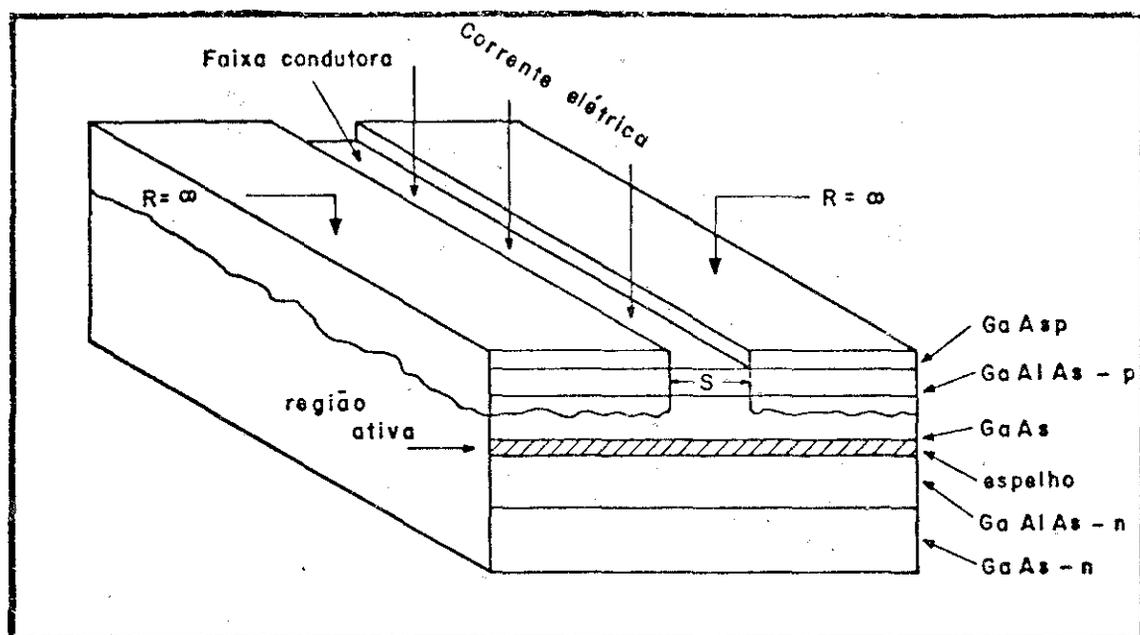


Fig. 2.7- Orientação da canaleta confinadora de corrente em relação aos espelhos e região ativa de um laser de heteroestrutura dupla.

O segundo tipo de canaletas, as *canaletas por difusão* (33), são feitas com o processo de difusão de impurezas (por exemplo zinco). A canaleta é definida como a região na qual se faz a difusão de impurezas (figura 2.9). A difusão pode ser aprofundada até alcançar, ou mesmo ultrapassar (35), a região ativa. Após a difusão é feita a metalização da superfície para a obtenção do contato ôhmico.

Apesar do estudo desenvolvido neste trabalho se aplicar a lasers de heteroestrutura dupla, com qualquer tipo de canaleta que não

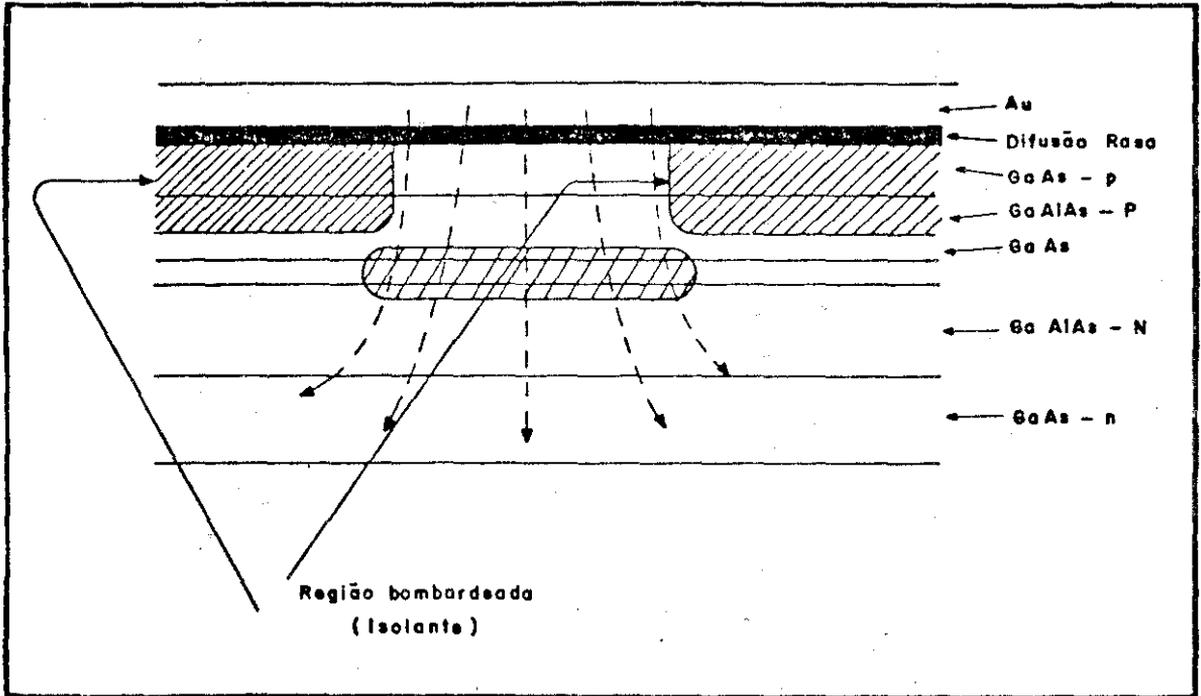


fig. 2.8 - Estrutura de um laser com confinamento de corrente através de canaleta por isolamento.

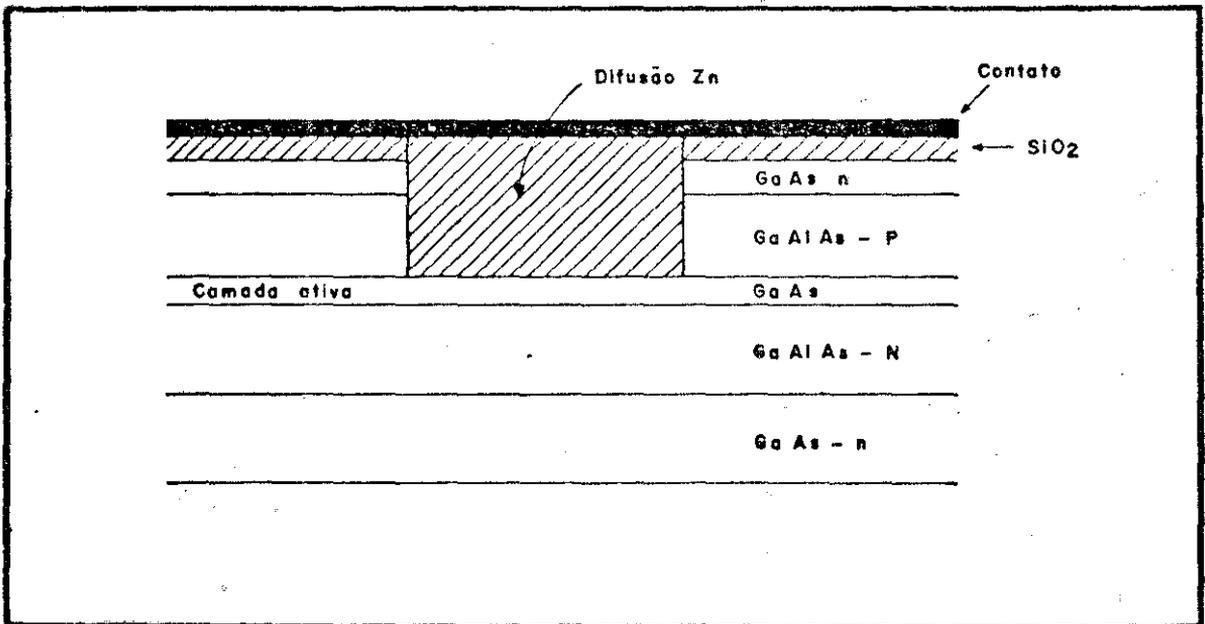


fig. 2.9 - Estrutura de um laser com confinamento de corrente através de canaleta por difusão.

intersecciona com a região ativa, estas duas técnicas de fabricação de canaletas confinadoras de corrente, foram destacadas porque com elas a injeção de portadores se dá praticamente na região ativa, reduzindo o espalhamento lateral da corrente elétrica, diminuindo a corrente limiar e melhorando as características ópticas destes dispositivos.

## C A P I T U L O 3

### O GUIAMENTO DE LUZ NO LASER

#### 3.1 A CAVIDADE RESSONANTE

A cavidade ressonante no laser de semicondutor é constituída por um guia de ondas e pelos espelhos paralelos entre si, existentes nas extremidades deste guia. O guia de ondas é a estrutura que confina a luz gerada na região ativa do laser. Neste trabalho estamos interessados em laser de heteroestrutura dupla, com faixa confinadora de corrente, nos quais vamos analisar a formação do guia de ondas. O guiamento da luz é feito através da variação espacial do índice de refração complexo e será estudado no parágrafo 3.4 .

O *índice de refração complexo* é um conceito que descreve as propriedades ópticas do meio, em relação às ondas eletromagnéticas que nele se propagam. Um resumo sobre o índice de refração é feito a seguir.

#### 3.2 O INDICE DE REFRAÇÃO COMPLEXO

Todos os meios apresentam duas propriedades em relação à luz: *dispersão e absorção* ( ou amplificação ).

A propriedade de dispersão é aquela que os meios possuem de alterar a velocidade de propagação da luz, em relação àquela no vácuo.

A absorção está relacionada com os processos de extinção, e (ou) emissão de luz, quando da interação das partículas do meio com a radiação.

Estas duas propriedades estão resumidas na grandeza  $\bar{N}$  definida

por:

$$\bar{N} = N + iK \quad ( 3.2.1 )$$

chamada *índice de refração complexo*.

A parte real desta expressão ( N ) descreve as propriedades de dispersão do meio. Por simplicidade nos referimos a ela, como índice de refração, em lugar de parte real do índice de refração complexo.

A parte imaginária ( K ), é chamada coeficiente de extinção (18), e descreve os processos de absorção ou amplificação. O coeficiente de extinção, está relacionado com o coeficiente de absorção, através da relação (16,18) :

$$K(E) = \frac{\alpha(E)\lambda}{4\pi} \quad ( 3.2.2 )$$

onde  $\alpha(E)$  = coeficiente de absorção,

$\lambda$  = comprimento de onda.

O índice de refração N e o coeficiente de extinção K, estão relacionados entre si, em ótica linear, através das relações de Kramers-Kroning (40).

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

O índice de refração complexo, no laser H.D. com faixa confinadora de corrente, varia espacialmente devido a própria estrutura do dispositivo e também em consequência dos processos dinâmicos que ocorrem dentro e fora da região ativa, quando o laser está em operação (12,31,36,38,42-45). Esta variação do índice de refração complexo, definirá as características de guiamento da luz gerada pelo laser. O guiamento da luz pode ser efetuado, tanto pela parte real do índice de re-

fração complexo, como pela parte imaginária, ou ambos. Quando o guiamento é provido principalmente pelo índice de refração, chamamos de *guiamento real* (12,38,41), quando o principal responsável é a parte imaginária (36,37,46-48), através do ganho (coeficiente de absorção negativo), chamaremos de *guiamento por amplificação diferencial*. No parágrafo 3.4.1, explicaremos o uso desta última definição. Vamos agora analisar a variação espacial do índice de refração complexo.

### 3.3 A VARIAÇÃO ESPACIAL DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO COMPLEXO

Consideremos um laser H.D. com faixa confinadora de corrente. A figura 3.1 mostra uma estrutura esquemática deste dispositivo e a sua orientação em relação a um sistema de coordenadas cartesianas. É mostrado também, esquematicamente a variação do índice de refração complexo segundo cada direção.

A variação do índice de refração complexo na direção X, ocorre por construção. Ele varia com X, na forma de um batente, devido à mudança de material, conforme está mostrado na figura 3.1.

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

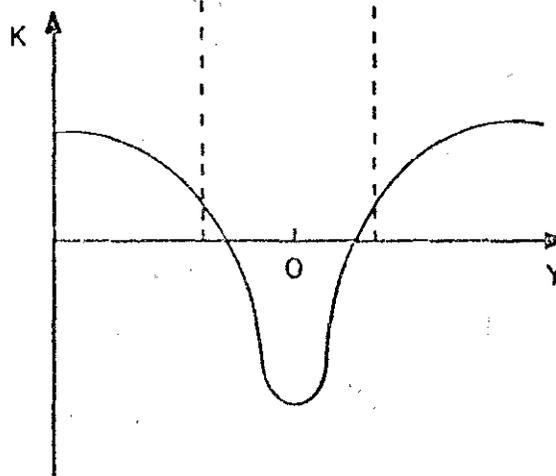
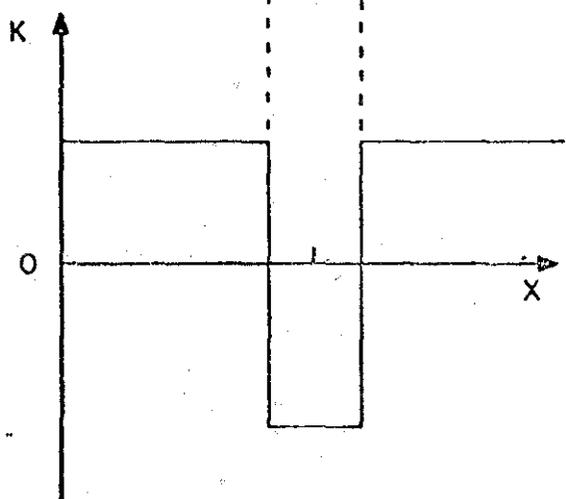
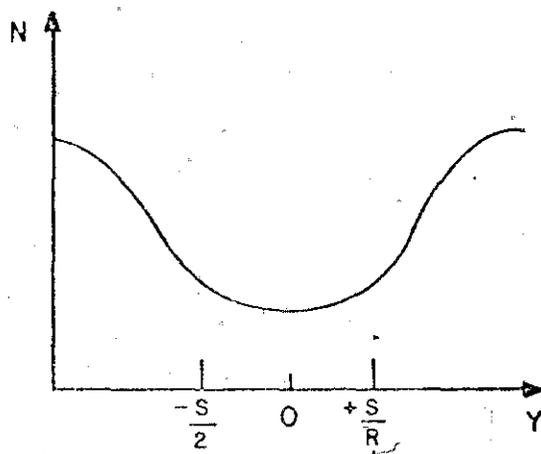
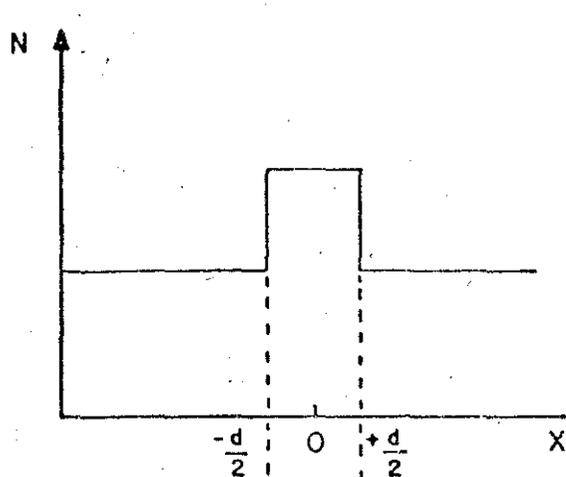
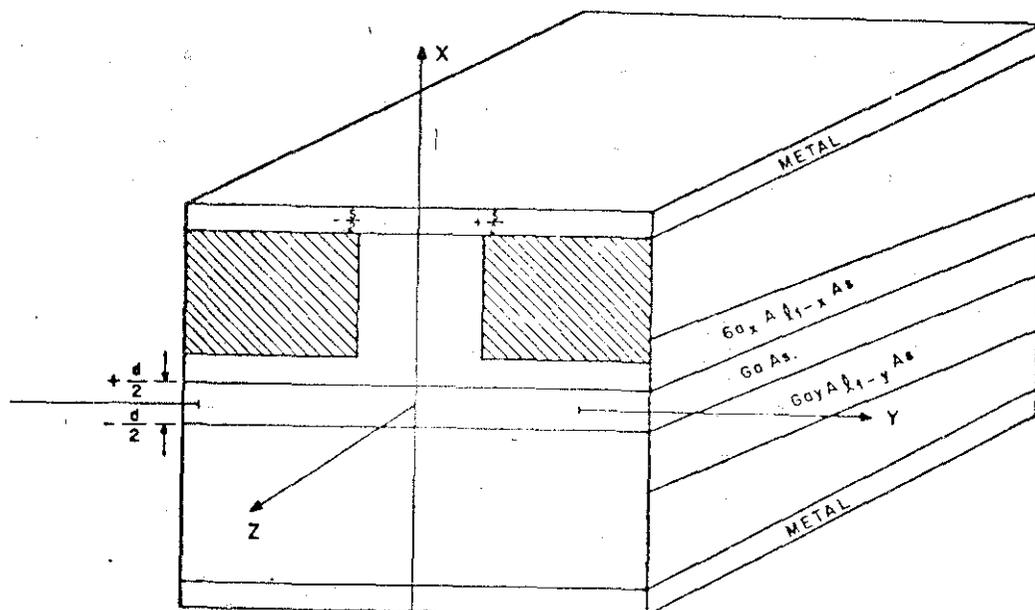


Fig. 3.1 - Definição dos eixos cartesianos e representação esquemática da variação espacial do índice de refração  $N$  e do coeficiente de extinção  $K$ , segundo as direções  $X$  e  $Y$ .

### 3.3.1 - PERTURBAÇÃO CAUSADA PELOS PORTADORES.

A influência dos portadores no índice de refração, começou a ser estudada por Jonscher (42) e Thompson (31), numa tentativa de explicar a filamentação da luz, que ocorria nos lasers de semicondutor.

Jonscher (42) considerava como causa da perturbação, o efeito de plasma criado pelos portadores, injetados na região ativa. No modelo de Thompson (31), os portadores causavam uma variação no coeficiente de absorção, devido à variação da energia dos quasi - níveis de Fermi, com a injeção ( deslocamento Burstein ). Com várias aproximações ele calculava  $\alpha(E)$  e com as relações de Kramers- Kroning, obtinha a variação do índice de refração com os portadores.

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

$$\Delta N = - \Delta n \quad ( 3.3.1)$$

Isto significa que o aumento da densidade de portadores ( $n$ ) diminui o índice de refração, e o meio tende a dispersar a luz.

Mendoza (49), através de cálculos sofisticados, a partir de primeiros princípios, obteve numericamente o coeficiente de absorção  $\alpha(E)$  em função da energia dos fótons para vários níveis de injeção de portadores. Através das relações de Kramers-Kroning, ele obteve a perturbação do índice de refração em função dos portadores injetados. Os resultados obtidos estão apresentados nas figuras 3.2 e 3.3.

Da figura 3.3 tem-se que, para uma injeção acima de um certo nível, função da energia, a variação pode ser aproximada pela rela-

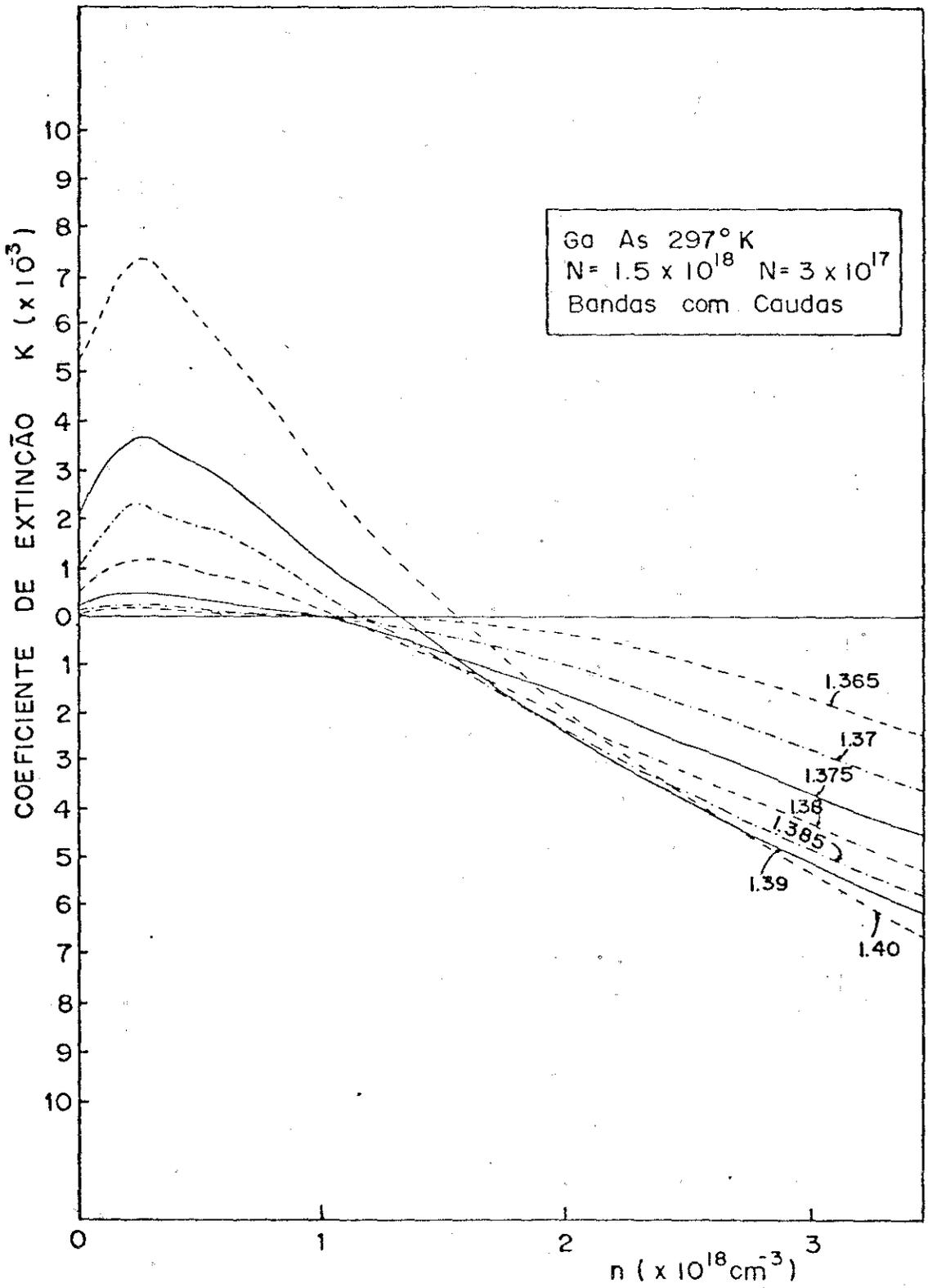


Fig. 3.2 - Coeficiente de extinção em função da densidade de portadores injetados, para diferentes valores de energia.

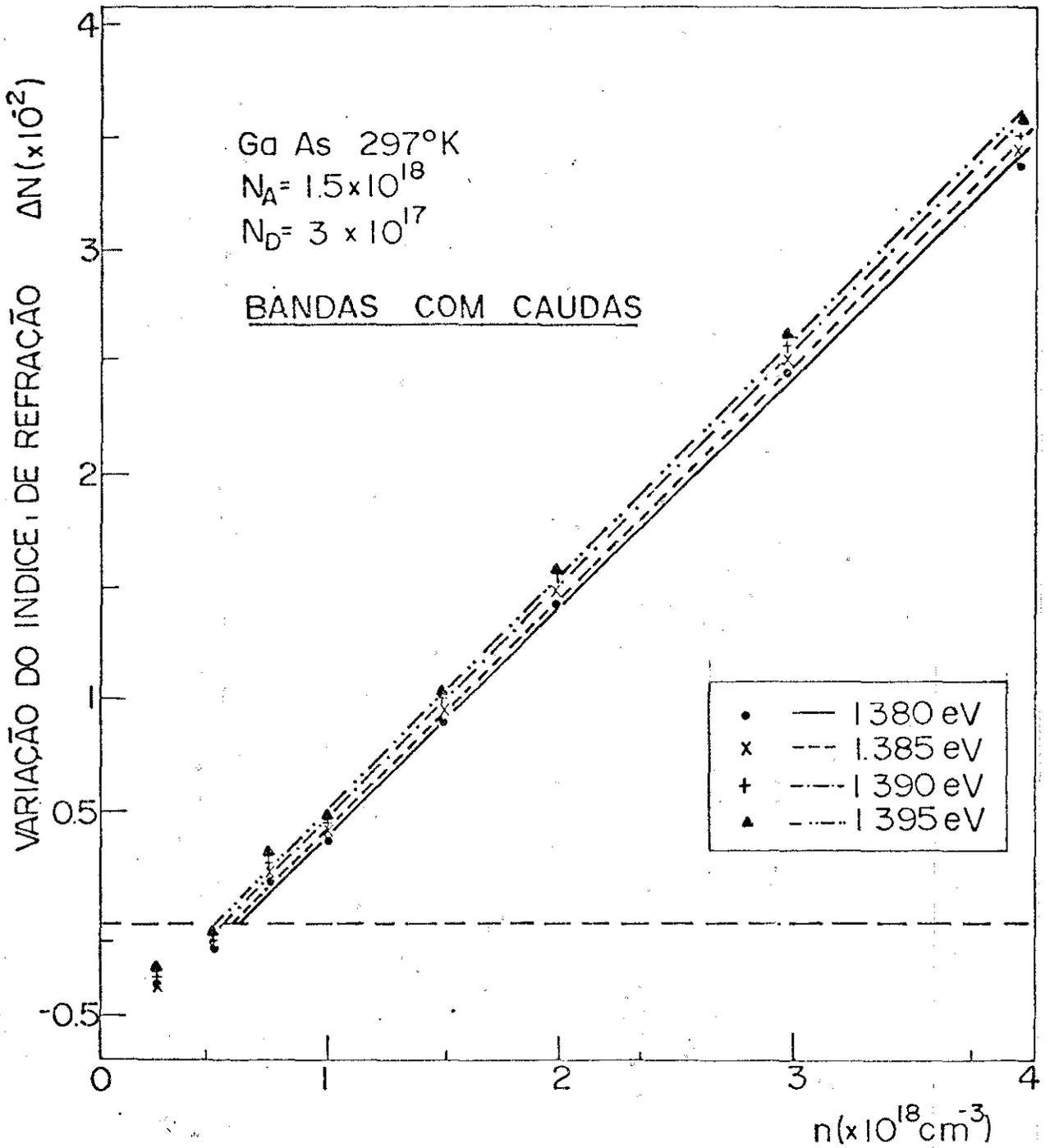


Fig. 3.3 - Variação do índice de refração em função da densidade de portadores injetados, para diferentes valores de energia.  
(49)

ção:  $\Delta N(n) = -An + B(E) \quad n > n_{\ell} \quad (3.3.2)$

O parâmetro A é constante, e igual a  $10^{-20} \text{ cm}^3$  e B(E) é função da energia, com valores que vão de  $5 \times 10^{-3}$  a  $9 \times 10^{-3}$  (49).

Abaixo de um valor crítico  $n_{\ell}$  de n, essa relação não é mais linear, e os portadores podem até produzir uma variação positiva no índice de refração.

No laser com canaleta confinadora de corrente, os portadores são injetados em uma região limitada ao longo de Y. Devido ao processo de difusão, ocorre a formação de um perfil de portadores como é mostrado na figura 3.4 (50).

Usando este perfil, e as curvas de índice de refração e coeficiente de extinção, em função da densidade de portadores, se obteve o perfil de índice de refração complexo, ao longo da direção paralela à camada ativa, ocasionado pelos portadores injetados. Este perfil está mostrado na figura 3.6 (49).

Da figura tem-se que, para os níveis de injeção práticos, o perfil de índice de refração ( parte real ) devido aos portadores injetados, vai atuar como antiguidade de ondas. Já na parte imaginária, para valores de  $|Y| < 8 \mu\text{m}$ , os portadores contribuem para a geração de ganho no meio. Para valores de  $|Y| > 8 \mu\text{m}$ , tem-se absorção.

Ressaltamos que, devido à barreira de potencial existente na interface camada ativa / camadas adjacentes, no laser H.D. os portadores são confinados na camada ativa, por isso a perturbação causada pelos portadores, influi no índice de refração complexo somente desta região.

Fig 3.4 - Distribuição dos portadores ao longo da direção Y, para diversos valores de corrente de injeção. (50)

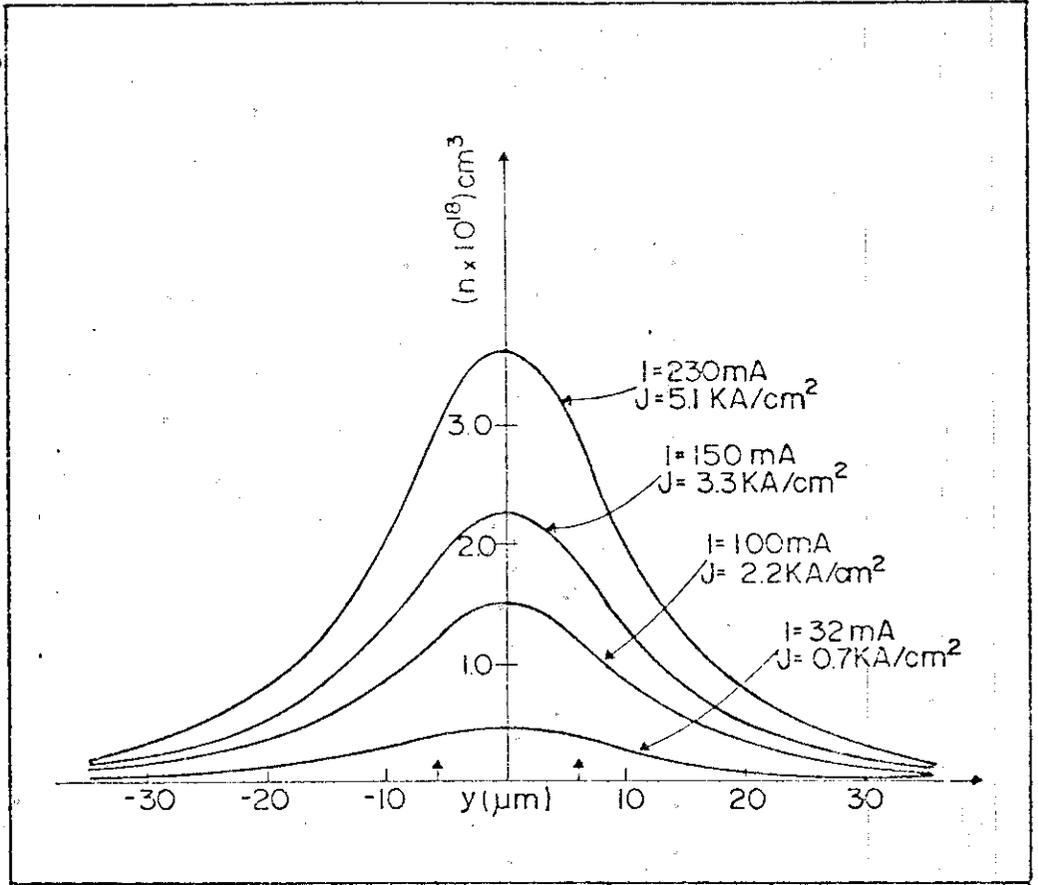
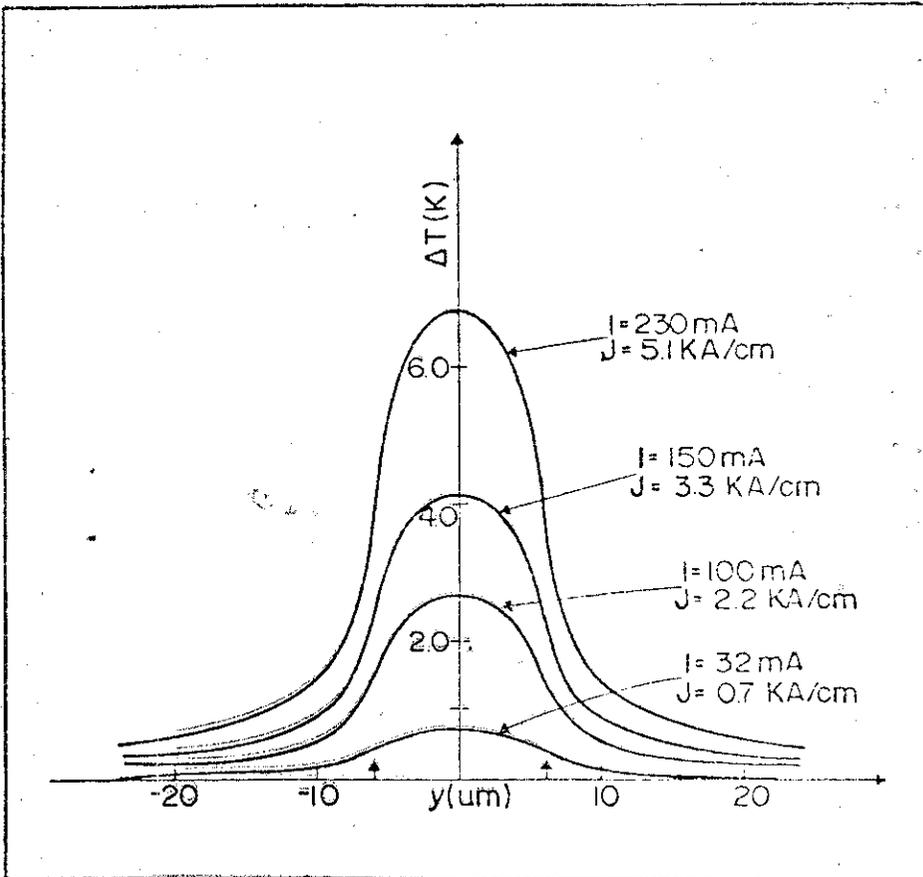


Fig. 3.5 - Distribuição de temperatura ao longo da direção Y, para diversos valores de corrente de injeção. (50)



### 3.3.2 - O EFEITO DA TEMPERATURA.

A injeção de portadores no laser de semicondutor, causa aquecimento da região ativa e das camadas adjacentes (15,44), através de dois processos:

- 1- transições não radiativas,
- 2- aquecimento por efeito Joule.

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

Estes processos de aquecimento irão alterar a temperatura, tanto da camada ativa como das regiões passivas. Kobayashi (51) mostrou experimentalmente, que a maior variação de temperatura ocorre na região ativa. A variação da temperatura, perturba o índice de refração complexo da camada ativa e das camadas adjacentes.

A parte real do índice de refração complexo, é função da energia da banda proibida (15), que por sua vez depende da temperatura através da relação :

$$E_g = E_{g_0} - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (52) \quad (3.3.3)$$

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

$$\Delta N(T) = C \Delta T \quad (45) \quad (3.3.4)$$

A constante C é obtida da literatura (36) e seu valor é:

$$C = 5,7 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1} \quad \text{para o GaAs,}$$
$$C' = 5,0 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1} \quad \text{para o GaAlAs.}$$

Na expressão  $\Delta T$  é a variação de temperatura e seu valor é maior na região ativa (51).

Da equação 3.3.3, tem-se que uma variação positiva da temperatura produz um aumento na parte real do índice de refração complexo, diminuindo a dispersão do meio.

Theresinha Mattos determinou numericamente a distribuição de temperatura ao longo da junção, para várias correntes de injeção (50). Os resultados obtidos estão apresentados na figura 3.5. Com estes dados e com o uso da equação 3.3.3, é possível determinar as perturbações causadas pela temperatura sobre o índice de refração na região ativa.

A parte imaginária do índice de refração complexo, também será afetada, pela variação de temperatura na camada ativa. Esta afirmação, se baseia no fato da parte imaginária estar relacionada com o coeficiente de absorção (equação 3.2.2), e este por sua vez varia com a temperatura de operação do laser (15,16,18,39). Todavia a variação de temperatura que estamos tratando aqui, não é a variação de temperatura de operação do laser, a variação que estamos considerando, é aquela provocada pela injeção de portadores, através dos mecanismos citados no começo deste parágrafo. Esta variação é sobreposta à temperatura de operação. Contudo, o fato do coeficiente de absorção variar com a temperatura de operação, leva-nos a crer que a variação de temperatura provocada pela injeção de portadores, também altere o coeficiente de absorção, porém não conhecemos dados numéricos que indiquem como uma variação de temperatura  $\Delta T$  da região ativa, afeta o coeficiente de absorção. Sabe-se que uma variação positiva de temperatura, deve provocar um aumento na absorção e uma diminuição no ganho.

### 3.3.3 - O EFEITO GLOBAL

A perturbação causada pelos portadores injetados e pela temperatura, são mecanismos que atuam sobre o índice de refração de maneira competitiva. O perfil de portadores produz uma variação negativa no índice de refração (31,42,49), enquanto que o perfil de temperatura atua em sentido contrário, contribuindo com um incremento positivo no índice de refração (36).

Com relação ao coeficiente de extinção, os portadores injetados produzem uma variação negativa no coeficiente de extinção (figura 3.2), contribuindo para o estabelecimento de perfil de ganho (49,50), mas não conhecemos ainda o efeito da variação de temperatura na camada ativa, sobre o coeficiente de extinção. Por isso, em nossos cálculos a variação da parte imaginária do índice de refração complexo, será apenas estimada.

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

### 3.4 O. GUIA DE ONDAS ATIVO

Um guia de ondas, que conduz o fluxo de radiação eletromagnética na direção paralela ao seu eixo, através de sucessivas reflexões das ondas eletromagnéticas nas superfícies limitadoras do guia, é cha

mado guia de ondas passivo. Neste tipo de guiamento, a diferença de índice de refração entre o meio onde a radiação eletromagnética está se propagando (considerando-se guia de ondas com material dielétrico) e as regiões adjacentes é o fator responsável pelo confinamento da radiação eletromagnética nas regiões vizinhas ao eixo do guia. O guiamento ocorre se o índice de refração da região onde a radiação se propaga, é maior que o índice de refração das regiões adjacentes (16).

Um outro tipo diferente de guia de ondas, é o *guia de ondas ativo*. Este guia pode manter o fluxo de radiação eletromagnética na direção paralela ao seu eixo, mesmo quando o índice de refração desta região é menor que o índice de refração das regiões adjacentes. Isto acontece quando existe ganho no meio, suficiente para superar as perdas provocadas pela estrutura desconfinanante do guia. Neste caso há um mecanismo dinâmico de guiamento.

O guia de ondas formado na região ativa do laser de semicondutor, possui estas duas características de guiamento. A orientação do guia de ondas em relação a um sistema de coordenadas cartesianas está mostrado na figura 3.1. As direções  $x$  e  $y$  são as direções transversais ao guia de ondas. A luz é emitida segundo a direção  $z$ . Segundo a direção  $x$ , a diferença de índice de refração dos materiais que formam a região a região ativa e as camadas adjacentes à mesma (laser de heteroestrutura dupla), é a principal responsável pelo confinamento da luz gerada na camada ativa.

Na direção  $y$ , considera-se que não haja à princípio, nenhuma variação do material, isto é, nenhuma estrutura confinante decorrente da fabricação do dispositivo. Mesmo sem estrutura confinante, a luz pode ser confinada ao longo desta direção, em virtude dos processos que ocorrem quando da operação do laser.

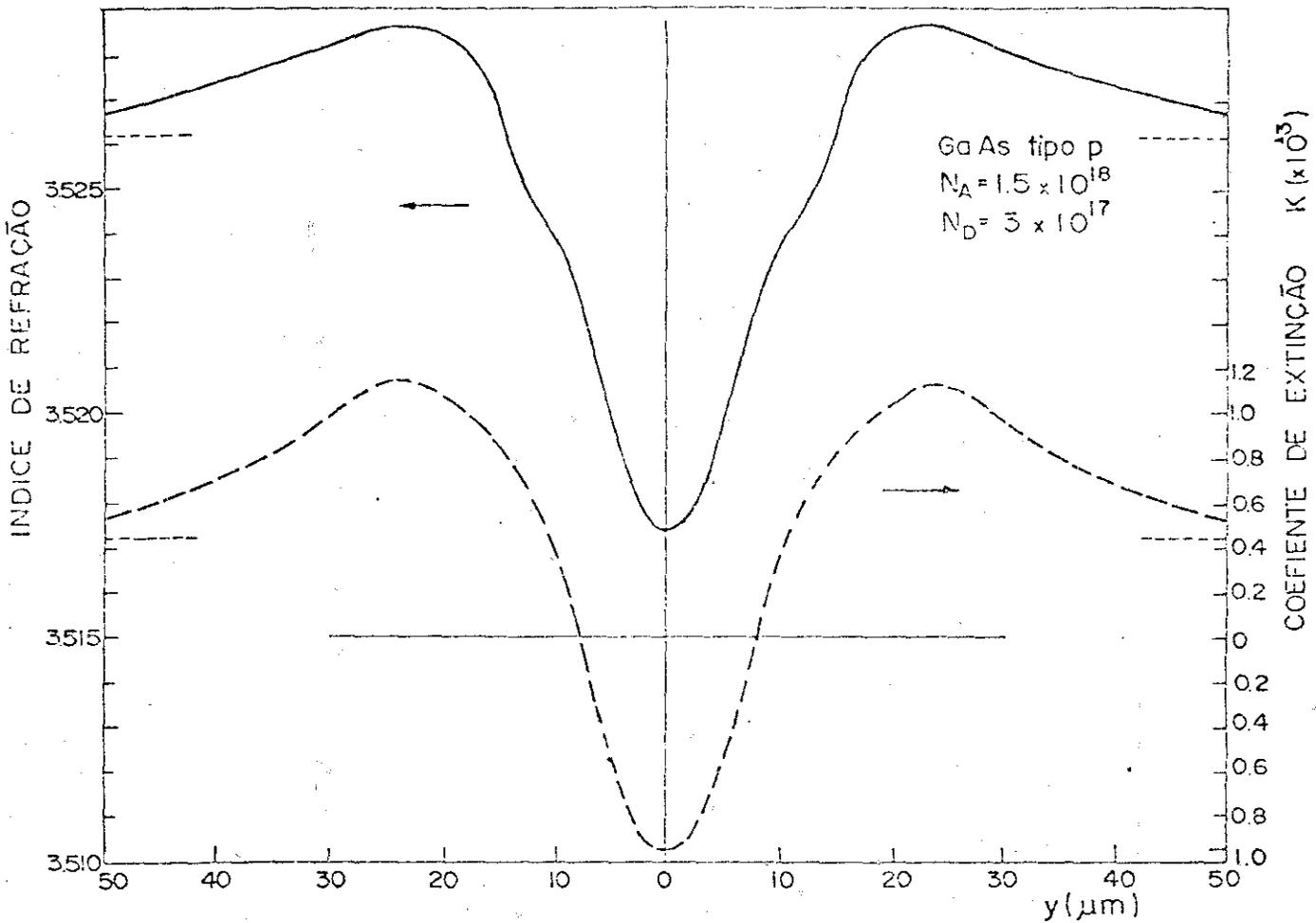
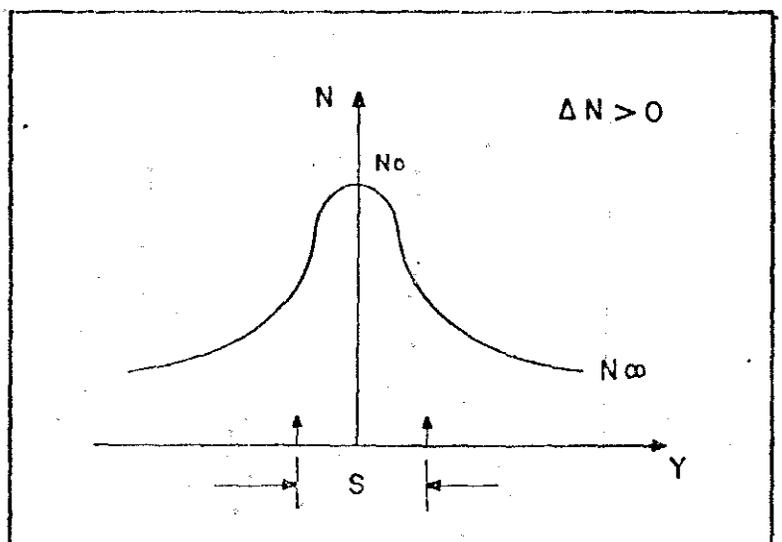


Fig. 3.6 - Perfil de índice de refração e coeficiente de extinção, na direção Y, obtido na referência (49), levando em consideração o efeito perturbativo dos portadores injetados.

Fig. 3.7 - Representação esquemática de um perfil de índice de refração com um incremento positivo.



Quando se injeta corrente no contato de faixa do laser de semicondutor, tem-se a formação de um perfil de densidade de portadores injetados, ao longo do eixo  $y$ , devido a difusão de corrente nesta direção. A densidade de portadores tem um valor máximo no centro da faixa, diminuindo ao se afastar dele (figura 3.4). O perfil de portadores dá origem também a uma distribuição de temperatura (50) na direção  $y$ , conforme está mostrado na figura 3.5. Esta variação espacial da densidade de portadores e de temperatura na direção  $y$ , perturba o índice de refração ao longo desta direção, conforme já foi discutido no parágrafo anterior. Como consequência tem-se a formação de um perfil de índice de refração complexo na direção  $y$ . Vejamos agora como se processa o guiamento da luz nesta direção, paralela ao plano da região ativa.

Há trabalhos (12,38), mostrando estudos teóricos e dados experimentais indicando guiamento real da luz ao longo da direção  $y$ . Neste caso a parte real do índice de refração complexo, variaria espacialmente, tendo seu valor máximo no centro da canaleta confinadora ( $y=0$ ) e diminuiria ao se aumentar  $|y|$ , tendendo para o valor de índice de refração próprio do material. Para que tal efeito aconteça é necessário, que os processos perturbativos que ocorrem durante a operação do laser, incrementem positivamente o índice de refração. A figura 3.7 ilustra um perfil de índice de refração com esta característica. Contudo para os níveis de injeção práticos (50), a evidência maior é que o guia de ondas ao longo de  $y$  tem uma estrutura desconfinante (37,46,49). Isto se deve principalmente, ao efeito dos portadores injetados sobre o índice de refração, conforme vimos no parágrafo 3.3.1. Desta forma, apesar da variação de temperatura incrementar positivamente o índice de refração, tem-se um efeito global, um perfil de índice de refração,

que varia espacialmente como está mostrado esquematicamente na figura 3.1 . A tendência desse perfil é a de desconfinar a luz. Neste caso, o guiamento da luz é feito pela variação espacial da parte imaginária do índice de refração complexo (guiamento pelo ganho), através de um mecanismo dinâmico de guiamento, que chamamos de *guiamento por amplificação diferencial*. Vejamos a seguir como atua este mecanismo.

### 3.4.1 - GUIAMENTO POR AMPLIFICAÇÃO DIFERENCIAL.

Amplificação diferencial é um mecanismo de guiamento de luz, efetuado pela variação espacial da parte imaginária do índice de refração complexo. Trabalhos já publicados chamam este tipo de guiamento, de guiamento pelo ganho (36,37,46,47). Na verdade não há guiamento por ganho, mas uma amplificação de luz (à medida que o modo se propaga), que consegue superar as perdas provocadas pela estrutura desconfinante do guia de ondas. Expliquemos isto com mais detalhes:

Consideremos um laser H.D. com canaleta confinadora de corrente. Quando o índice de refração tem uma atuação desconfinante, o modo que se propaga na região ativa pode se distribuir na direção  $y$ , sobre uma região na qual , o perfil de ganho existente (parte imaginária do índice de refração complexo) varia, anulando-se e tornando-se em absorção (veja figura 3.8). O ponto de inflexão dependerá da largura da faixa. Tem-se então um processo de perdas laterais, provocada pela absorção do modo que adentra as regiões em que não há ganho . Isto significa, que à medida que o modo percorre uma distância  $dz$ , segundo a direção  $z$ , ele vai sendo absorvido lateralmente. Para que o modo se mantenha estacionário durante o percurso  $dz$ , é necessário que haja um equilíbrio dinâmico, entre a razão de amplificação do modo e a razão de

absorção lateral. Em outras palavras é necessário que se tenha uma *amplificação diferencial da luz*, que se propaga na região de ganho, para que a forma do modo seja mantida. Naturalmente a largura do modo irá depender do perfil de ganho.

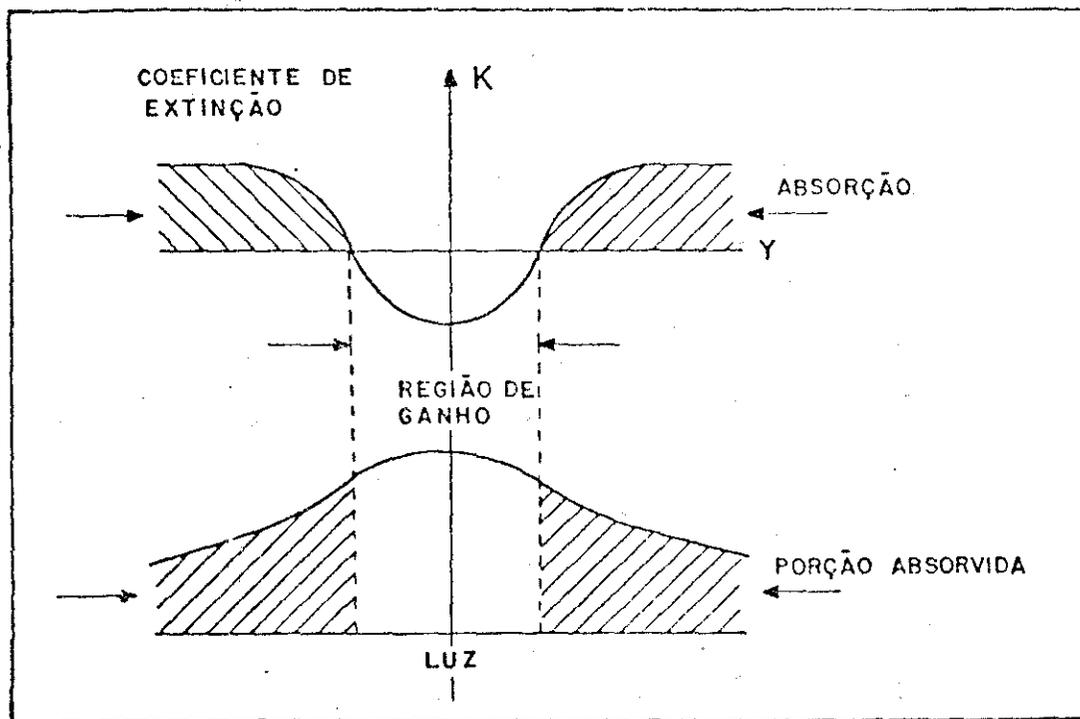


fig. 3.8 - Representação esquemática, do mecanismo de absorção lateral da luz.

Este mecanismo de absorção lateral do modo que se propaga na camada ativa, é um mecanismo de perda, que tem sido tratada na literatura (54), como perdas por difração. Porém não se trata de um processo de difração, mas de um processo de absorção da luz nas regiões em que não há ganho.

Alguns estudos (39), indicam este tipo de perdas como o principal responsável pela forte dependência da densidade da corrente limiar, com a temperatura de operação.

Até aqui, temos nos referido somente aos lasers com heteroestrutura dupla, porém indicamos o processo de guiamento por amplifica-

ção diferencial, como um processo que poderia explicar o guiamento de luz, nos lasers de homoestrutura (com faixa confinadora de corrente). Este mecanismo explicaria o guiamento, tanto na direção perpendicular à junção, direção x, como na direção paralela, direção y. Nos lasers de homoestrutura, não se tem estrutura confinante decorrente da fabricação do dispositivo. Além disso, para os níveis de injeção de corrente elétrica usados na operação desses dispositivos, a perturbação causada pelos portadores sobre o índice de refração, atuará no sentido de produzir um antiguia de ondas. Neste caso, um mecanismo de guiamento como o de amplificação diferencial, explicaria o confinamento da luz nos dispositivos de homoestrutura.

## C A P Í T U L O 4

### A APROXIMAÇÃO ANALÍTICA PARA O GUIA DE ONDAS.

#### 4.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, vamos analisar o guiamento da luz em um laser de Heteroestrutura Dupla ( com faixa confinadora de corrente ), através de um modelo bidimensional para o guia de ondas formado nestes dispositivos. Este guia é descrito pela variação espacial do índice de refração complexo, na região ativa e nas camadas adjacentes. Com o uso de uma expressão complexa para o índice de refração, incluímos naturalmente o guiamento por ganho, através do coeficiente de extinção  $K$  (veja equação 3.2.1 ).

O modelo se resume no seguinte: na direção perpendicular ao plano da camada ativa (direção  $x$ , figura 3.1), usamos um modelo de batente para descrever a variação espacial do índice de refração complexo, porque nesta direção há uma mudança abrupta de meio, decorrente da estrutura do dispositivo. Na direção paralela ao plano da camada ativa (direção  $y$ ), vamos usar uma aproximação secante hiperbólica, porque consideramos que nesta direção o índice de refração complexo varia de uma forma suave e simétrica, desde um valor de máxima perturbação (no centro da faixa), até um valor não perturbado (longe das extremidades da faixa).

Assumimos como causas desta perturbação, o perfil de portadores, estabelecido na camada ativa e o perfil de temperatura estabelecido na camada ativa e nas regiões adjacentes. Deste modo, levamos também em consideração, o efeito da variação espacial do índice

de refração nas camadas vizinhas, sobre a propagação da luz na camada ativa.

O nosso modelo permite soluções analíticas para a equação de onda do guia. Ele está apresentado no parágrafo 4.3 . Os resultados obtidos com este modelo, são apresentados e analisados nos parágrafos subsequentes. A seguir fazemos um resumo de outros modelos já publicados.

## 4.2 OUTROS MODELOS.

Entre os modelos publicados, sobre guia de ondas em laser de semiconductor que analisam principalmente o guia de ondas na direção transversal paralela à camada ativa, há basicamente duas linhas de abordagem: uma linha considera a luz sendo confinada em uma porção do dispositivo, através de uma variação espacial da parte real do índice de refração ao longo da direção transversal paralela ao plano da camada ativa. A outra linha considera, que o guiamento da luz é feito principalmente pelo ganho, assumindo-se para tanto uma expressão complexa para o índice de refração (ou para a constante dielétrica:  $\epsilon = \sqrt{N}$ ), onde tanto a parte real como a parte imaginária variam espacialmente. Dentro de cada linha, as principais aproximações analíticas usadas são a aproximação parabólica e a aproximação com funções hiperbólicas :  $\tanh^2(y/y')$  e  $\text{sech}^2(y/y')$  . Há ainda as aproximações numéricas como aquelas feitas por Buus (55), Asbeck (56) e colaboradores.

Dentro da primeira linha, que considera guiamento real, há os trabalhos de Zachos e Ripper (12) e o trabalho de Nunes e colaboradores (38). Zachos e Ripper propuzeram um modelo para o guia de

ondas formado em um laser de homoeestrutura, no qual assumem uma variação parabólica para o índice de refração nas direções transversal e paralela à junção. Já o trabalho de Nunes propõe uma variação tipo:  $\text{sech}^2(y/y')$ , para descrever a variação do índice de refração ao longo da direção  $y$  (veja figura 3.1), e considera que na direção  $x$  a variação é na forma de uma parábola. Este modelo prevê uma diminuição na separação em comprimentos de onda, entre modos adjacentes na direção paralela à junção, à medida que a ordem do modo aumenta. Este resultado concorda com dados experimentais (38), enquanto que no resultado previsto na aproximação de Zachos e Ripper, a separação em comprimento de ondas entre modos adjacentes na direção  $y$ , se mantinha constante.

Com a observação experimental (57,58) da presença de astigmatismo na luz emitida pelo laser, surgiram várias análises considerando a influência das variações espaciais do ganho, ao longo da direção paralela ao plano da camada ativa, sobre o guiamento da luz. Entre estas análises temos as de Nash (36), Nash e Cook (37), e Paoli (46), onde consideram que o guiamento da luz na direção paralela ao plano da camada ativa (laser H.D. com faixa), é feito através da variação parabólica do perfil de ganho e índice de refração.

Nos trabalhos de Nash, e Cook (36,37), o guiamento é feito pelo ganho, na presença de um antiguiamento por índice de refração, resultante da competição entre as perturbações causadas pelos portadores injetados e pela temperatura. Com este modelo, eles encontram que as frentes de ondas (com relação à direção  $z$ ) são superfícies cilíndricas, com raio de curvatura constante, explicando desta forma, o astigmatismo observado na emissão do laser.

O trabalho de Paoli (46), difere dos anteriores, porque ele faz um modelo bidimensional, para o guia de ondas, de maneira a loca-

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

Dentro da aproximação de guiamento por ganho, vamos considerar ainda o trabalho de Asbeck e colaboradores (59) e os trabalhos de Streifer e colaboradores (47,60).

O trabalho de Streifer apresentado na referência (60) e o trabalho de Asbeck (59), são similares. Eles estudam o guiamento da luz em lasers com faixa confinadora de corrente estreita ( $\approx 10 \mu\text{m}$ ). Asbeck e colaboradores (59), fazem uma aproximação  $1/\cosh^2(y/y')$ , para descrever a variação da constante dielétrica complexa ao longo da direção  $y$ . E Streifer e colaboradores (60), fazem uma aproximação bidimensional para o guia de ondas, onde consideram que na direção  $y$  a variação espacial do índice de refração complexo é descrita por uma função  $\tanh^2(y/y')$ , e consideram que nas camadas adjacentes à camada ativa, o índice de refração permanece constante. Tanto o trabalho de Asbeck como o trabalho de Streifer, desprezam o efeito da

temperatura sobre o índice de refração, porque restringem suas análises à regime de operação em condições pulsadas. Eles consideram que o guiamento da luz é feito pelo ganho, na presença de um antiguiamento por índice de refração. Com este modelo, a solução da equação de onda obtida por ambos trabalhos, para o modo fundamental apresenta simetria não gaussiana (em campo próximo e afastado), resultado este que concorda com dados experimentais (59,61), observados em dispositivos com faixa estreita.

Em um trabalho anterior (47), Streifer e colaboradores, analisam o guiamento da luz através de um modelo para o guia de ondas, no qual eles consideram que na direção  $y$ , somente a parte imaginária do índice de refração complexo varia. Para descrever esta variação eles usam três tipos diferentes de funções  $((y/y')^2, \text{tang}^2(y/y'), \text{tanh}^2(y/y'))$ , que fornecem soluções analíticas para a equação de onda. Esta primeira análise não correspondia à realidade, uma vez que consideravam a parte imaginária do índice de refração variando com  $y$ , enquanto a parte real se mantinha constante. Desprezando desta forma a influência dos efeitos perturbativos sobre o índice de refração.

O nosso modelo matematicamente é similar ao modelo de Streifer e colaboradores apresentado na referência (60). Contudo nosso modelo é mais completo, pois além de considerarmos o efeito da variação de temperatura, que permite estender o modelo para laser em regime de operação contínua, as análises feitas aqui (em particular no capítulo 5), são auto-consistentes. Aqui as variações consideradas no ganho devido ao perfil de portadores, são consistentes com as variações sofridas pelo índice de refração. O perfil de temperatura também é consistente com o perfil de portadores existente ao longo da camada ativa. Estes dados são baseados nos resultados apresentados nos estudos desenvolvidos nas referências (49) e (50).

### 4.3 NOSSO MODELO

Em virtude dos processos perturbativos (portadores e temperatura), variarem na forma apresentada nas figuras 3.4 e 3.5, escolhemos a função  $\text{sech}^2(y/y')$ , para descrever a variação do índice de refração complexo ao longo da direção  $y$ , dentro e fora da camada ativa. Esta escolha é feita em razão desta função ser simétrica, contínua e tender para zero quando  $y \rightarrow \infty$ . A aproximação secante hiperbólica acima, é mais adequada à situação física que a aproximação parabólica, pois a função  $(y/y')^2$  tende para infinito, quando  $|y| \rightarrow \infty$  e na verdade o índice de refração e o coeficiente de extinção em pontos afastados das extremidades da faixa, assumem valores praticamente constantes, ou seja, a perturbação sofrida por ambos tende para zero. Além disso, com a aproximação parabólica obtem-se um número infinito de modos permitidos; entretanto a própria solução da equação de onda, independentemente do ganho espectral, deve levar a um número finito de modos.

Desta forma, o modelo bidimensional proposto para o guia de ondas formado no laser H.D., com faixa confinadora de corrente, é aproximado pelas expressões:

$$\Delta \bar{N} = \bar{\delta}_0 \text{sech}^2(y/y') \quad \cdot |x| \leq d/2 \quad (4.3.1)$$

$$\Delta \bar{N} = \bar{\delta}_1 \text{sech}^2(y/y') \quad |x| > d/2 \quad (4.3.2)$$

O parâmetro  $y'$ , nestas equações, é uma medida da extensão da perturbação segundo a direção  $y$ . Consideramos que ele assume o mesmo valor tanto dentro da camada ativa como fora dela. Esta escolha

permite que se encontre soluções analíticas para a equação de onda. Na realidade o valor de  $y'$  será maior nas camadas passivas adjacentes à camada ativa, porque nestas regiões o calor se difundindo para fora da camada ativa se espalha mais ao longo de  $y$ , do que dentro da mesma.

Os termos  $\bar{\delta}_0$  e  $\bar{\delta}_1(x)$  são complexos e descrevem a intensidade da perturbação no índice de refração complexo, dentro e fora da camada ativa, respectivamente.

A variação  $\bar{\delta}_0$ , na camada ativa, tem duas causas principais: o perfil de portadores e o perfil de temperatura. Já  $\bar{\delta}_1(x)$  terá sua origem somente na variação de temperatura. Como no laser H.D., a espessura da camada ativa é da ordem de décimos de micron, assumimos  $\bar{\delta}_0$  constante nesta camada. O termo  $\bar{\delta}_1(x)$  varia com  $x$  (veja figura 4.1), acompanhando o gradiente de temperatura nesta direção, devido à difusão térmica. Ele é aproximado pelas expressões:

$$\bar{\delta}_1(x) = \bar{\delta}_1 e^{-a(x - d/2)} \quad x > d/2 \quad (4.3.3)$$

$$\bar{\delta}_1(x) = \bar{\delta}_1 e^{+a(x - d/2)} \quad x < d/2 \quad (4.3.4)$$

O parâmetro  $a$  é uma medida da extensão da difusão térmica.

Seguindo o tratamento convencional para análise do guiamento da luz no laser, vamos agora resolver a equação de onda, para obter os modos guiados, usando o perfil de índice de refração definido através das equações (4.3.1) a (4.3.4).

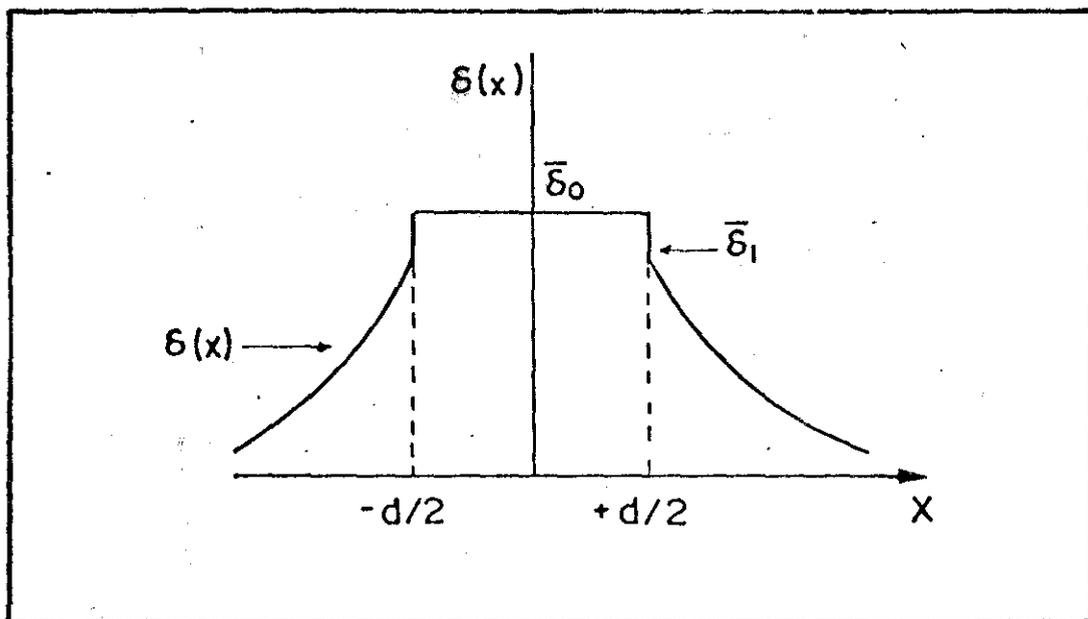


Fig 4.1 - Representação esquemática da variação da função  $\bar{\delta}(X)$ , dentro e fora da camada ativa. Na figura acima,  $d$  é a espessura da camada ativa.

#### 4.4 MODOS GUIADOS.

Os modos guiados pela cavidade de um laser, podem ser aproximadamente calculados (16), como soluções da equação de onda escalar:

$$\nabla^2 \psi(x,y,z) + \bar{N}^2(x,y)k^2 \psi(x,y,z) = 0 \quad (4.4.1)$$

onde:

$\Psi(x,y,z)$  representa o campo eletromagnético,

$\bar{N}(x,y)$  é o índice de refração complexo,

$k = 2\pi/\lambda$  ;  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz no vácuo, e a dependência no tempo é assumida ser da forma  $\exp(\pm i\omega t)$ .

A variação espacial do índice de refração  $\bar{N}(x,y)$ , o perfil de índice de refração complexo, é responsável pela configuração dos modos permitidos. Este perfil é obtido das equações (4.3.1) a (4.3.4):

(veja o apêndice I)

$$\bar{N}^2(x,y) = \begin{cases} \bar{N}_a^2(x,y) = \bar{N}_0^2 \left\{ 1 - 2\bar{\delta}_0/\bar{N}_0 \left[ 1 - \operatorname{sech}^2(y/y') \right] \right\} & ; \quad |x| \leq d/2 \\ \bar{N}_b^2(x,y) = \bar{N}_1^2 \left\{ 1 - 2\bar{\delta}_1(x)/\bar{N}_1 \left[ 1 - \operatorname{sech}^2(y/y') \right] \right\} & ; \quad |x| > d/2 \end{cases} \quad (4.4.2)$$

$$(4.4.3)$$

#### 4.4.2 - SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA.

Empregando nosso modelo, representado nas equações (4.4.2) e (4.4.3), vamos calcular as soluções para a equação de onda escalar (4.4.1).

Seguindo a aproximação de Thompson (31), aquela equação pode ser separada em 3 equações desacopladas:

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + k^2 \bar{Y}^2 Z = 0 ; \quad Z(z) = Z_0 e^{\pm j k \bar{Y} z} \quad (4.4.4)$$

$$\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \bar{q}^2 X = 0 ; \quad X(x) = \begin{cases} X_0 e^{-\bar{p}x} & |x| > d/2 \\ A \cos(\bar{q}x + \theta) & |x| \leq d/2 \end{cases} \quad (4.4.5)$$

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \left[ \bar{N}^2(x,y) k^2 - (\bar{q}^2 + k^2 \bar{Y}^2) \right] Y = 0 \quad (4.4.6)$$

onde:

$$\Psi = X(x)Y(y)Z(z),$$

$\bar{q}$  e  $\bar{Y}$  são constantes de propagação complexas, nas direções x e y,

A,  $X_0$ ,  $Z_0$  são constantes de normalização

$\bar{p}$  é uma medida da penetração do campo nas camadas adjacentes,

$\theta$  é um parâmetro de fase.

### 4.4.3 - SOLUÇÃO NA DIREÇÃO TRANSVERSAL PARALELA AO PLANO DA REGIÃO ATIVA.

A equação (4.4.6) fornece a solução da equação de onda segundo a direção  $y$ . Nesta equação o termo  $\bar{N}^2(x,y)$ , depende tanto de  $x$  como de  $y$ , e a equação não pode ser resolvida diretamente. Este problema é contornado, multiplicando-se a equação (4.4.6) por  $|X(x)|^2$  e integrando a equação em  $x$ , no intervalo  $-\infty < x < +\infty$  (46).

Com a definição da função  $\bar{N}^2(y)$ , através da relação:

$$\bar{N}^2(y) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{N}^2(x,y) X(x) X^*(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} X(x) X^*(x) dx} \quad (4.4.7)$$

o problema de se estudar o guia bidimensional definido nas equações (4.4.2) e (4.4.3), fica reduzido a um problema unidimensional, representado pela equação:

$$Y'' + [k^2 \bar{N}^2(y) - \bar{q}^2 - k^2 \bar{\gamma}^2] Y = 0 \quad (4.4.8)$$

Substituindo as equações (4.4.2) e (4.4.3) na equação (4.4.7) e o resultado obtido para  $\bar{N}^2(y)$ , na equação (4.4.8) obtemos (apêndice II) a seguinte equação:

$$Y'' + \left\{ \left[ -\bar{\gamma}^2 - \bar{q}^2 + \bar{n}^2 k^2 \right] + 2k^2 \bar{N}_0 \bar{\delta} \text{Nef} \text{sech}^2(y/y') \right\} Y = 0 \quad (4.4.9)$$

onde temos definido:

$$\bar{n}^2 = \left\{ (\bar{N}_0^2 - \bar{N}_1^2) \Gamma + \bar{N}_1^2 - 2 \left[ \bar{\delta}_0 \bar{N}_0 \Gamma + \bar{\delta}_1 \bar{N}_1 (1 - \Gamma) / (1+h) \right] \right\}$$

$$\bar{\delta} \text{Nef} = \bar{\delta}_0 \Gamma + 2 \bar{N}_1 \bar{\delta}_1 (1 - \Gamma) / (\bar{N}_0 (1 + h)) \quad (4.4.11) \quad (4.4.10)$$

com

$$h = a/2\text{Real}(\bar{p}) \quad (4.4.12)$$

e o fator de confinamento (16,46) definido por:

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} X(x)X^*(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} X(x)X^*(x) dx} \quad (4.4.13)$$

As soluções da equação (4.4.9), veja apêndice II, são as funções:

$$Y_n(y) = \{\cosh(y/y')\}^{\bar{\mu}} C_n^{\bar{\mu}}[-\text{isenh}(y/y')] \quad (4.4.14)$$

Nesta expressão:

$n$  é um número inteiro, indicando a ordem do modo.

$C_n^{\bar{\mu}}(\zeta)$  são os polinômios ultraesféricos de Gegenbauer (53).

Estes polinômios satisfazem às seguintes relações de recorrência:

$$C_0^{\bar{\mu}}(\zeta) = 1 \quad ; \quad C_1^{\bar{\mu}}(\zeta) = 2\bar{\mu}\zeta \quad (4.4.15)$$

$$(\ell + 1)C_{(\ell+1)}^{\bar{\mu}}(\zeta) = 2\zeta(\ell + \bar{\mu})C_{\ell}^{\bar{\mu}}(\zeta) - (\ell + 2\bar{\mu} - 1)C_{(\ell-1)}^{\bar{\mu}}(\zeta) \quad (4.4.16)$$

$$\zeta = -\text{isenh}(y/y') \quad (4.4.17)$$

O parâmetro complexo  $\bar{\mu}$ , define a configuração do campo, se de obtido da equação:

$$\bar{\mu}(\bar{\mu} - 1) = 2\bar{N}_0 k^2 y'^2 \bar{\delta} N e f \quad (4.4.18)$$

Veja no apêndice II, as equações (A.2.26) e (A.2.29).

Como solução da equação (4.4.18) é escolhido o valor de  $\bar{\mu}$ , que satisfaz as seguintes condições (47) :

$$(a) \text{Real}(\bar{\mu}) < 0 \quad (4.4.19)$$

Esta restrição assegura a convergência das soluções (4.4.14), quando  $|y| \rightarrow \infty$ .

$$(b) \operatorname{Im}(\bar{\mu}) > 0 \quad (4.4.20)$$

Esta condição significa que o fluxo de energia ocorre, de dentro para fora do guia, segundo a direção  $y$ . Isto significa que  $\hat{y} \cdot \vec{S} > 0$ , para valores positivos de  $y$  e  $\hat{y} \cdot \vec{S} < 0$ , para valores negativos de  $y$ . Nestas expressões  $\vec{S}$  é o vetor de Poynting (veja o apêndice III).

O número de modos permitidos é obtido da relação:

$$(c) \operatorname{Real}(\bar{\mu}) + n < 0 \quad (4.4.21)$$

Significando que  $n$  poderá no máximo ser igual ao maior inteiro, menor do que  $\operatorname{Real}(\bar{\mu})$ .

#### 4.4.4 - CAMPO PRÓXIMO E CAMPO AFASTADO.

Consideramos como campo próximo a distribuição de intensidade de luz no espelho do laser.

A equação (4.4.14), fornece a distribuição do campo segundo a direção  $y$ , paralela ao plano da camada ativa, (dentro do guia, que é no caso igual à distribuição nos espelhos). Na tabela I, estão apresentadas as expressões analíticas, obtidas da equação (4.4.14), para os quatro primeiros modos.

TABELA I

$$Y_0(y) = [\cosh(y/y')]^{\bar{\mu}} \quad (4.4.22)$$

$$Y_1(y) = -2i\bar{\mu} [\cosh(y/y')]^{\bar{\mu}} \sinh(y/y') \quad (4.4.23)$$

$$Y_2(y) = -\bar{\mu} [\cosh(y/y')]^{\bar{\mu}} \{ 2(1+\bar{\mu})\sinh^2(y/y') + 1 \} \quad (4.4.24)$$

$$Y_3(y) = (2/3)i\bar{\mu}(\bar{\mu}+1) [\cosh(y/y')]^{\bar{\mu}} \sinh(y/y') \{ (4+2\bar{\mu})\sinh^2(y/y')+3 \} \quad (4.4.25)$$

O módulo ao quadrado das equações (4.4.22) a (4.4.25), fornece o campo próximo ao longo de y.

Para aplicações práticas, é interessante conhecer a distribuição da intensidade do campo a uma distância  $z_0$  dos espelhos. Esta distribuição é chamada distribuição em campo afastado, ou campo distante.

A distribuição em campo distante (figura 4.2) é obtida das expressões mostradas na tabela I (para os 4 primeiros modos), tomando-se a transformada de Fourier (38), daquelas expressões:

$$\phi_n(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} Y_n(y) \exp((2\pi i \xi y)/(\lambda z_0)) dy \quad (4.4.26)$$

Este é o caso da difração de Fraunhofer. Tem-se difração de Fraunhofer, quando o ponto de observação está a uma distância infinita de uma abertura iluminada coerentemente (62). Na prática esta

esta situação corresponde a se ter as seguintes condições:  $\xi \gg y$  e  $\xi y \ll z_0^2$ . A figura 4.2 especifica  $y$ ,  $\xi$ ,  $z_0$ .

A transformada de Fourier (4.4.26) das expressões (4.4.22) a (4.4.25), é feita numericamente, já que expressões analíticas não são possíveis, quando se usam aquelas equações.

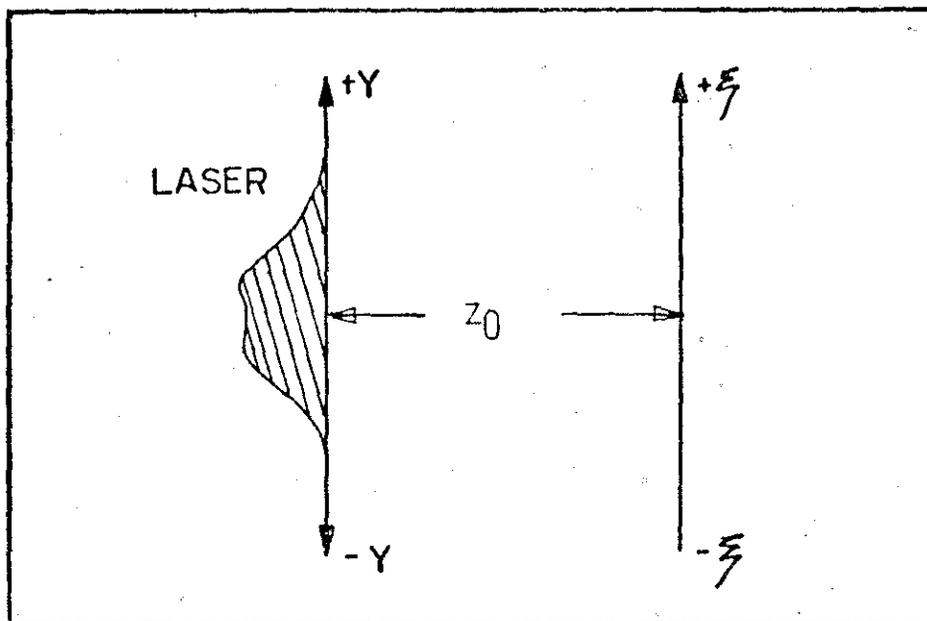


Fig. 4.2 - Variável  $y$  no plano do espelho e variável  $\xi$  no plano de observação a uma distância  $z_0$  do espelho.

#### 4.5 O ÍNDICE DE REFRAÇÃO EFETIVO.

Vamos neste parágrafo examinar o guiamento da luz através do perfil de índice de refração efetivo, ao longo de  $y$ , definido na equação (4.4.11).

A região ativa no laser H.D. é muito fina, de forma que o perfil de índice de refração complexo estabelecido nas camadas adjacentes, equação (4.4.3), irá influenciar o guiamento da luz na direção  $y$ , dentro da região ativa.

Como resultado, o modo se propagando na região ativa irá ser guiado por um *índice de refração efetivo* (46,55), que leva em conta os efeitos perturbativos ocorridos nas camadas adjacentes à camada ativa. Desta forma, o problema de se estudar o guia de ondas bidimensional definido nas equações (4.4.2) e (4.4.3) para o laser de Heteroestrutura Dupla, fica reduzido a um problema unidimensional (como vimos na secção 4.4.3), descrito por uma perturbação efetiva no índice de refração complexo. Esta perturbação foi definida na equação (4.4.11) e vem dada pela expressão complexa:

$$\bar{\delta}N_{ef} = \bar{\delta}_0 + 2\bar{N}_1\bar{\delta}_1(1 - \Gamma)/\bar{N}_0(1 + h) \quad (4.5.1)$$

com  $h = a/2\text{Real}(\bar{p})$ . (4.5.2)

Este termo  $h$ , permite levar em conta no índice de refração efetivo, a razão entre a extensão da difusão térmica  $a$  e a penetração do modo,  $\text{Real}(\bar{p})$ .

Através da equação (4.5.1) podemos analisar a influência dos efeitos perturbativos, que ocorrem dentro e fora da camada ativa, sobre o guiamento da luz.

Usando as definições:

$$\bar{\delta}_0 = \delta_0' + i\delta_0'',$$

$$\bar{N}_0 = N_0 + iK_0,$$

onde,  $\delta_0'$  é a perturbação na parte real do índice de refração, e  $\delta_0''$  é a perturbação no coeficiente de extinção; obtemos a parte real e parte complexa (veja apêndice IV) da equação (4.5.1):

$$\text{Real}(\bar{\delta}N_{ef}) \equiv \delta N_{ef,r} \equiv \delta_0'\Gamma + \delta_1'(1 - \Gamma)/(1 + h) \quad (4.5.3)$$

$$\text{Im}(\bar{\delta}\text{Nef}) \equiv \delta\text{Nef}_i \equiv \delta_0'' \Gamma + \delta_1'' (1 - \Gamma)/(1 + h) \quad (4.5.4)$$

Nestas equações o índice 0 se refere à camada ativa e o índice 1, às camadas adjacentes.

As equações (4.5.3) e (4.5.4) representam respectivamente, a *perturbação efetiva* na parte real e parte complexa do índice de refração complexo. Elas são causadas, em nosso modelo, pelos perfis de portadores e temperatura, estabelecidos ao longo da direção paralela à camada ativa, quando o laser está em operação.

Tomando as expressões dadas no capítulo 3 (equações (3.3.2) e (3.3.4)) para as perturbações causadas pelos portadores e pela temperatura, podemos obter uma expressão para a parte real de  $\bar{\delta}\text{Nef}$ , em função destas perturbações:

$$\delta\text{Nef}_r = (-An + B)\Gamma + \left[ C\Gamma + \frac{C'(1 - \Gamma)}{(1 + h)} \right] \Delta T \quad (4.5.5)$$

Para a parte imaginária de  $\bar{\delta}\text{Nef}$ , não conhecemos expressões analíticas para as perturbações  $\delta_0''$  e  $\delta_1''$ , em função da temperatura.

Na equação (4.5.5), fazendo  $h = 0$  e  $C = C'$ , aquela expressão, se aproxima da expressão usada por Paoli (46) :

$$(\Delta n)_{\text{eff}} = \Gamma(\Delta n)_{\text{fc}} + (\Delta n)_{\text{T}} \quad (4.5.6)$$

onde  $(\Delta n)_{\text{fc}}$  é o incremento no índice de refração da região ativa devido aos portadores, e  $(\Delta n)_{\text{T}}$  é o incremento no índice de refração devido a variação de temperatura, dentro e fora da região ativa. Na expressão de Paoli (4.5.6), ele supõe que dentro e fora da cama-

da ativa a variação de temperatura  $\Delta T$ , é a mesma. Em nosso caso, na equação (4.5.5), fazendo  $h \rightarrow 0$ , significa que  $\text{Real}(\bar{p}) \gg a$ , ou seja, até onde o modo penetra nas camadas adjacentes, a perturbação  $\bar{\delta}_1(x)$  causada pela temperatura sobre o índice de refração, permanece praticamente constante (veja figura 4.3). Isto implica que  $\Delta T$  permanece constante, que é a aproximação usada por Paoli.

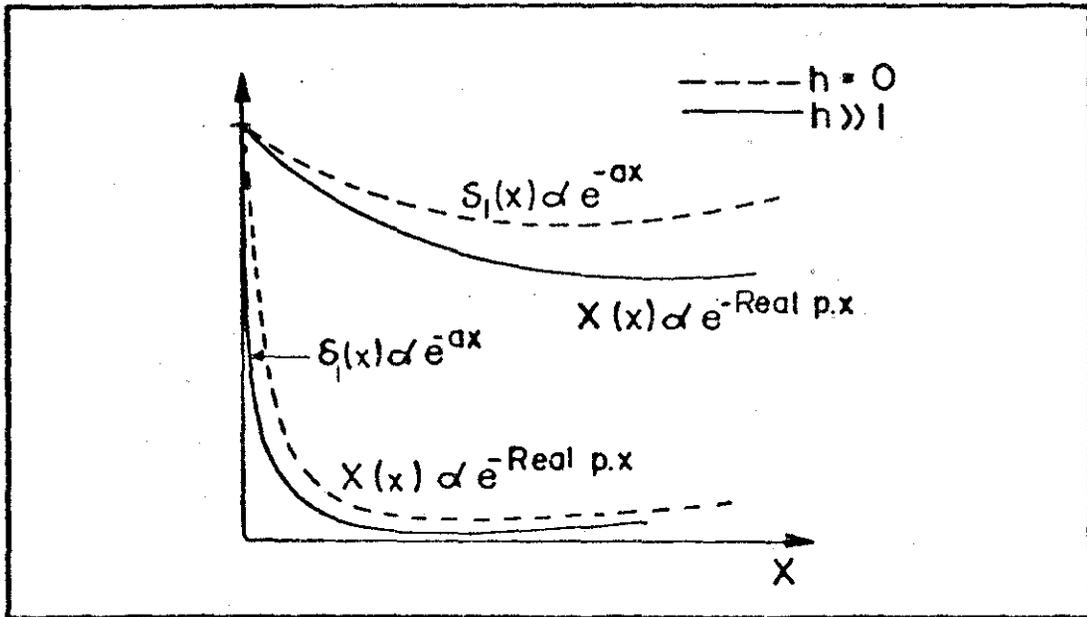


Fig. 4.3 - Representação aproximada, da variação de  $\bar{\delta}_1(x)$  e  $X(x)$  em função da razão entre  $\text{Real}(\bar{p})$  e  $a$ ; para  $h \approx 0$  e  $h \gg 1$ .

A seguir analisamos o comportamento de  $\delta \text{Nef}_r$ , em função de  $\Delta T$  (variação de temperatura na camada ativa),  $h$  e  $\Gamma$ .

O comportamento de  $\delta \text{Nef}_r$ , é importante, porque ele nos diz sobre o processo envolvido no guiamento do modo. Quando  $\delta \text{Nef}_r > 0$ , temos *guiamento real* do modo. Para  $\delta \text{Nef}_r < 0$ , somente será possível o guiamento do modo, por *amplificação diferencial*. Contudo em qualquer caso, com  $\delta \text{Nef}_r > 0$  ou  $\delta \text{Nef}_r < 0$ , sempre deveremos ter  $\delta \text{Nef}_i$  menor do que zero, isto é, deveremos ter ganho. No caso de  $\delta \text{Nef}_r < 0$  deveremos ter  $\delta \text{Nef}_i$  com um valor capaz de manter a amplificação diferencial.

Os resultados qualitativos obtidos para o comportamento de  $\delta Nef_r$ , estão mostrados nas figuras 4.4 e 4.5.

Estes gráficos foram feitos, usando os seguintes valores:

$$A = 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ (figura 9.32 - referência (49))}$$

$$B = 6,0 \times 10^{-3} \text{ (figura 9.33 - referência (49))}$$

$$C = 5,7 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} ; C' = 5,0 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ (36)}$$

$$n = 1,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}, \text{ n é densidade de portadores.}$$

Na figura 4.4 mostramos  $\delta Nef_r$  em função de  $\Delta T$ , tendo  $\Gamma$  e  $h$  como parâmetros. Nesta figura observa-se que há um valor crítico de  $\Delta T$ , além do qual  $\delta Nef_r > 0$ . Este valor crítico  $\Delta T_c$ , depende de  $\Gamma$ ,  $h$  e  $n$ . Da figura tem-se que para um dado  $h$ , quanto menor o valor de  $\Gamma$ , maior é a influência da variação de temperatura, e menor o valor crítico  $\Delta T_c$ . A variação  $\Delta T$  é a variação de temperatura, na camada ativa, entre o centro da faixa e as regiões longe das extremidades da faixa (veja figura 3.5). Nas camadas adjacentes esta variação de temperatura será  $\Delta T' = \Delta T \exp \pm a(x - d/2)$  para  $|x| > d/2$ . A influência da difusão térmica, representada pelo fator  $\exp \pm a(x-d/2)$  é traduzida nos gráficos pelo fator  $h$  (veja apêndice II).

Da figura 4.4 temos ainda, que para um dado fator de confinamento, por exemplo  $\Gamma = 0,5$ , o valor  $\Delta T_c$  é maior, quanto maior é  $h$ . Este comportamento significa que quanto maior for  $h$ , o campo alcança regiões, onde é desprezível a influência da perturbação devido à temperatura, ( $\delta_1(x) \rightarrow 0$ , veja figura 4.3). Neste caso, a contribuição maior para o índice de refração efetivo, é a contribuição dos efeitos perturbativos que ocorrem dentro da camada ativa, e aí existem os portadores, contribuindo para produzir uma variação negativa no índice de refração. Este comportamento de  $\delta Nef_r$  com  $h$ , ilustra a importância de se considerar também, no estudo do guiamento da luz, o efeito sobre o índice de refração da variação de

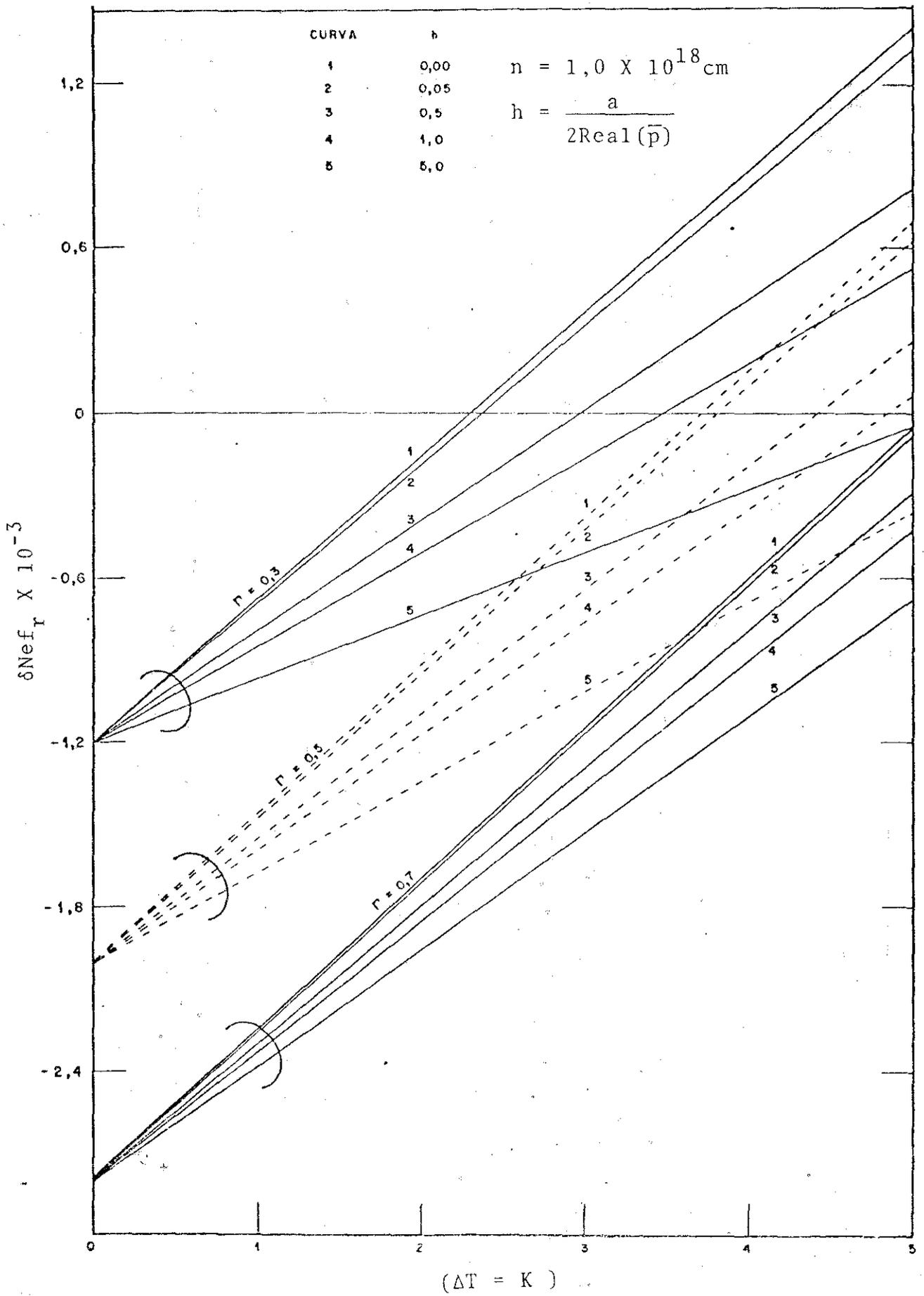


Fig. 4.4 - Perturbação efetiva na parte real do índice de refração ( $\delta N_{eff_r}$ ) em função da variação de temperatura, tendo  $h$  e  $\Gamma$  como parâmetros.

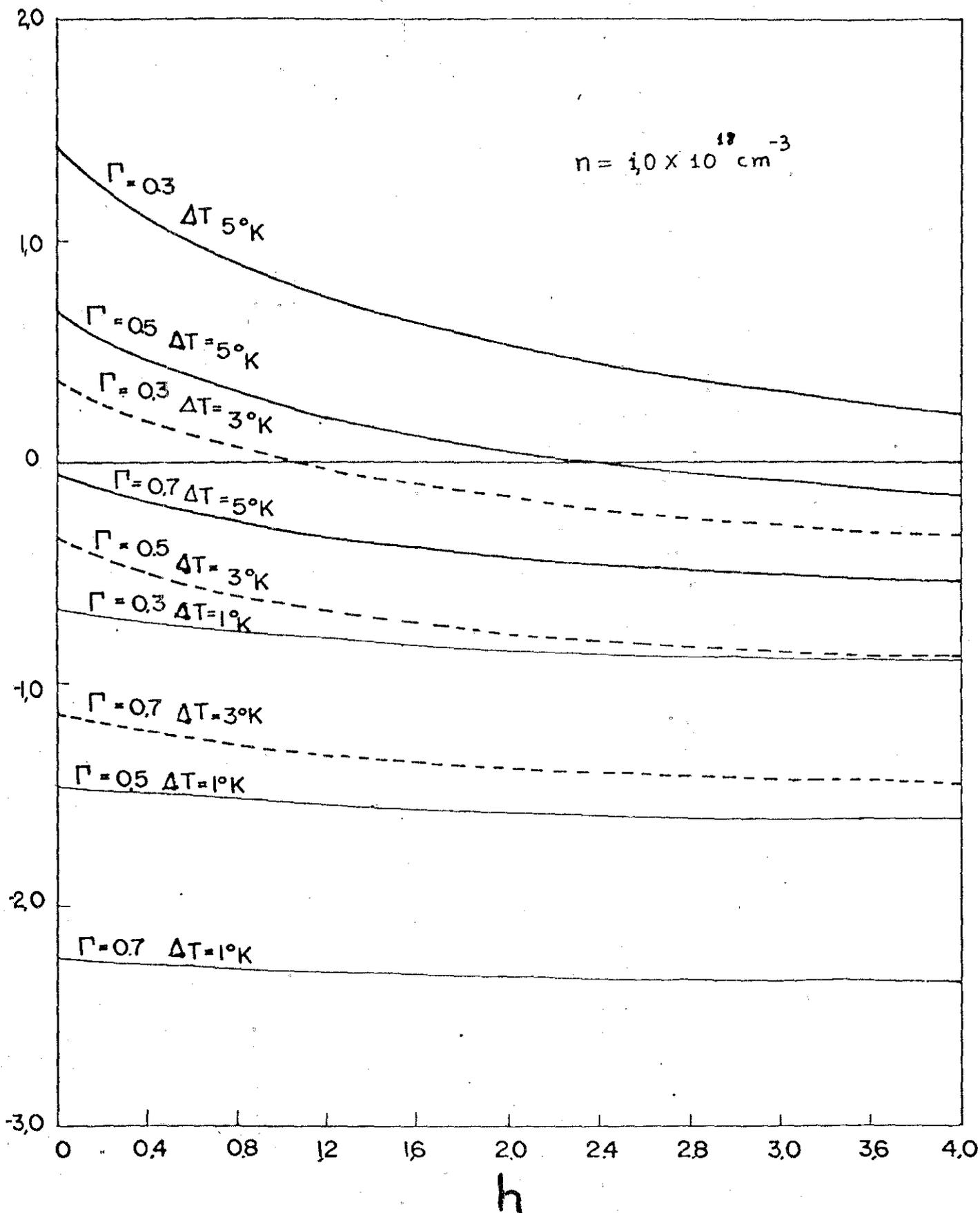


Fig. 4.5 - Perturbação efetiva na parte real do índice de refração em função da razão entre  $\text{Real}(\bar{p})$  e  $a$ , representada por  $h$ ; tendo  $\Delta T$  e  $\Gamma$  como parâmetros.

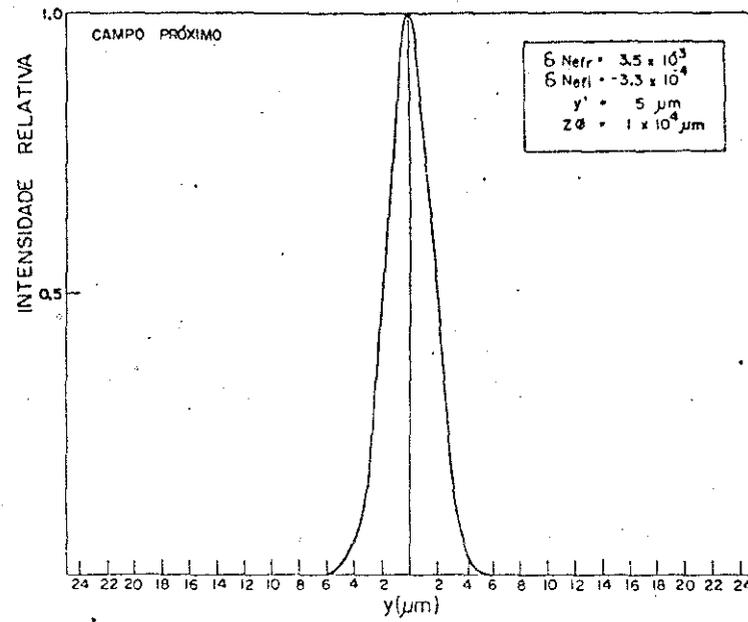
de temperatura nas camadas adjacentes à camada ativa. Observe na figura 4.5, que mesmo com  $\Gamma = 0,7$ , para valores de  $h$  entre 0 e 1, o efeito da variação de temperatura nas camadas adjacentes é o de reduzir o efeito dos portadores sobre o índice de refração.

É importante observar, que os valores de  $\Delta T_c$ , para os quais  $\delta N_{ef_r} > 0$  (guiamento real), podem ser considerados dentro do intervalo de valores típicos, em regime de operação contínua (c.w.). Concluimos então, que tanto guiamento real, como guiamento por amplificação diferencial, são casos possíveis de guiamento, dependendo das condições de operação. No caso de operação em regime pulsado, o mecanismo de guiamento indicado é o de amplificação diferencial.

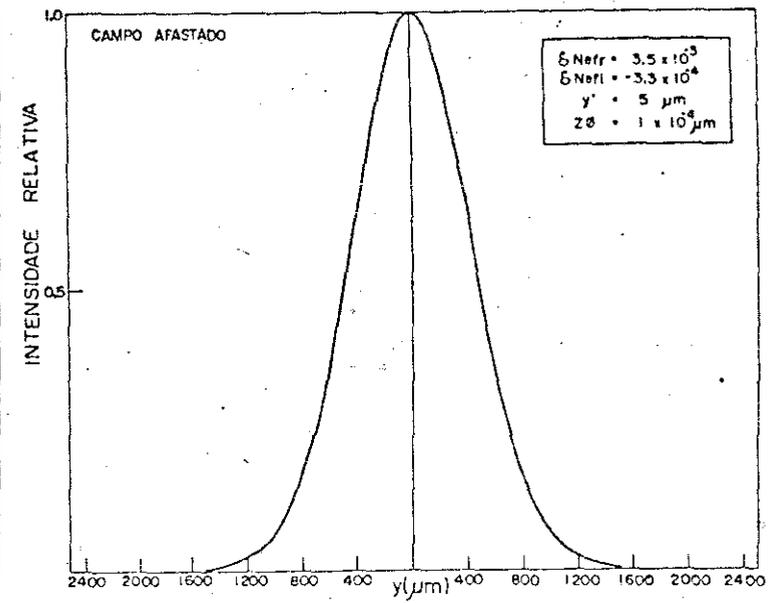
Nas figuras 4.6 e 4.7, apresentamos a distribuição em campo próximo e campo afastado obtidas para o modo fundamental, considerando-se  $\delta N_{ef_r} > 0$  e  $\delta N_{ef_r} < 0$ . Os valores escolhidos para  $\delta N_{ef_r}$  e  $\delta N_{ef_i}$ , são baseados nos resultados apresentados por M. Ueno e H. Yonezu (48), para um laser com faixa confinadora de corrente feita com difusão profunda de Zinco (D.D.S). Não é este o tipo de laser em estudo aqui, contudo para se ter uma certa consistência entre o valor de  $\delta N_{ef_r}$  e o valor de  $\delta N_{ef_i}$ , usamos o batente de índice de refração efetivo e o batente de ganho, apresentados nesta referência, pois trata-se de valores teóricos-experimentais, onde o batente de ganho é determinado a partir do batente de índice de refração, impondo-se a condição que o ganho modal seja igual às perdas da cavidade, na condição limiar do laser. Usamos também para  $2y'$  o valor de  $10\mu\text{m}$ , que corresponderia a uma canaleta com  $6\mu\text{m}$  de largura, considerando a difusão dos portadores na direção  $y$ .

Na figura 4.6 (a), e 4.6 (b), temos respectivamente a distribuição em campo próximo e campo afastado obtidas para o modo

Fig. 4.6 - Distribuição em campo próximo (a) e campo afastado (b), obtida para o modo fundamental com  $\delta N_{ef_r} > 0$ .

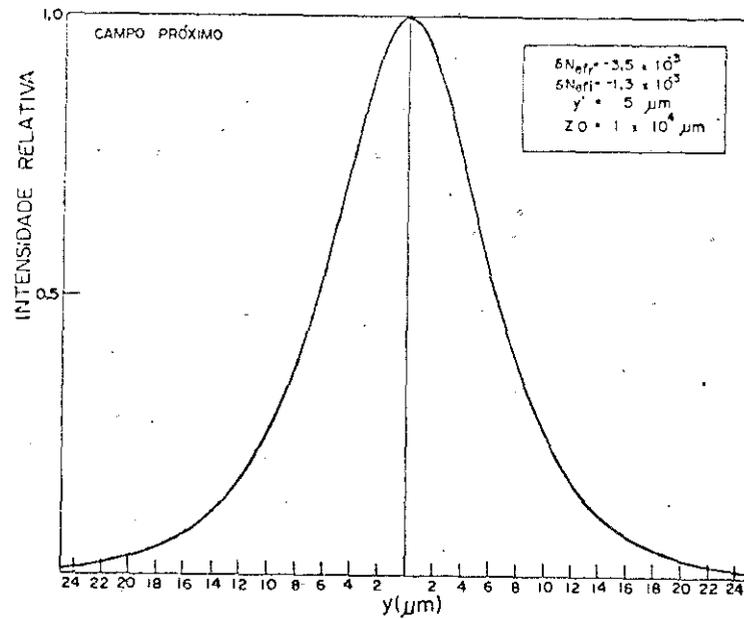


(a)

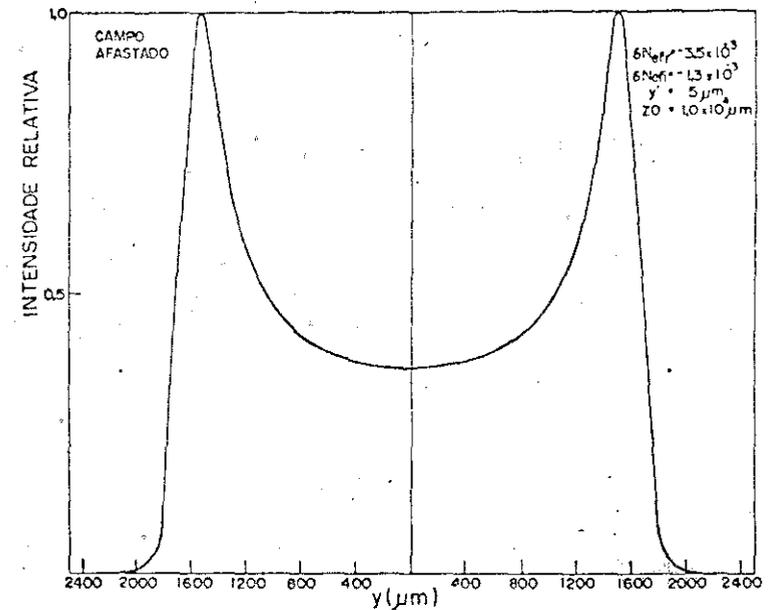


(b)

Fig. 4.7 - Distribuição em campo próximo (a) e campo afastado (b), obtida para o modo fundamental com  $\delta N_{ef_r} < 0$ .



(a)



(b)

fundamental obtidas com  $\delta N_{ef_r} > 0$ . Observe que o modo tem uma distribuição com simetria tipo Hermite-Gauss, tanto em campo próximo como em campo afastado.

Na figura 4.7, a distribuição em campo próximo tem também simetria aproximadamente tipo Hermite - Gauss, mas a distribuição em campo afastado, apresenta uma simetria não gaussiana, com a presença de 2 picos na distribuição do campo. Este resultado concorda com dados experimentais publicados (56,59,60). A distribuição em campo próximo e campo afastado obtida experimentalmente por Asbeck (56), está mostrada na figura 4.8, para laser com faixa confinadora de corrente de 6  $\mu\text{m}$  de largura. Estas medidas foram feitas em regime de operação pulsado. Neste regime de operação o efeito dos portadores domina as perturbações causadas no índice de refração complexo, implicando em um  $\delta N_{ef_r} < 0$ , ou seja, guiamento através do mecanismo de amplificação diferencial.

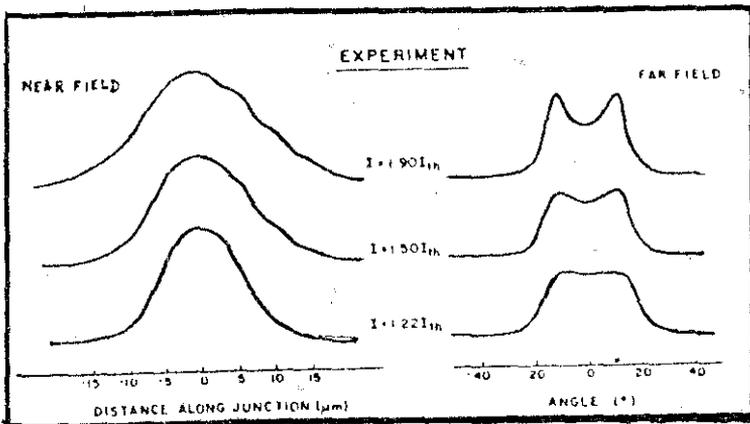


Fig. 4.8 - Distribuição em campo próximo e campo afastado, obtida experimentalmente na referência (56), para um laser com faixa de 6  $\mu\text{m}$  de largura.

A presença dos picos no modo fundamental apresentado na figura 4.8, é explicado por Asbeck, como resultado das frentes de ondas terem simetria aproximadamente do tipo cilíndrica, em consequência do mecanismo de guiamento ser feito através do ganho. Voltaremos a esta análise com mais detalhes no parágrafo 4.7.

#### 4.6 CONDIÇÕES PARA SE TER MODOS GUIADOS

No parágrafo 4.4.2, foi definido o parâmetro complexo  $\bar{\mu}$ , que influi na configuração do campo, através da equação (4.4.14). Este parâmetro é obtido da equação (4.4.18), com as condições (4.4.19) e (4.4.20). A análise do parâmetro  $\bar{\mu}$  é importante, porque através dele, como veremos adiante, podemos obter as condições para se ter modos guiados pelo guia de ondas formado no laser de semicondutor .

Para tanto, precisamos obter as soluções da equação (4.4.18), que transcrevemos abaixo, com as condições (4.4.19) e (4.4.20):

$$\bar{\mu}(\bar{\mu} - 1) = 2\bar{N}_0 K^2 y' \overline{\delta N_{ef}} \quad (4.4.18)$$

$$\text{Real}(\bar{\mu}) < 0 \quad (4.4.19)$$

$$\text{Im}(\bar{\mu}) > 0 \quad (4.4.20)$$

As soluções obtidas (apêndice V) para a equação (4.4.18)

são:

$$\bar{\mu}_1 = \frac{1}{2} + \left\{ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \cos(\phi/2) + i \left\{ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \text{sen}(\phi/2) \quad (4.6.1)$$

$$\bar{\mu}_2 = \frac{1}{2} - \left\{ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \cos(\phi/2) - i \left\{ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \text{sen}(\phi/2) \quad (4.6.2)$$

com:

$$A = 2k^2 y'^2 \left\{ (N_1 \delta_1' - \delta_1' K_1) \frac{(1 - \Gamma)}{(1 + h)} + (N_0 \delta_0' - \delta_0' K_0) \Gamma \right\} \quad (4.6.3)$$

$$B = 2k^2 y'^2 \left\{ (N_1 \delta_1' + \delta_1' K_1) \frac{(1 - \Gamma)}{(1 + h)} + (N_0 \delta_0' + \delta_0' K_0) \Gamma \right\} \quad (4.6.4)$$

$$\phi = \text{tang}^{-1} \left\{ \frac{B}{\left(\frac{1}{4} + A\right)} \right\} \quad (4.6.5)$$

Entre as soluções  $\mu_1$  e  $\mu_2$  devemos escolher aquela que satisfaz as condições (4.4.19) e (4.4.20).

Uma análise dessas soluções (com  $h \ll 1$ ), está feita na tabela II, para  $\mu_1$  e  $\mu_2$ , levando em consideração a fase  $\phi$ , já que ela determina o sinal de  $\text{Real}(\bar{\mu})$  e  $\text{Im}(\bar{\mu})$ . A análise é feita para valores de  $y > 0$ , já que o problema é simétrico. Na tabela D substitui a expressão:

$$D = \left\{ \left(\frac{1}{4} + A\right)^2 + B^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \cos(\phi/2) \quad (4.6.6)$$

TABELA II		SOLUÇÃO $\mu_1$	ANÁLISE	SOLUÇÃO $\mu_2$	ANÁLISE
$(1/4 + A) < 0$ $B < 0$		$\text{Real}(\bar{\mu}_1) < 0$ se $D > \frac{1}{2}$ $\text{Im}(\bar{\mu}_1) > 0$	guia $\hat{y} \cdot \vec{S} > 0$	$\text{Real}(\bar{\mu}_2) > 0$ $\text{Im}(\bar{\mu}_2) < 0$	não guia $\hat{y} \cdot \vec{S} < 0$
$(1/4 + A) > 0$ $B < 0$		$\text{Real}(\bar{\mu}_1) < 0$ se $D > \frac{1}{2}$ $\text{Im}(\bar{\mu}_1) > 0$	guia $\hat{y} \cdot \vec{S} > 0$	$\text{Real}(\bar{\mu}_2) > 0$ $\text{Im}(\bar{\mu}_2) < 0$	não guia $\hat{y} \cdot \vec{S} < 0$
$(1/4 + A) < 0$ $B > 0$		$\text{Real}(\bar{\mu}_1) > 0$ $\text{Im}(\bar{\mu}_1) > 0$	não guia $\hat{y} \cdot \vec{S} > 0$	$\text{Real}(\bar{\mu}_2) < 0$ se $D > \frac{1}{2}$ $\text{Im}(\bar{\mu}_2) < 0$	guia $\hat{y} \cdot \vec{S} < 0$
$(1/4 + A) < 0$ $B > 0$		$\text{Real}(\bar{\mu}_1) > 0$ $\text{Im}(\bar{\mu}_1) > 0$	não guia $\hat{y} \cdot \vec{S} > 0$	$\text{Real}(\bar{\mu}_2) < 0$ se $D > \frac{1}{2}$ $\text{Im}(\bar{\mu}_2) < 0$	guia $\hat{y} \cdot \vec{S} < 0$

Deste quadro, vemos que dependendo de A e B, há soluções nas quais  $\text{Real}(\bar{\mu}) < 0$  e  $\text{Im}(\bar{\mu}) < 0$ . Estas soluções não interessam, porque nesta situação a cavidade vai guiar a luz se esta for jogada de fora para dentro do guia, pois  $\hat{y} \cdot \vec{S}$  é menor do que zero para valores  $y > 0$  (veja o apêndice III).

No laser a luz é gerada dentro do guia, e portanto  $\hat{y} \cdot \vec{S} > 0$ , significa que o fluxo de energia é de dentro para fora do guia, na direção y positivo.

Os casos mostrados na tabela II, em que  $\text{Real}(\bar{\mu}) > 0$ , correspondem a se ter soluções (4.4.14), que crescem à medida que  $y \rightarrow \infty$ .

Sendo assim, só nos interessam as soluções  $\bar{\mu}$ , para as quais  $\text{Real}(\bar{\mu}) < 0$  e  $\text{Im}(\bar{\mu}) > 0$ . Estas duas condições são satisfeitas, para as soluções  $\bar{\mu}_1$ ; com  $\phi/2$  no segundo quadrante e com A e B tais que:

$$\left\{ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right\}^{\frac{1}{4}} |\cos(\phi/2)| > \left| \frac{1}{2} \right| \quad (4.6.7)$$

Esta última condição (4.6.7), depende das propriedades do guia de ondas e das características do laser, através das equações (4.6.3) e (4.6.4).

Um resultado interessante é que a condição (4.6.7) depende da largura de faixa usada, através do parâmetro  $y'$  (veja as equações (4.6.3) e (4.6.4)). Isto implica, que dependendo de  $y'$ , há a possibilidade de se não ter modos guiados. Este fenômeno seria explicado da seguinte forma: para pequenos valores de  $y'$ , o modo pode se estender nas regiões em que há absorção, segundo a direção y, de maneira que uma boa porção do modo experimenta absorção lateral (veja figura 3.8). Se o ganho na região da faixa não for suficiente, para equilibrar esta absorção lateral, aquele modo irá se extinguir e não oscilará na cavidade.

Vamos fazer agora uma análise da condição (4.6.7), com um pouco mais de detalhes.

Nas figuras 4.9 e 4.10, mostramos a região de valores de  $\left( \frac{1}{4} + A \right)$  e B, para os quais se cumpre as condições (4.4.19) e (4.4.20)

A curva representa os valores de  $\left( \frac{1}{4} + A \right)$  e B, para os quais

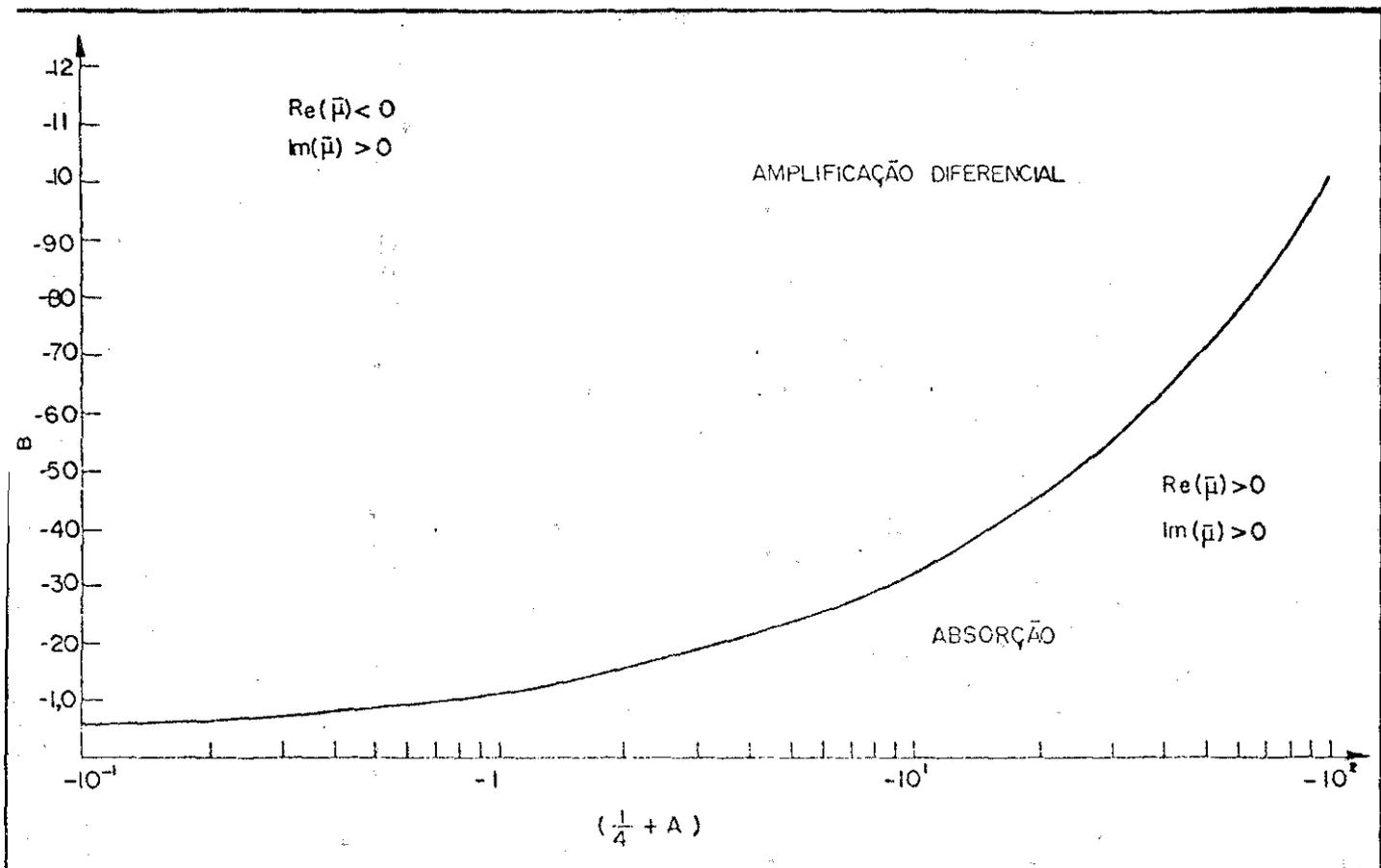


Fig. 4.9 - Região em que há Amplificação Diferencial, em função de valores negativos de  $(\frac{1}{4} + A)$  e  $B$ .

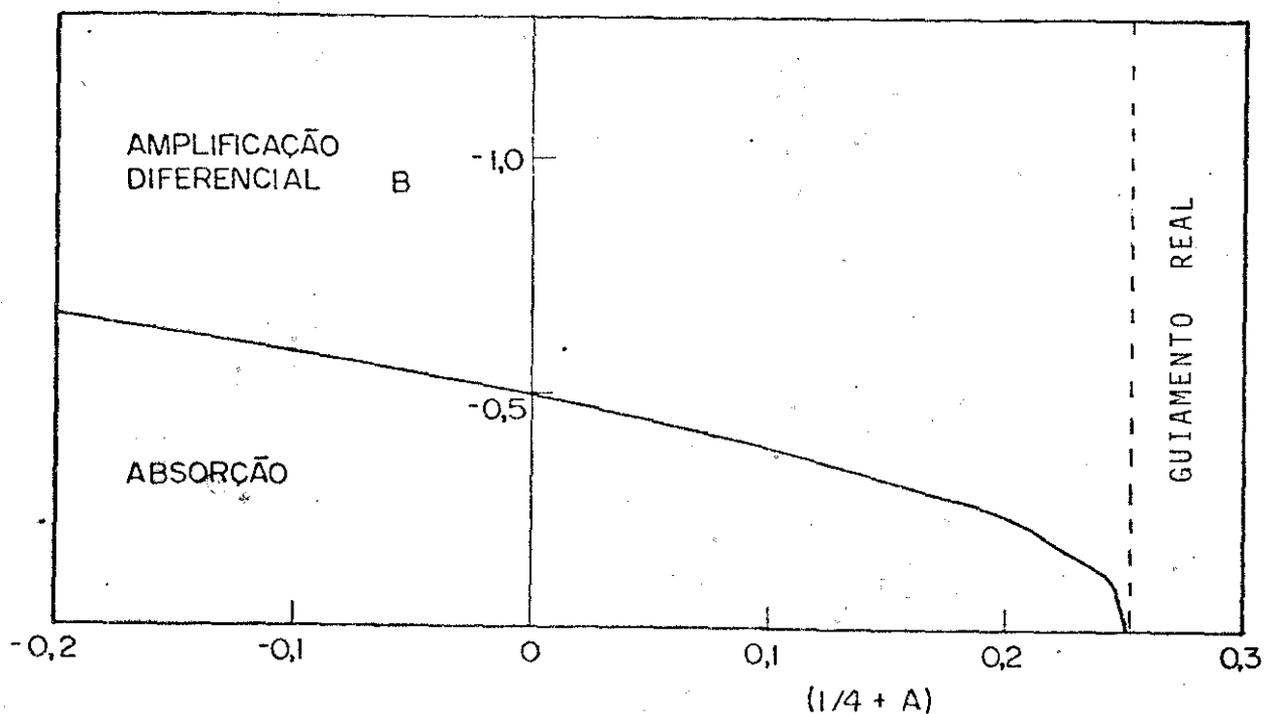


Fig. 4.10 - Extensão da figura anterior, mostrando a região de Guiamento Real.

$D = \frac{1}{2}$ , (veja equação (4.6.6)).

Analisemos agora o tipo de guiamento envolvido em cada região do gráfico. Para isso, vamos voltar às equações (4.6.3) e (4.6.4); e usar a aproximação que  $N_0 = N_1 + \Delta$  com  $\Delta \ll N_0$ . Com o uso das equações (4.5.3) e (4.5.4), podemos colocar A e B em termos de  $\delta Nef_r$  e  $\delta Nef_i$  :

$$A = 2k^2 y'^2 N_0 \left[ \delta_0' \Gamma + \delta_1' \frac{(1 - \Gamma)}{(1 + h)} \right] \quad (4.6.8)$$

$$A = 2k^2 y'^2 N_0 \delta Nef_r \quad (4.6.9)$$

e

$$B = 2k^2 y'^2 N_0 \left[ \delta_0'' \Gamma + \delta_1'' \frac{(1 - \Gamma)}{(1 + h)} \right] \quad (4.6.10)$$

$$B = 2k^2 y'^2 N_0 \delta Nef_i \quad (4.6.11)$$

Tomemos agora na tabela II, as duas soluções  $\bar{u}_1$  que satisfazem as condições  $\text{Real}(\bar{u}) < 0$  e  $\text{Im}(\bar{u}) > 0$ . Uma solução que chamamos solução I, se apresenta quando  $(\frac{1}{4} + A) < 0$  e  $B < 0$ . A outra solução, solução II, acontece quando  $(\frac{1}{4} + A) > 0$  e  $B < 0$ .

Para a solução I temos:

$$(a) \quad \left(\frac{1}{4} + A\right) < 0 \implies A < 0 \text{ e } |A| > \frac{1}{4}$$

$$\text{Da equação (4.6.9): } A < 0 \implies \delta Nef_r < 0 \text{ e } |Nef_r| > \frac{1}{8k^2 y'^2 N_0} \quad (4.6.12)$$

$$(b) \quad B < 0 \implies \delta Nef_i < 0 \quad (4.6.13)$$

Temos aqui, a situação que o modo é guiado por amplificação diferencial (figura 4.9), se é cumprida a condição (4.6.7). Pois

neste caso temos  $\delta Nef_r < 0$  (variação negativa no índice de refração) e  $\delta Nef_i < 0$  (ganho). Para valores de  $(\frac{1}{4} + A)$  e B, abaixo da curva tem-se absorção.

Para a solução II, temos:

$$(a) \quad \left(\frac{1}{4} + A\right) > 0 \implies A > 0 \implies \delta Nef_r > 0 \quad (4.6.14)$$

$$\text{ou} \quad A < 0 \implies |A| < \frac{1}{4}$$

$$e \quad |\delta Nef_r| < \frac{1}{8k^2 y'^2 N_0}$$

$$(b) \quad B < 0 \implies \delta Nef_i < 0$$

Neste caso temos guiamento real, para valores de  $A > 0$ . Isto significa que o guiamento é controlado principalmente pelo índice de refração. Na figura 4.10, mostramos a região de guiamento real à partir de  $(\frac{1}{4} + A) > 0,25$ .

Uma análise das figuras revela alguns pontos interessantes:

Na figura 4.9, temos que a curva cresce à medida que  $(\frac{1}{4} + A)$  aumenta para valores negativos. Isto significa, que há um aumento no incremento negativo (através de  $\delta Nef_r$ ) sofrido pelo índice de refração. Implicando em um aumento de B, ou seja, é necessário valores maiores de  $\delta Nef_i$ , para que a amplificação do modo seja mantida. Já quando se tem guiamento real, (figura 4.10), à partir de  $(\frac{1}{4} + A) = 0,25$ , a primeira vista B pode assumir qualquer valor menor do que zero. Temos, entretanto, que fazer uma restrição a esta figura 4.10, quanto aos valores de B muito próximos de zero. No caso limite, quando  $B = 0$ , temos  $\delta Nef_i = 0$ , ou seja, os processos perturbativos que ocorrem principalmente na região ativa, não afetam o coeficiente de extinção. Isto não corresponde a realidade de se ter luz amplificada, porque implica que não há ganho. Assim há um valor limi

te para os valores negativos de  $B$  (ou  $\delta N_{ef_i}$ ), para os quais há oscilação de um modo. Este valor limite de  $\delta N_{ef_i}$ , seria determinado, impondo-se a condição que o ganho modal (veja apêndice VI), deva ser igual as perdas na cavidade do laser. Neste caso em vêz, das figuras 4.9 e 4.10, teríamos uma curva de  $B$  (ou  $\delta N_{ef_i}$ ) em função de  $(\frac{1}{4} + A)$  ou  $(\delta N_{ef_r})$ , para cada modo. Um estudo teórico experimental neste sentido, é feito para o modo fundamental na referência (48), para um laser com canaleta feita por difusão profunda de Zinco, (D.D.S).

## 4.7 ANÁLISE DO MODO FUNDAMENTAL.

Na equação (4.4.22), temos a expressão para o modo fundamental, na variável  $y$ , obtida de (4.4.14) com  $n=0$ .

A análise do modo fundamental, permite comparar nossos cálculos, com dados teóricos e experimentais publicados. Assim sendo, neste parágrafo vamos discutir algumas grandezas relacionadas com este modo. Entre estas, deduziremos as expressões para a largura do modo fundamental, a equação para a frente de onda, raio de curvatura e ângulo de incidência no espelho do laser.

### 4.7.1 - LARGURA DO MODO FUNDAMENTAL.

As medidas experimentais da largura do modo, geralmente são feitas em um ponto, no qual a intensidade do modo iguala uma fração  $\frac{1}{f}$  (por exemplo:  $1/2$ ,  $1/e^2$ ), do seu valor de pico em  $y=0$ .

Tomando a expressão (4.4.22) e desenvolvendo o expoente complexo  $\bar{\mu}$ , obtemos:

$$Y_0(y) = \{\cosh(y/y')\}^a \cdot \{\cos [b \cdot \ln (\cosh(y/y'))] + i \operatorname{sen} [b \cdot \ln (\cosh(y/y'))]\} \quad (4.7.1)$$

$$\text{com: } a = \operatorname{Real}(\bar{\mu}) \quad (4.7.2)$$

$$b = \operatorname{Im}(\bar{\mu}). \quad (4.7.3)$$

Igualando a intensidade do modo fundamental (definida por  $|Y_0(y)|^2$ ), com a fração  $1/f$ , resulta:

$$\{\cosh(w/2y')\}^{2a} = \frac{1}{f} \quad (4.7.4)$$

Desenvolvendo esta equação, obtemos uma expressão para  $w$ , a largura que estamos procurando, em função da fração  $1/f$ :

$$w = 2y' \ln \left\{ \left(\frac{1}{f}\right)^{\frac{1}{2a}} + \left[ \left(\frac{1}{f}\right)^{\frac{1}{a}} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (4.7.5)$$

A figura 4.11, mostra o comportamento da largura  $W=w/2y'$ , com o parâmetro  $\text{Real}(\bar{\mu})$ . Esta figura apresenta três curvas. A curva  $w(1/2)/2y'$ , mostra como varia a largura do modo fundamental, no ponto que equivale à metade da intensidade de pico. Esta curva, permite analisar a sensibilidade do modo, com a variação do parâmetro  $\text{Real}(\bar{\mu})$ . A curva  $w(1/e^2)/2y'$  descreve a largura do modo, no ponto correspondente a 14% da sua intensidade de pico. Ela ilustra a penetração do modo segundo a direção  $y$ . E finalmente a curva  $w(1/e^2)/w(1/2)$ , dá a razão entre as duas larguras. Para modos gaussianos esta razão (46) é igual a 1,7.

O parâmetro  $y'$ , corresponde aproximadamente à meia largura do perfil de ganho, calculado na metade de seu valor de pico. Na condição limiar, o valor  $y'$ , se aproxima do valor  $y_0$ , onde ocorre mudança de sinal do perfil de ganho, passando para absorção. (figura 29 da referência (50))

A figura 4.11, apresenta as seguintes características:

1- O confinamento do modo aumenta com  $\text{Real}(\bar{\mu})$ ,  $\text{Real}(\bar{\mu}) < 0$ .

2- Há um valor crítico de  $\text{Real}(\bar{\mu})$ , além do qual a largura do modo torna-se maior que a largura ( $2y'$ ) da perturbação. Este valor crítico, depende da definição de  $f$ . Para  $f=2$  e  $0 > \text{Real}(\bar{\mu}) > -0,8$  o modo se estende nas regiões em que há absorção e a largura do modo aumenta drasticamente.

3- Para valores em que  $-1 > \text{Real}(\bar{\mu})$ , a largura do modo diminui e o modo pode ficar totalmente confinado dentro da região de

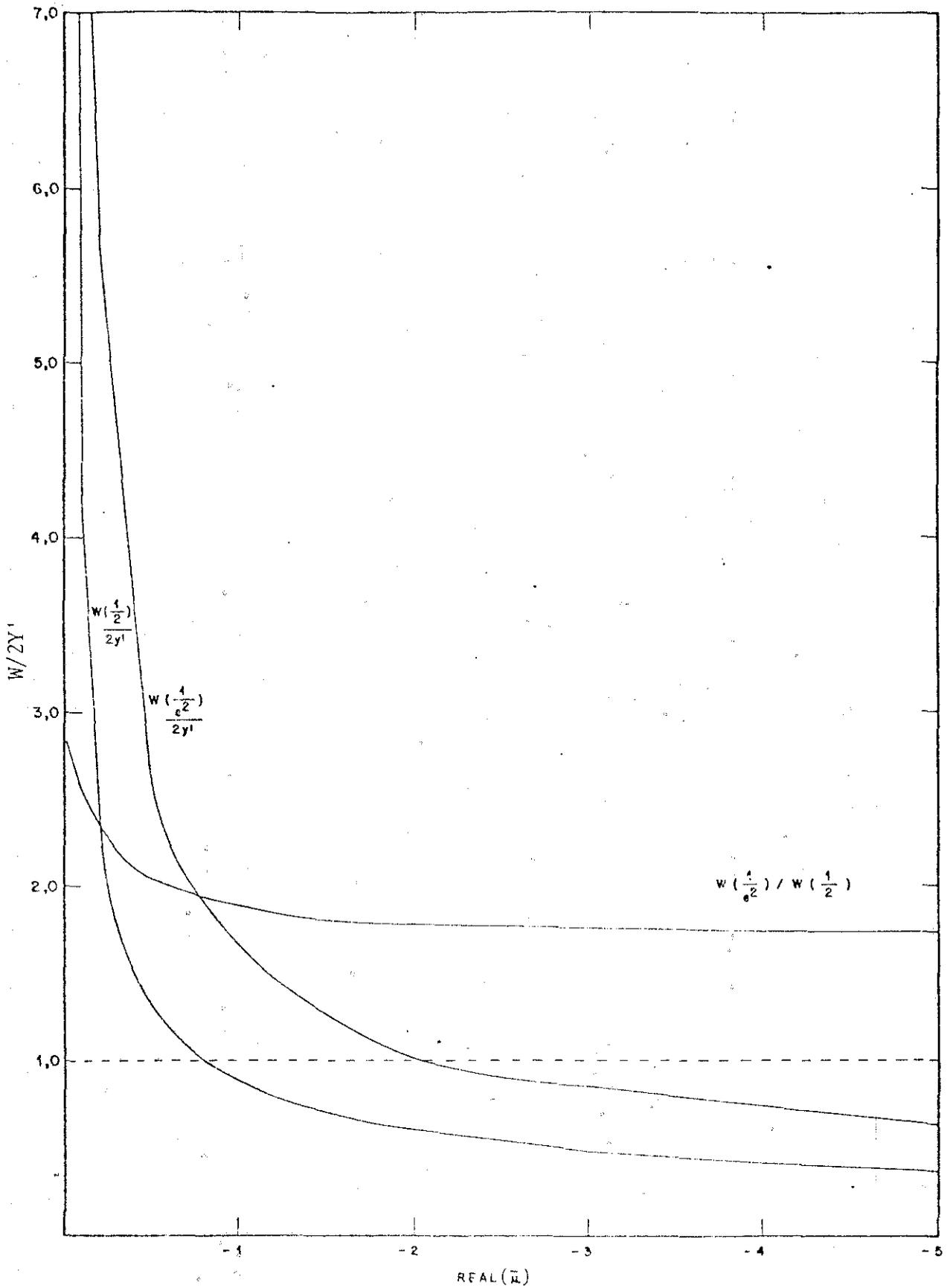


Fig. 4.11 - Largura do modo fundamental calculada em função de  $Real(\mu)$ .

ganho. Observe, que  $w(1/e^2)$  torna-se menor que  $2y'$ , nesta região.

4- A variação da largura do modo, depende das condições de guiamento e da largura da faixa confinadora de corrente. Esta característica, pode ser entendida da seguinte forma:

O parâmetro  $\text{Real}(\bar{\mu})$  depende da largura da faixa através de  $y'$  e da variação efetiva do índice de refração complexo,  $\delta\text{Nef}_r$  e  $\delta\text{Nef}_i$ . Esta dependência é ilustrada pela expressão abaixo, obtida das equações (4.6.1), (4.6.9) e (4.6.11).

$$\text{Real}(\bar{\mu}) \cong \frac{1}{2} + Ky' \{4N_0^2 (\delta\text{Nef}_r^2 + \delta\text{Nef}_i^2)\}^{\frac{1}{4}} \cos(\phi/2) \quad (4.7.6)$$

com  $\text{tang}^{-1}(\delta\text{Nef}_r/\delta\text{Nef}_i)$  e  $\delta\text{Nef}_r > 0$  (4.7.7)

Assim, a região em que os valores de  $\text{Real}(\bar{\mu})$  estão no intervalo entre 0 e -1, pode corresponder ao comportamento de um laser com faixa estreita. Note que o modo se espalha além de  $y'$ . Neste caso tem-se guiamento através do processo de amplificação diferencial. Asbeck (56), apresenta resultados experimentais mostrando que a largura do modo  $w(1/2)$ , aumenta com a diminuição da largura da faixa (faixa com largura menor do que  $6 \mu\text{m}$ ), veja figura 4.12. Ele explica este comportamento, através de um "fraco guiamento por ganho".

A região de valores para o quais  $\text{Real}(\bar{\mu}) < -1$ , tanto pode descrever um laser com faixa larga como um laser com grandes perturbações no índice de refração complexo. Neste intervalo de valores de  $\text{Real}(\bar{\mu})$ , dois mecanismos de guiamento são possíveis: o guiamento por amplificação diferencial e o guiamento real. A presença de cada forma de guiamento, dependerá das condições de operação e do tipo de dispositivo usado.

5- A razão entre  $w(1/e^2)$  e  $w(1/2)$ , varia com  $\text{Real}(\bar{\mu})$ , ten

dendo para 1,7 quando  $\text{Real}(\bar{\mu})$  assume valores negativos, pelo menos quatro vezes menores do que -1. Observe que o valor 1,7 é característico de modos gaussianos(46).

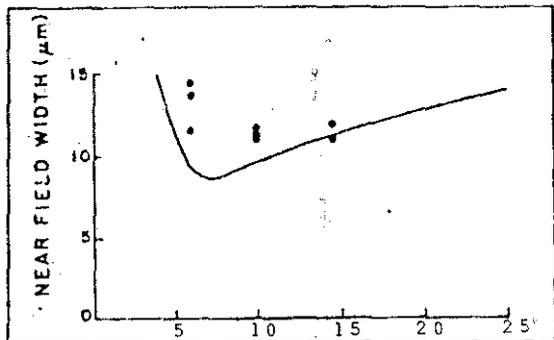


Fig. 4.12 - Largura total, em meia potência  $w(1/2)$ , do modo fundamental, calculada na referência (56), em função da largura da faixa confinadora de corrente. Os pontos nesta figura correspondem a medidas experimentais.

#### 4.7.2 - EQUAÇÃO PARA A FRENTE DE ONDA.

Para o modo fundamental, a equação para a frente de onda no plano  $yz$ , é obtida do produto das soluções:  $Y_0(y)$  expressão (4.4.22) e  $Z(z)$ , expressão (4.4.4).

Este produto é dado por:

$$Y_0(y)Z(z) = \{ \cosh^a(y/y') e^{-\beta''z} \} \left[ e^{i\{b \cdot \ln(\cosh(y/y')) + \beta'z\}} \right] \quad (4.7.8)$$

onde  $\beta' = K \cdot \text{Real}(\bar{\gamma})$ , em (4.4.4).

Do último parênteses tem-se a equação para a frente de onda:

$$Z = -m \ln(\cosh(Y)) \quad (4.7.9)$$

com

$$\bar{Z} = z - z_0 \quad (4.7.10)$$

$$z_0 = C/\beta' \quad (4.7.11)$$

$C =$  a constante relacionada com as diferentes frentes de ondas.

$$Y = y/y' \quad (4.7.12)$$

$$m = b/\beta' \quad (4.7.13)$$

Nestas expressões,  $z_0$  é o valor de  $Z$ , quando  $y=0$ , e representa os pontos de interseção entre a frente de onda e o eixo  $z$ .

A figura 4.13, mostra a distribuição da frente de onda, em função de  $Y$ , para diferentes valores de  $m$ .

Para analisar os resultados obtidos, recordemos que  $\beta'$  é a constante de propagação na direção  $z$  (veja (4.7.8)) e  $b = \text{Im}(\bar{\mu})$ . O parâmetro  $b$ , depende das variações efetivas  $\delta N_{ef_r}$  e  $\delta N_{ef_i}$ , através das equações (4.6.1), (4.6.9) e (4.6.11).

É interessante notar, que se não usássemos expressões complexas, (4.3.1) e (4.3.2), para descrever o guia de ondas, teríamos  $\delta N_{ef_i} = 0$  e  $b = 0$ . Assim sendo, na figura 4.13, os valores em que  $m \ll 1$  ou  $b \ll \beta'$ , correspondem a situação na qual o guiamento real predomina. A medida que  $b$  cresce em relação a  $\beta'$ , tem-se guiamento por amplificação diferencial. Quando o guiamento real predomina, as frentes de ondas são planas e quando se tem guiamento por amplificação diferencial, as frentes de ondas apresentam simetria tipo cilíndrica, tal como era esperado, segundo Cook e Nash (37), para o mecanismo de guiamento por ganho.

Para pequenos valores de  $Y$ , a equação (4.7.9), pode ser aproximada pela expressão parabólica:

$$Z + (m/2)Y^2 = 0 \quad (4.7.14)$$

A presença dos 2 picos na distribuição do modo fundamental, em campo afastado (figura 4.7 b), quando se tem guiamento por

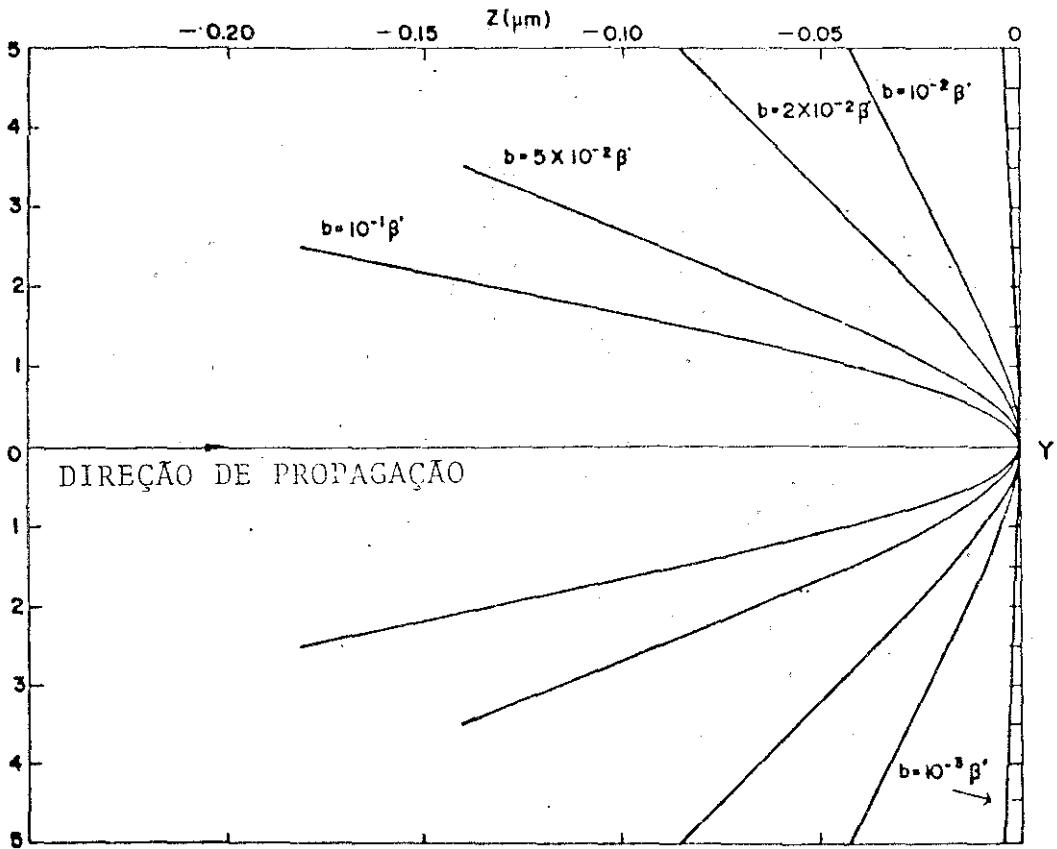


Fig.4.13- Distribuição da Frente de onda, calculada em função de  $Y = y/y'$ , para diferentes valores de  $m = b/\beta'$ .

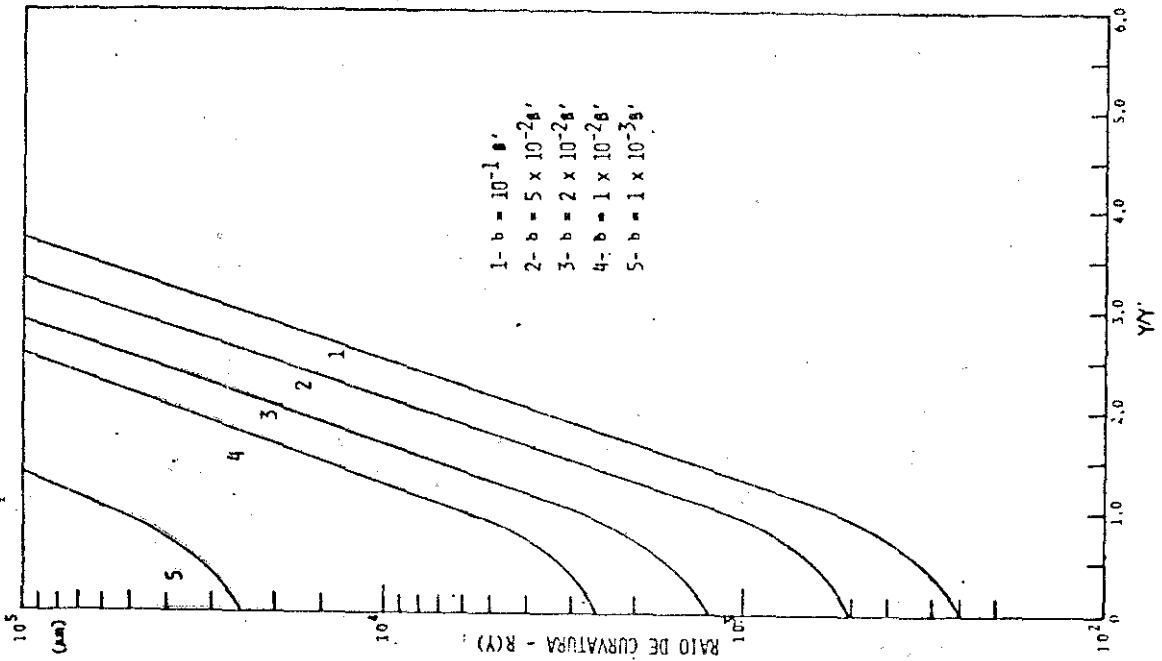


Fig. 4.14 - Raio de curvatura calculado em função de  $y/y'$ ; para diferentes valores de  $m = b/\beta'$ .

amplificação diferencial pode agora ser explicada, considerando que há um atraso na frente de onda à medida que o modo penetra nas regiões de absorção, ao longo da direção  $y$ . A interferência destas ondas com aquelas que propagam na região de perturbação  $Y \lesssim 1$ , dão origem aos picos observados (56,59) na distribuição do modo fundamental em campo afastado.

Quando se tem guiamento real, não se tem o problema de atraso da frente de onda. Neste caso a distribuição em campo afastado apresenta simetria tipo gaussiana, como tem sido observado experimentalmente (48), para este tipo de guiamento.

#### 4.7.3 - RAI0 DE CURVATURA.

Da equação para a frente de onda (4.7.9), é possível obter o raio de curvatura, usando a definição matemática:

$$R = \frac{\{1 + (\frac{dz}{dy})^2\}^{\frac{3}{2}}}{|\frac{d^2z}{dy^2}|} \quad (4.7.15)$$

Desta definição segue que:

$$R(y) = R(0) \cdot \cosh^2(y/y') \cdot \{1 + (m/y')^2 \tanh^2(y/y')\}^{\frac{3}{2}}$$

(4.7.16)

onde  $R(0) = y'^2/m$ , tem a dimensão de comprimento.

Para valores típicos de  $m$  e  $y'$ , esta expressão pode ser aproximada por:

$$R(y) = R(0) \cosh^2(y/y') \quad (4.7.17)$$

A figura 4.14, mostra  $R(y)$ , em função de  $y/y'$ . Desta figura temos, que para dado  $m = b/\beta'$ , o raio de curvatura não é constante e aumenta com  $y$ . A maior variação do raio de curvatura ocorre para valores de  $y < y'$ , que corresponde à região de maior perturbação no índice de refração complexo. Nota-se também, que o raio de curvatura aumenta à medida que  $b$  diminui em relação a  $\beta'$ , tendendo para "infinito". Compare as curvas 1 e 5, para  $y=0$ . Isto significa, que aumentando-se a contribuição do guiamento real, as frentes de ondas vão se tornando planas.

#### 4.7.4 - ÂNGULO DE INCIDÊNCIA.

O produto escalar da normal à frente de onda, com o versor  $\vec{j}$  na direção  $y$ , dá o seno do ângulo de incidência da frente de onda no espelho, veja figura 4.15.

A normal é obtida da equação (4.7.9), sendo dada por:

$$\vec{n}(y) = \frac{(m/y') \tanh(y/y') \vec{j} + \vec{k}}{\{1 + (m/y')^2 \tanh^2(y/y')\}^{1/2}} \quad (4.7.18)$$

onde  $\vec{j}$  e  $\vec{k}$  são os versores nas direções  $y$  e  $z$ , respectivamente.

Para valores característicos de  $m$  e  $y'$ , o denominador pode ser igualado a 1. Com esta aproximação, o produto escalar  $(\vec{n} \cdot \vec{j})$  será dado por:

$$\vec{n} \cdot \vec{j} \approx (m/y') \tanh(y/y') \quad (4.7.19)$$

portanto:

$$\boxed{\text{sen}(\theta_i) \approx (m/y') \tanh(y/y')} \quad (4.7.20)$$

De acordo com a Lei de Snell, o ângulo crítico de reflexão total, na interface dos meios GaAs/ar, é igual a  $16,1^\circ$  ( $\text{sen}(\theta_i) = 0,28$ ). Da figura 4.16, vemos que para valores típicos de  $b/\beta'$ ,  $\text{sen}(\theta_i) \ll 0,28$ . Isto significa, que não ocorre reflexão total da luz nos espelhos, para qualquer valor de  $y$ .

Fig.4.15 - Representação esquemática do ângulo de incidência da frente de onda no espelho do laser.

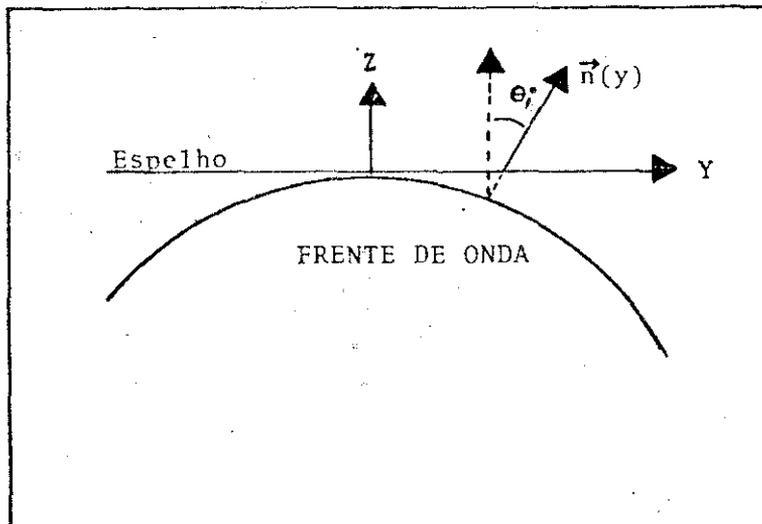
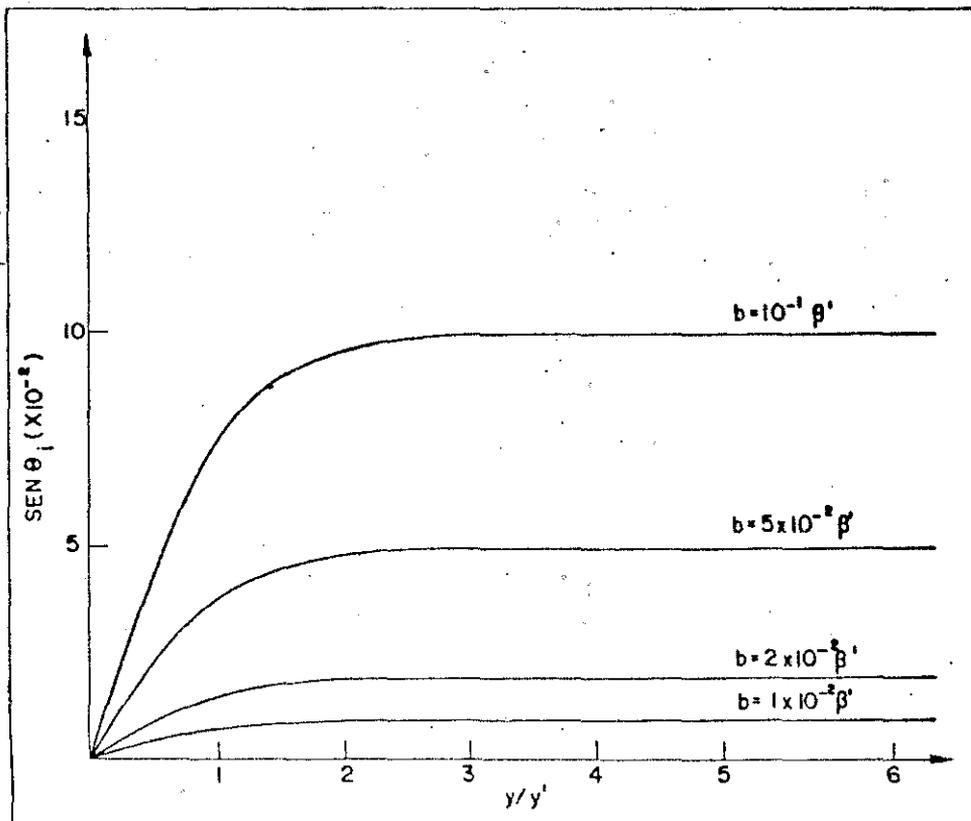


Fig.4.16- Seno do ângulo de incidência, calculado em função de  $y/y'$ , para diferentes valores de  $m$ .



## C A P Í T U L O 5

### APLICAÇÕES

#### 5.1 O CÁLCULO AUTOCONSISTENTE.

Faremos, neste capítulo, a análise do guiamento da luz, no laser de semiconductor (H.D. com faixa), usando distribuições de portadores e temperatura calculadas autoconsistentemente. Estas distribuições foram obtidas na referência (50), através de cálculo iterativo. A partir dos perfis de portadores e temperatura, juntamente com os resultados obtidos por Mendoza (49), para a variação da parte real e imaginária do índice de refração complexo, com os portadores (figuras 3.2 e 3.3) e com a energia do fóton (ver também figuras 5.5 e 5.6), torna-se possível a análise do guiamento da luz de forma mais realista.

É importante notar, que na referência (49), o cálculo da variação da parte real do índice de refração é feito à partir da absorção, através das relações de Kramers-Kroning. Havendo portanto, consistência entre as variações das partes real e imaginária do índice de refração. Desta forma evitamos artifícios, como aquele usado em alguns trabalhos publicados (59,60), que tomam a parte real como um múltiplo da parte imaginária.

A análise do guiamento da luz é feita, examinando-se o comportamento do modo fundamental, em função da corrente de injeção e da energia do fóton. Para proceder este estudo, calculamos a perturbação efetiva na parte real ( $\delta N_{ef_r}$ ) e imaginária ( $\delta N_{ef_i}$ ) do índice de

refração, através das equações (4.5.4) e (4.5.5). Após obter  $\delta Nef_r$  e  $\delta Nef_i$ , calculamos  $\text{Real}(\bar{\mu})$  e  $\text{Im}(\bar{\mu})$ , e a partir daí, investigamos o comportamento do modo fundamental.

## 5.2 COMPORTAMENTO DO MODO FUNDAMENTAL EM FUNÇÃO DA CORRENTE DE INJEÇÃO.

Os dados para esta análise, são tirados das figuras 3.2 a 3.5. As figuras 3.4 e 3.5, foram obtidas para um laser com faixa de  $12\mu\text{m}$ , comprimento de  $375\mu\text{m}$ , largura de  $250\mu\text{m}$ , e espessura da camada ativa ( $\text{Ga}_{0,76}\text{Al}_{0,27}\text{As}$ ) igual a  $0,2\mu\text{m}$ .

O comportamento de  $\delta Nef_r$  e  $\delta Nef_i$  com a corrente de injeção é mostrado na figura 5.1. No cálculo de  $\delta Nef_i$ , consideramos somente o efeito perturbativo dos portadores, pois desconhecemos como a variação de temperatura na camada ativa, perturba o coeficiente de extinção. Nesta figura, podemos observar, que para os níveis de injeção acima de  $50\text{mA}$ , a tendência do perfil de índice de refração, parte real, é a de desconfinar a luz, pois  $\delta Nef_r$  assume valores negativos, mesmo se levando em conta a influência da variação de temperatura no cálculo de  $\delta Nef_r$ . Neste caso, o processo de guiamento indicado é o de amplificação diferencial.

Na figura 5.2, mostramos o comportamento de  $\text{Real}(\bar{\mu})$  e  $\text{Im}(\bar{\mu})$  em função da corrente de injeção. Esta figura mostra, que o parâmetro  $\text{Real}(\bar{\mu})$  vai assumindo valores cada vez mais negativos, conforme a corrente de injeção aumenta. Isto significa, que soluções  $Y_n(y)$  para  $n > 0$ , são também possíveis (veja a condição 4.4.21). Contudo, para saber quais modos estarão presentes na emissão do laser, é necessário fazer para cada modo o cálculo do ganho modal, e verificar qual deles satisfaz à condição limiar.

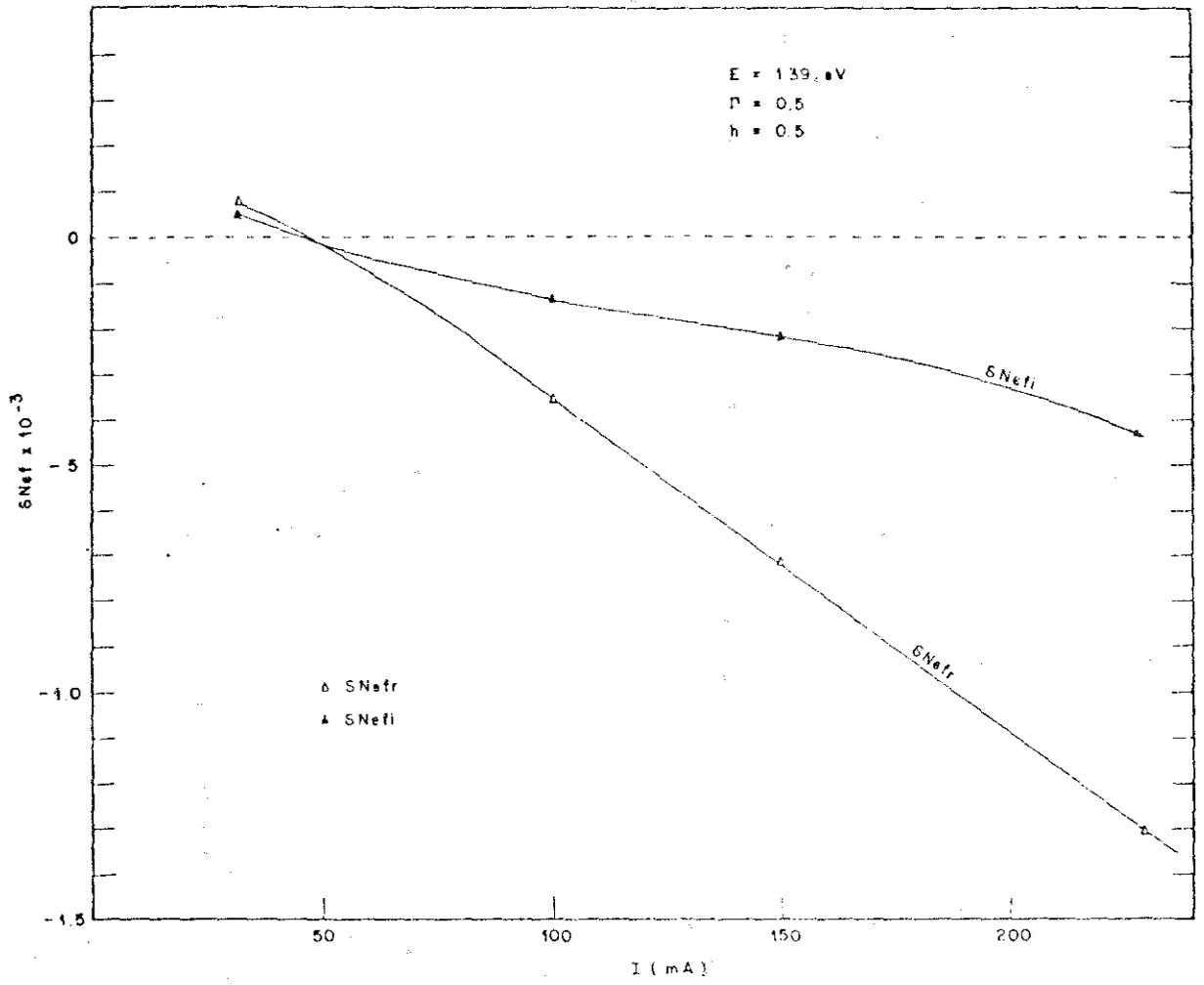


Fig. 5.1 - Índice de refração efetivo (parte real e parte imaginária), em função da corrente de injeção.

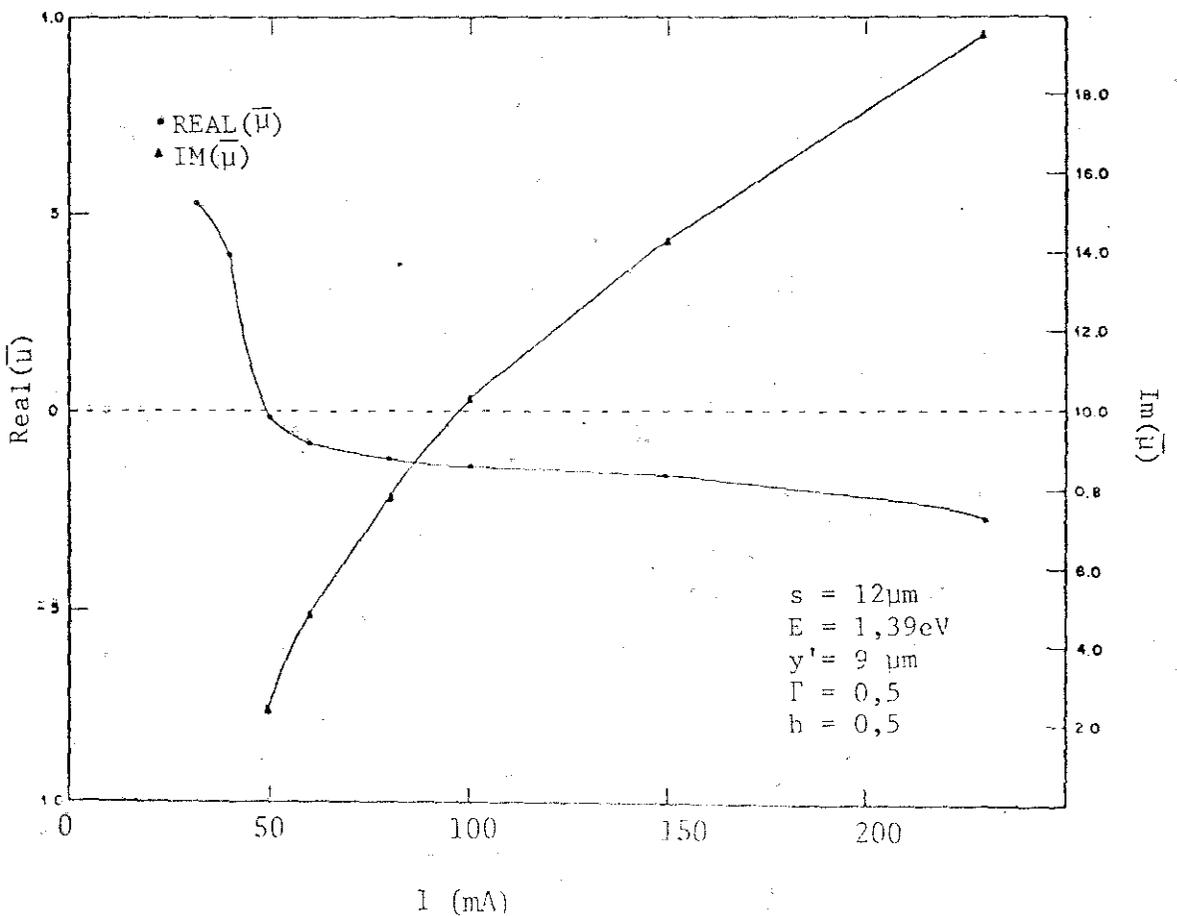


Fig. 5.2 - Variação do parâmetro  $\mu$ , com a corrente de injeção.

De acordo com cálculos efetuados na referência (50), a condição limiar para o modo fundamental ocorre em  $I = 96$  mA. Para modos de ordem superior, ainda não foram feitos os cálculos para a condição limiar.

A figura 5.3, apresenta o comportamento da largura do modo fundamental em função da corrente de injeção, calculada para as frações  $1/2$  e  $1/e^2$  da intensidade de pico. Desta figura, temos que a largura do modo fundamental, calculada em meia potência  $w(1/2)$ , é aproximadamente igual a  $13,3 \mu\text{m}$ , para uma corrente de injeção de  $100$  mA. Para obter este valor, usamos  $y' = 9 \mu\text{m}$  (veja a figura 3.4). O resultado obtido para  $w(1/2)$ , está dentro dos valores experimentais publicados, para laser com largura de faixa da ordem de  $12 \mu\text{m}$  (56, 59, 64). Por exemplo, na figura 4.12 para uma canaleta de  $10 \mu\text{m}$ , a largura do modo (valor experimental) é aproximadamente  $12 \mu\text{m}$ . A figura 5.3 mostra também, que a largura do modo fundamental diminui conforme aumenta a corrente de injeção. A princípio, esta diminuição é rápida, mas para os valores de corrente elétrica acima do limiar, o estreitamento do modo torna-se lento. Este comportamento concorda com dados experimentais publicados por Paoli (46), e Engelmann e colaboradores (65). Os resultados apresentados por Paoli estão na figura 5.4 .

O detalhe mostrado na figura 5.3, apresenta a razão entre os valores  $w(1/e^2)$  e  $w(1/2)$ , obtida experimentalmente na referência (65). Há uma certa semelhança entre o comportamento da curva teórica com o da curva experimental, entretanto a curva experimental é mais suave e se estende a valores de corrente abaixo de  $50$  mA. Esta diferença existe, porque no resultado experimental para correntes abaixo do limiar (o limiar para os dados da referência citada é  $110$  mA ), tem-se a contribuição da emissão espontânea, a qual faz

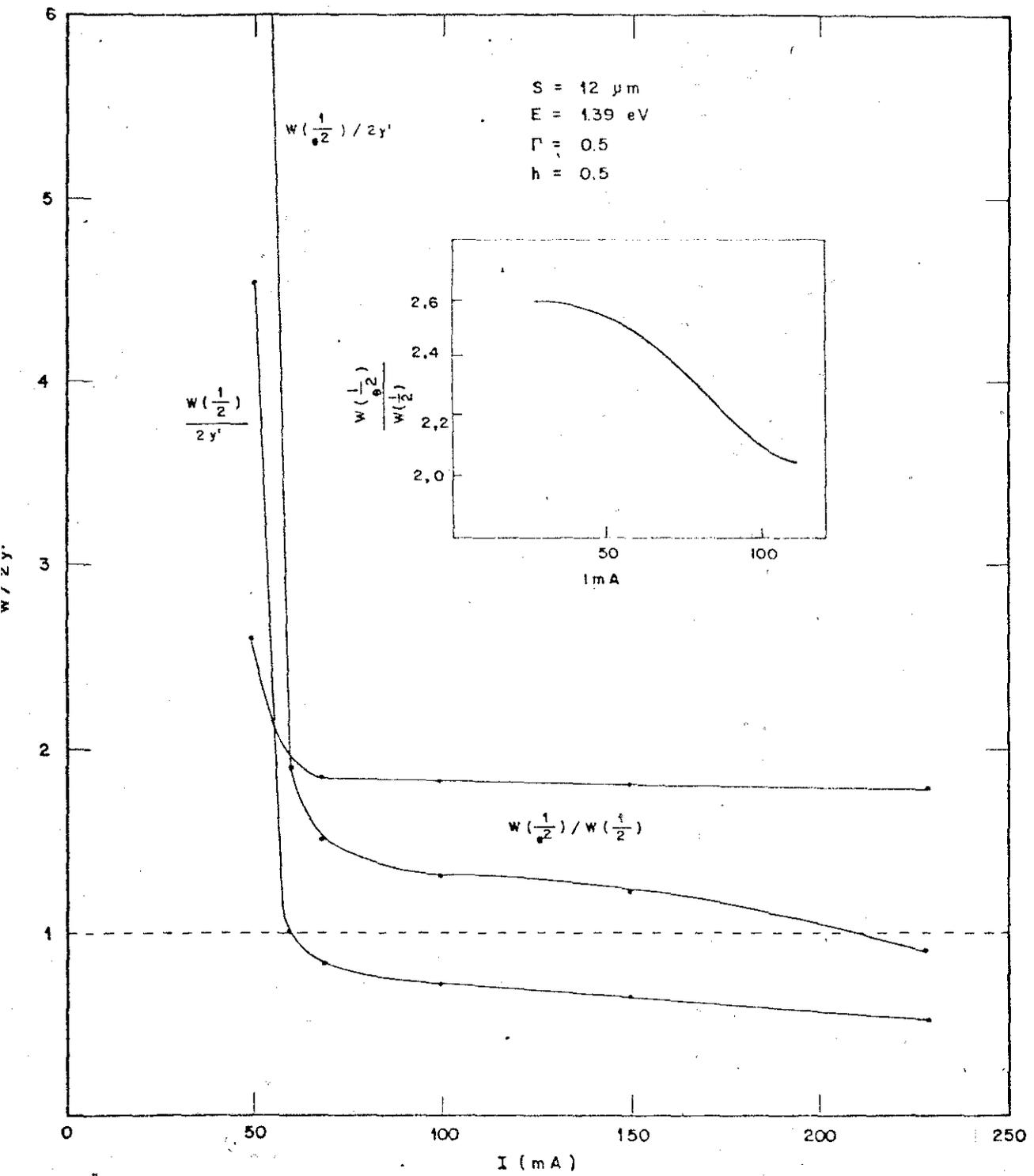


Fig. 5.3 - Comportamento da largura do modo fundamental com a corrente de injeção.

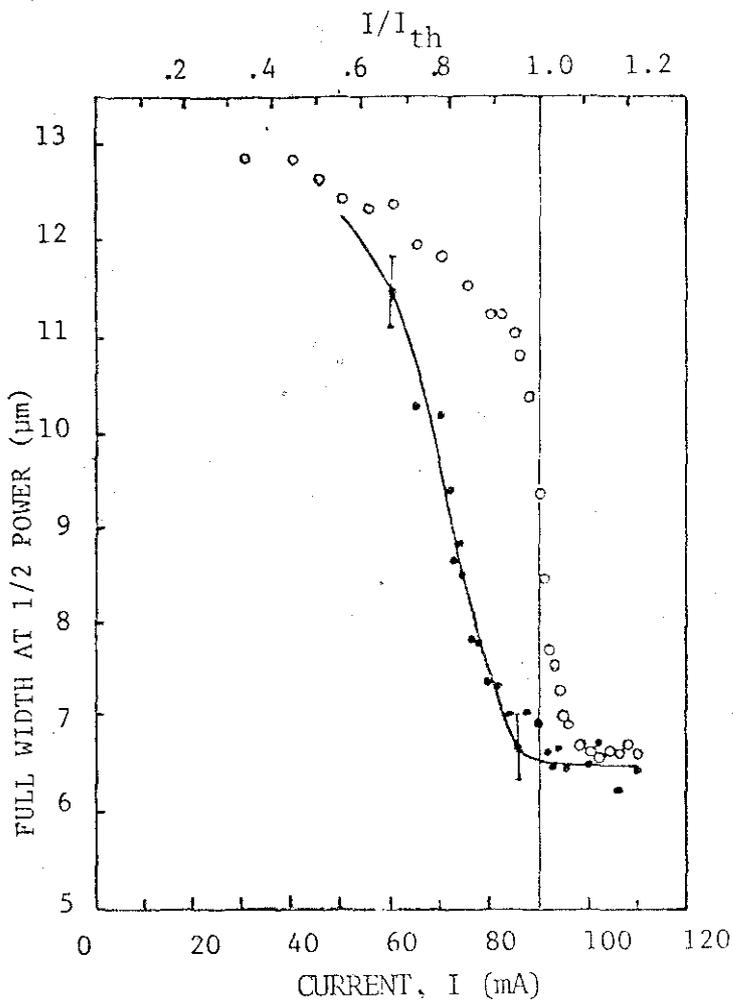
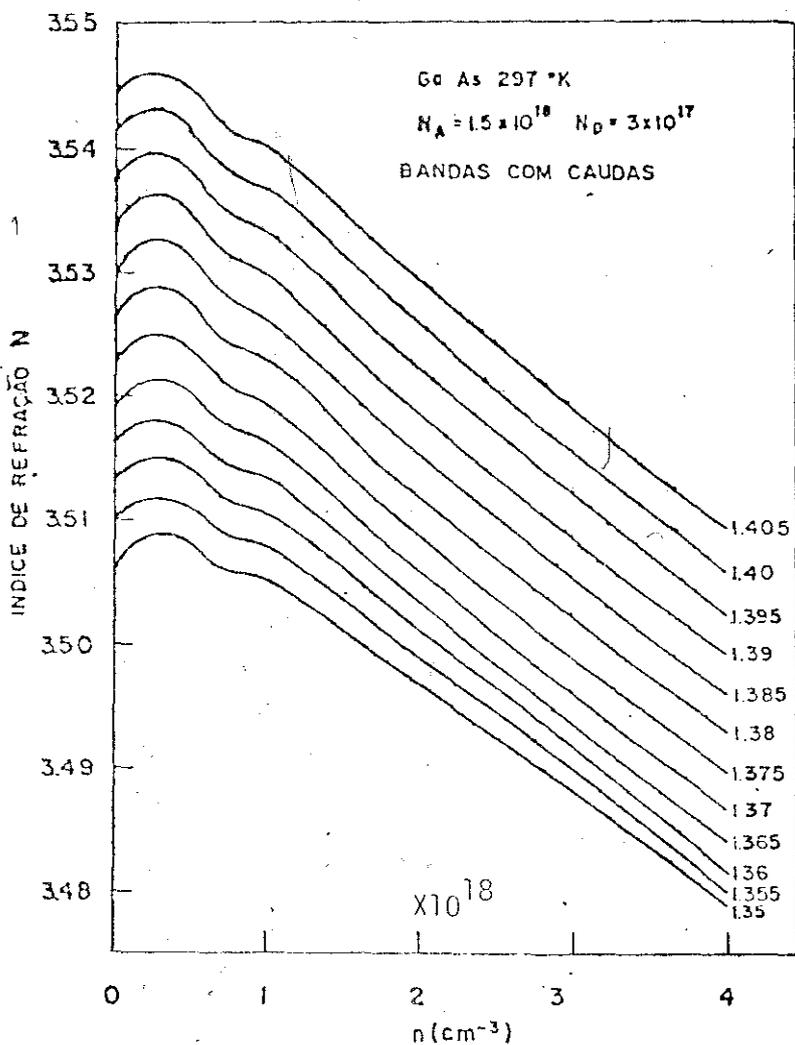


Fig. 5.4 - Variação da largura total da distribuição da intensidade de luz, ao longo do plano da junção, em função da corrente de injeção. Os círculos são os valores medidos para a intensidade total de luz, polarizada paralela ao plano da junção (TE). Os pontos são os valores medidos para a intensidade de luz emitida em um modo longitudinal (TE) que contém o máximo de potência óptica acima do limiar. A largura total é medida em pontos de meia potência. A linha sólida é a largura calculada nas referências (46,67). Esta figura foi reproduzida da referência (67). O laser é de heteroestrutura dupla, com geometria de faixa.

Fig. 5.5 - Curvas do índice de refração em função dos portadores injetados, para diferentes energias do fóton. Figura obtida da referência (49).



com que a curva experimental apresente um comportamento suave em baixos níveis de corrente de injeção. Em nossos cálculos, somente é calculada a largura do modo guiado (solução da equação de onda), sem se considerar a presença da emissão espontânea. Assim sendo, pontos teóricos, para baixos níveis de injeção deixam de ter significado, quando pensamos em termos de modos guiados, porque não há ganho (figuras 3.4 e 5.6), para se ter modos guiados. Observe na figura 5.2, que  $\text{Real}(\bar{\mu})$  torna-se positivo, para valores de corrente de injeção abaixo de 50 mA, isto significa que a solução (4.4.22), não converge. Rigorosamente nem o ponto correspondendo a 50 mA, deveria estar na figura 5.3, porque não temos a distribuição de portadores para esta corrente de injeção, e não sabemos também se o ganho modal é suficiente para pelo menos igualar as perdas dentro do guia, sem se considerar as perdas nos espelhos. Os cálculos referentes a este ponto são aproximados.

### 5.3 COMPORTAMENTO DO MODO FUNDAMENTAL EM FUNÇÃO DA ENERGIA DO FÓTON.

Para analisar o comportamento do modo fundamental em função da energia do fóton, utilizamos dados tirados das figuras 3.4, 3.5, 5.5 e 5.6. Na figura 5.6 (49), tomamos a curva  $\alpha(E,n)$ , para  $n=1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $n$  é a densidade de portadores) e consideramos o intervalo para o qual  $\alpha(E,n) < -50 \text{ cm}^{-1}$ . Esta escolha foi baseada em dados apresentados na referência (50), onde se tem para uma corrente de 100 mA um ganho modal igual a  $50 \text{ cm}^{-1}$  e, na condição limiar, as perdas totais experimentadas pelo modo fundamental são iguais a  $43 \text{ cm}^{-1}$ .

Na figura 5.7 está a variação do índice de refração efetivo (parte real e imaginária), em função da energia do fóton.

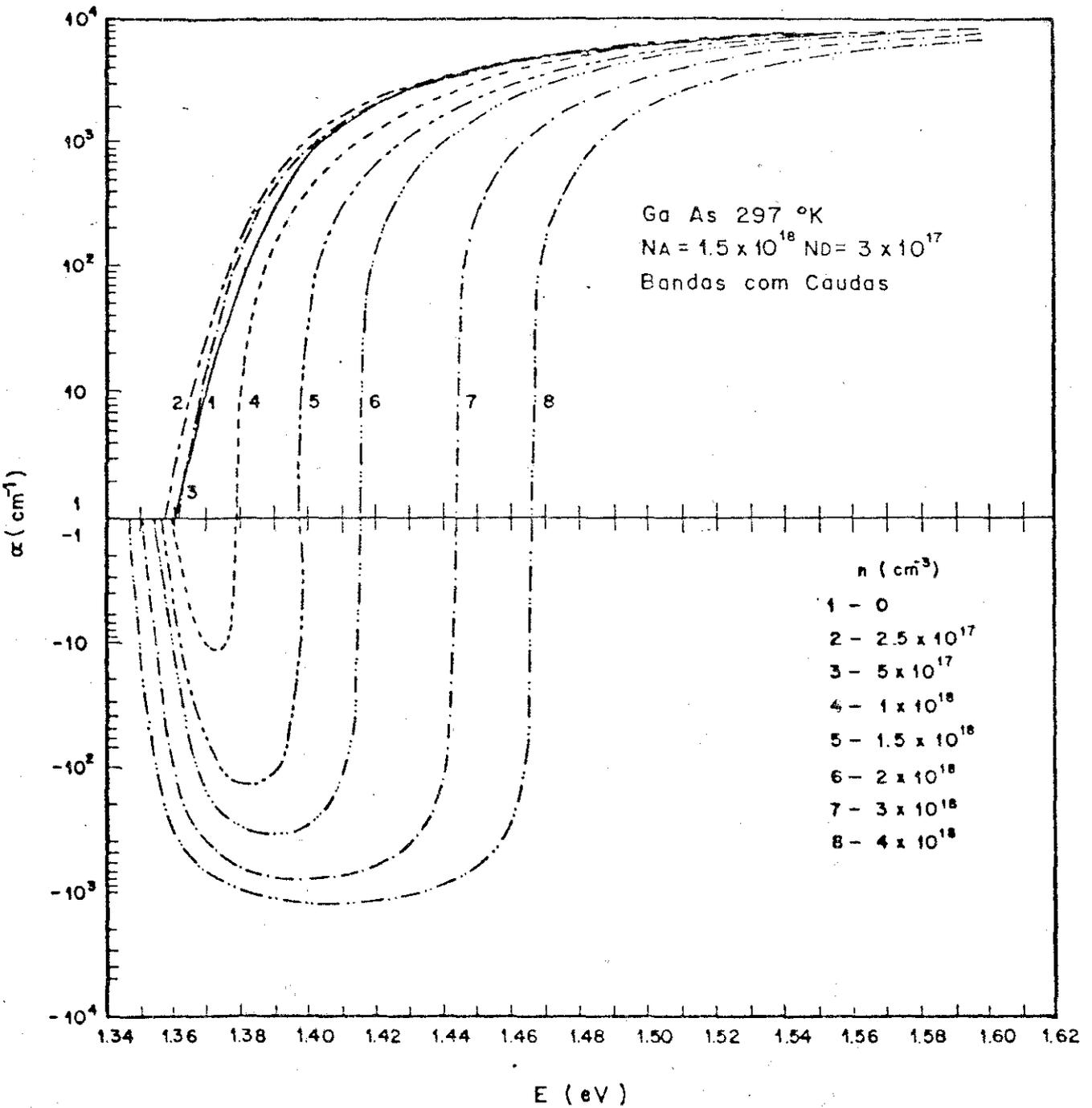


Fig. 5.6 - Curvas de absorção, para o GaAs, em função da energia do fóton, para diferentes densidades de portadores injetados  $n$ . (50).

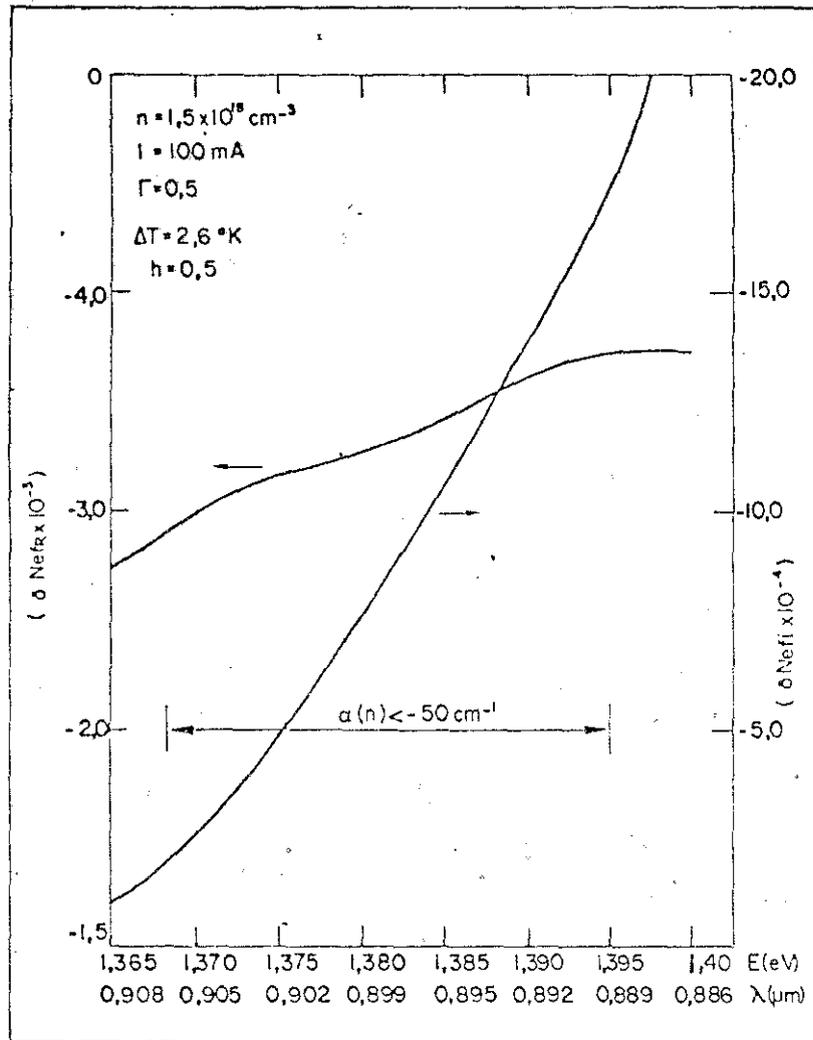


Fig. 5.7 - Variação do índice de refração efetivo (parte real e imaginária), em função da energia do fóton. A figura mostra a região de valores de energia para os quais  $\alpha(n) < -50 \text{ cm}^{-1}$ .

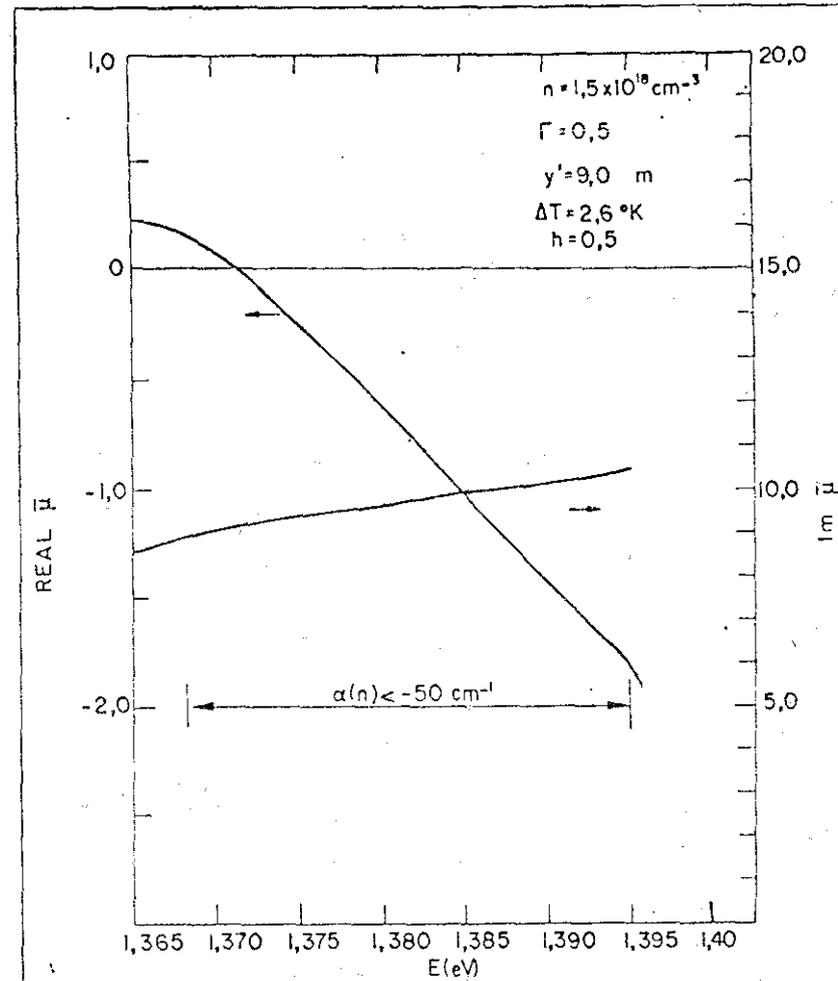


Fig. 5.8 - Variação do parâmetro  $\bar{\mu}$  em função da energia do fóton.

Uma característica desta figura, é que a parte imaginária  $\delta Nef_i$ , varia muito mais rapidamente com a energia (comprimento de onda) do fóton, do que a parte real. Esta figura mostra também que o mecanismo de guiamento envolvido é o de amplificação diferencial, porque  $\delta Nef_r < 0$ .

Nas figuras 5.8 e 5.9, temos respectivamente a variação do parâmetro  $\bar{\mu}$  e a variação da largura do modo fundamental, em função da energia do fóton. Na tabela III, estão mostrados alguns dados tirados destas figuras (valor de  $y' = 9 \mu\text{m}$ )

TABELA III

E (eV)	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\delta Nef_r$ $\times 10^{-3}$	$\delta Nef_i$ $\times 10^{-3}$	Real ( $\bar{\mu}$ )	Im ( $\bar{\mu}$ )	w(1/2) ( $\mu\text{m}$ )
1,380	0,899	-3,3	-0,7	-0,503	9,005	20,8
1,390	0,892	-3,8	-1,5	-1,375	9,839	13,3
1,395	0,889	-4,0	-1,7	-1,605	10,210	12,2

Os resultados apresentados mostram alguns aspectos interessantes. Um deles, é que a largura do modo fundamental w(1/2), que apresenta um valor mais próximo dos resultados experimentais publicados (56;59,64), é aquela obtida para as energias de 1,39 eV e 1,395 eV. Compare os dados da tabela III, com a figura 4.12, os pontos daquela figura são medidas experimentais. Para um valor de largura de faixa igual a  $10\mu\text{m}$ , o valor experimental para w(1/2) é da ordem de  $12 \mu\text{m}$ . Contudo, as energias de 1,39 eV e 1,395 eV, não correspondem à energia para a qual se tem um valor máximo de ganho de pico, ver fig.(5.6). Voltando à

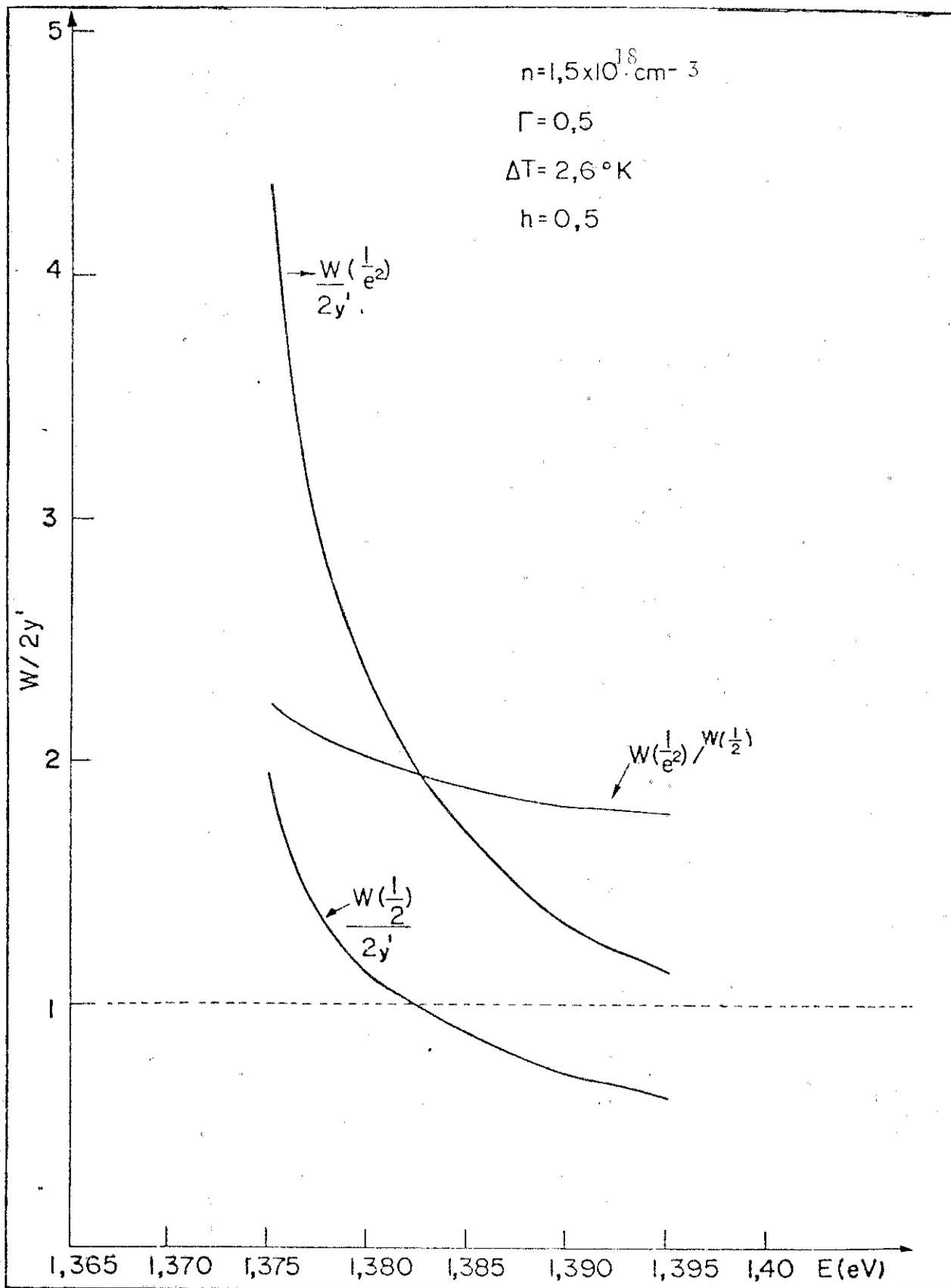


Fig. 5.9 - Comportamento da largura do modo fundamental em função da energia do fóton, obtida considerando-se os valores de energia para os quais se tem  $\alpha(n) < -50$ . É mostrado também o comportamento da largura calculada em meia potência da intensidade de pico  $w(1/2)$  e na fração  $1/e^2$  da intensidade de pico  $w(1/e^2)$ . Apresenta-se ainda a curva para a razão entre as duas larguras.

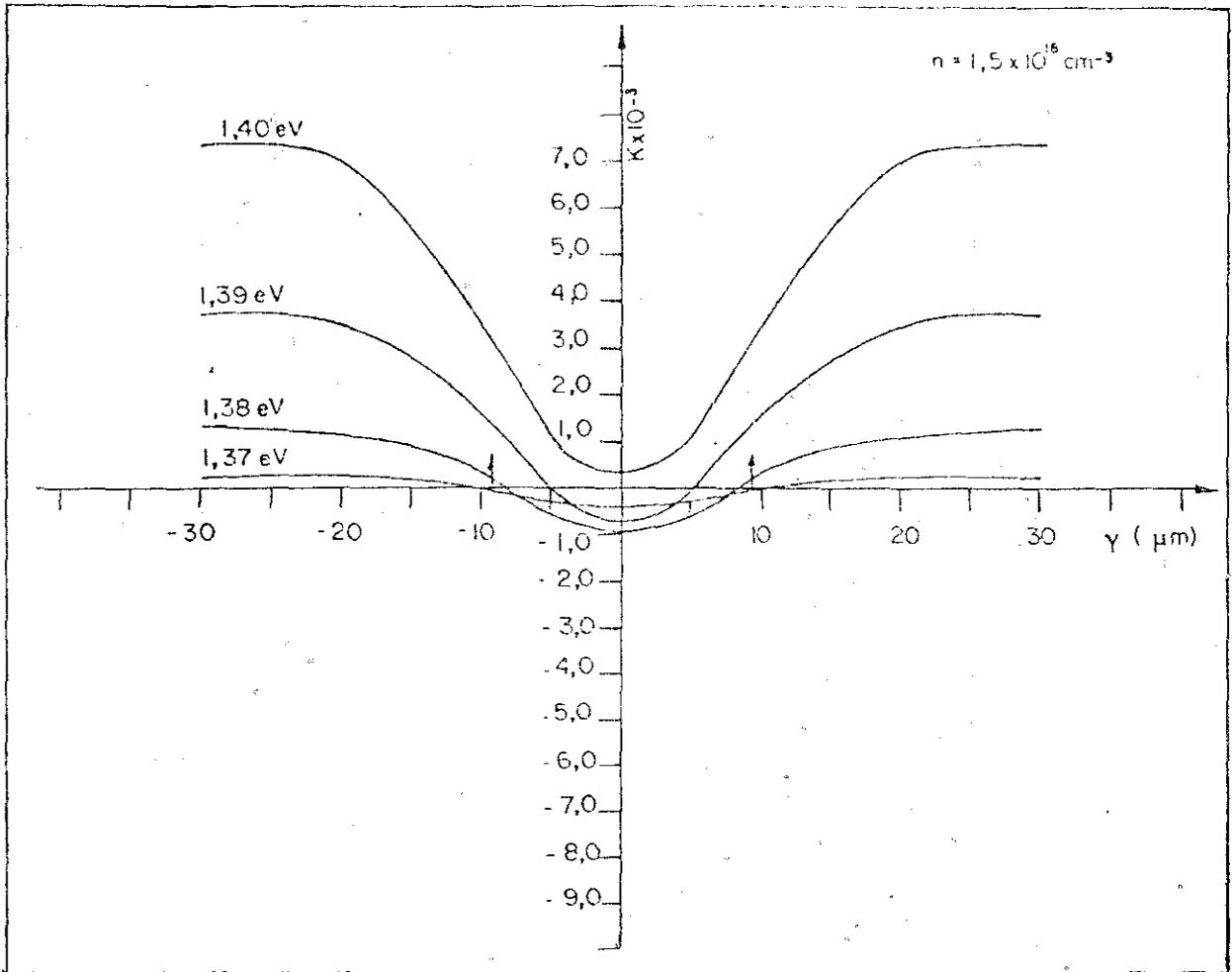


Fig. 5.10 - O perfil do coeficiente de extinção (parte imaginária do índice de refração complexo), para diferentes valores de energia do fóton.

figura 5.6, curva 5, notamos que o valor de pico de ganho, ocorre para  $E = 1,38$  eV. Para este valor de energia, a largura  $w(1/2)$  calculada está bem acima dos valores típicos, obtidos experimentalmente. Um fato que se observa na figura 5.6, é o aumento exponencial na diferença entre as curvas 5 e 1 com a energia do fóton. Isto vai implicar em um aumento da perturbação sofrida pela parte imaginária do índice de refração, fato este traduzido pelo comportamento de  $\delta N_{ef_i}$  com a energia, mostrado na figura 5.7.

Na figura 5.10, está o perfil para o coeficiente de extinção obtido para alguns valores de energia. Comparando as curvas para  $E = 1,38$  eV e  $E = 1,39$  eV, notamos que o perfil para a energia  $E = 1,39$  eV, muda de sinal antes da curva para  $E = 1,38$  eV. Outra característica que se observa, é que nos pontos afastados do centro, a absorção é maior para  $E = 1,39$  eV. Este fato indica, que para uma dada energia (ou comprimento de onda), o confinamento lateral do modo vai depender muito mais da variação do coeficiente de extinção, do que do seu valor de pico (o valor de  $K$  em  $y = 0$ ). Esta previsão restringe-se à condição, que se tenha ganho modal suficiente para manter a amplificação diferencial. Por exemplo, para  $E = 1,40$  eV, a parte imaginária  $\delta N_{ef_i}$  sofre uma variação maior que a obtida para  $E = 1,39$  eV. Contudo, para esta energia (1,40 eV) somente se tem absorção. Assim sendo, chega-se à conclusão de que é preciso adicionar uma condição extra à equação (4.6.7), para que se tenha modos guiados. Esta condição, conforme já adiantamos na secção 4.6, é que se tenha ganho modal suficiente para igualar as perdas dentro do guia.

Restringindo-se portanto a análise à condição de que se te-

nha ganho modal, o estreitamento do modo se explica da seguinte forma: o modo com fótons de energia 1,39 eV, vai experimentar ganho, em uma extensão menor que o modo com  $E = 1,38$  eV (segundo a direção  $y$ ), passando em seguida a ser absorvido; além disso, a absorção para um dado valor de  $y$  é maior para fótons com energia 1,39 eV (figura 5.10). Como consequência, o modo com fótons de energia 1,39 eV vai ter uma largura menor do que o modo com  $E = 1,38$  eV. A indicação que se tem, é que o comportamento do modo seria o de se acomodar a uma frequência, que tivesse ganho modal suficiente para cobrir as perdas e não ganho de pico máximo. Sugerimos, portanto, se calcular a corrente limiar em função da energia do fóton.

Na referência (66) encontramos uma tabela de dados experimentais, mostrando que para um laser com faixa de 20  $\mu\text{m}$ , os modos com comprimento de onda menor, têm largura  $w(1/2)$  menor. Além disso Streifer e colaboradores (47,60), apresentam cálculos teóricos, onde mostram que o modo fundamental tem largura menor, quando o valor da absorção para pontos afastados do centro da faixa é maior. Contudo os autores deste artigo, não analisam estes dados e não fazem nenhuma alusão à dependência da largura do modo com a energia do fóton. Seus cálculos são baseados em um perfil de ganho hipotético. Na verdade, por não considerarem o mecanismo de guiamento por amplificação diferencial, eles sugerem uma interpretação filosófica para o aumento do confinamento lateral do modo, com o aumento da absorção em pontos afastados do centro da faixa. Segundo eles, o modo fica mais confinado, porque "evita" as regiões em que há maior absorção. As palavras textuais (47) são: "The evident decrease in mode width with increasing absorption could be said to occur because the mode avoids the more absorptive material along its edges".

#### 5.4 AS DISTRIBUIÇÕES PARA O CAMPO PRÓXIMO E CAMPO AFASTADO

Nesta secção mostramos as distribuições em campo próximo e campo afastado, obtidas para o modo fundamental, em função da corrente de injeção e da energia do fóton.

Nas figuras 5.11 e 5.12 estão as distribuições para correntes de injeção de 100 mA e 150 mA e energia do fóton igual a 1,39 eV. A figura 5.13, foi feita para uma corrente de injeção de 100 mA e energia do fóton 1,38 eV. Na figura 5.14, estão os resultados experimentais publicados na referência (61), para um laser com canaleta feita por difusão de Zinco (Narrow Planar Structure).

Comparando as distribuições para o campo afastado, mostradas nas figuras 5.11-b e 5.12-b, com os resultados experimentais da figura 5.14-b, vemos que *qualitativamente* o comportamento das distribuições obtidas com nosso modelo, é semelhante ao comportamento descrito na figura 5.14-b. Observe que a distribuição em campo afastado para 150 mA é mais larga que aquela obtida para 100mA. Este resultado concorda satisfatoriamente com aqueles mostrados em 14-b.

Alguma crítica poderia ser feita, quanto ao fato de estarmos fazendo o cálculo para um laser com faixa confinadora de corrente, com largura igual a 12  $\mu\text{m}$ , e os resultados da figura 15-b serem para um laser com faixa de 3  $\mu\text{m}$ . Contudo uma observação deve ser feita aqui. Um dispositivo com largura de faixa igual a 12  $\mu\text{m}$ , está na transição entre os dispositivos classificados como lasers com faixa larga e lasers com faixa estreita. Asbeck por exemplo, classifica como lasers de faixa estreita, aqueles com largura de faixa inferior a 10  $\mu\text{m}$ . Considerando-se que nesta referência (56), esta classificação

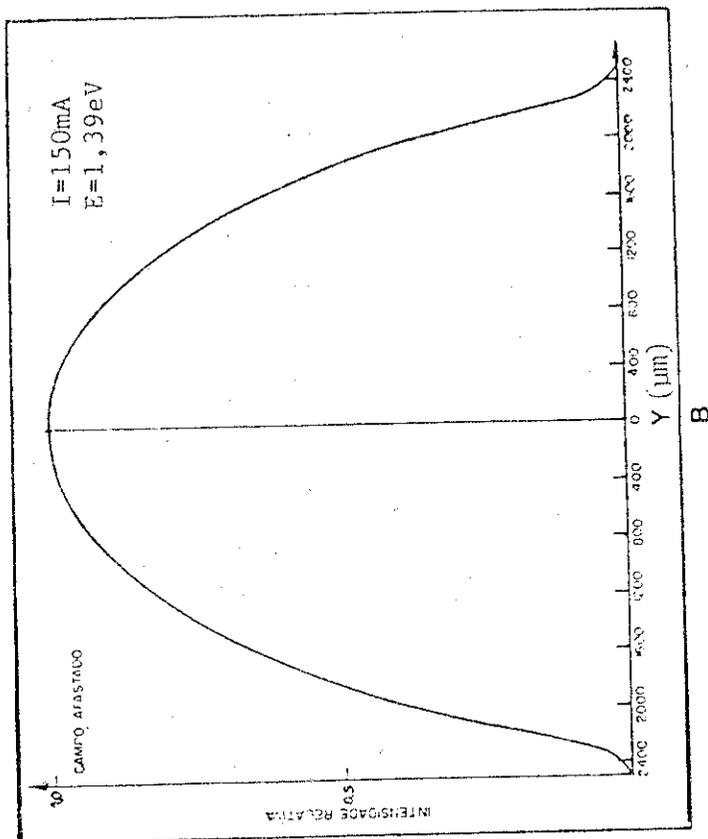
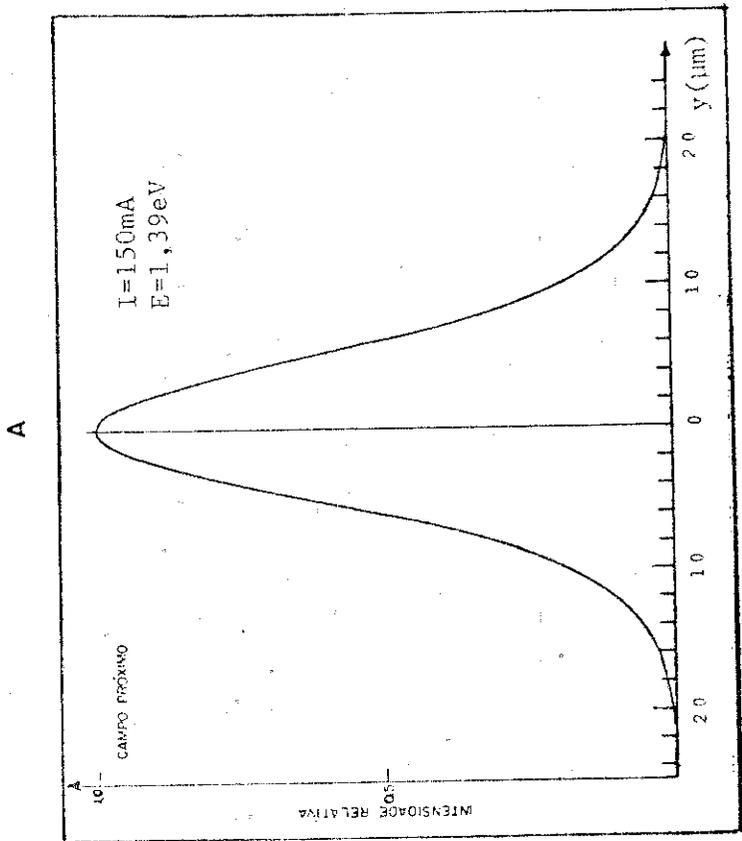
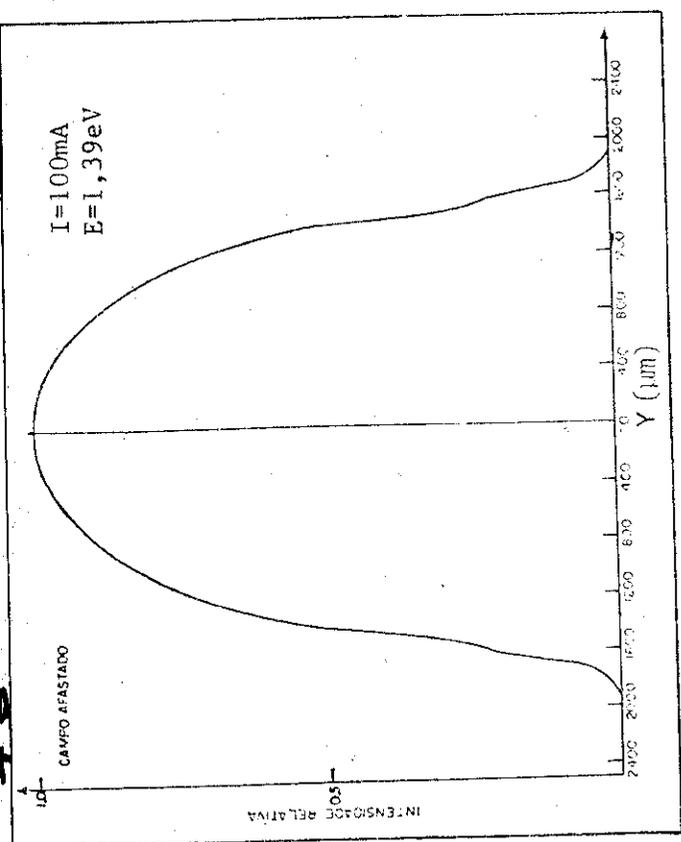
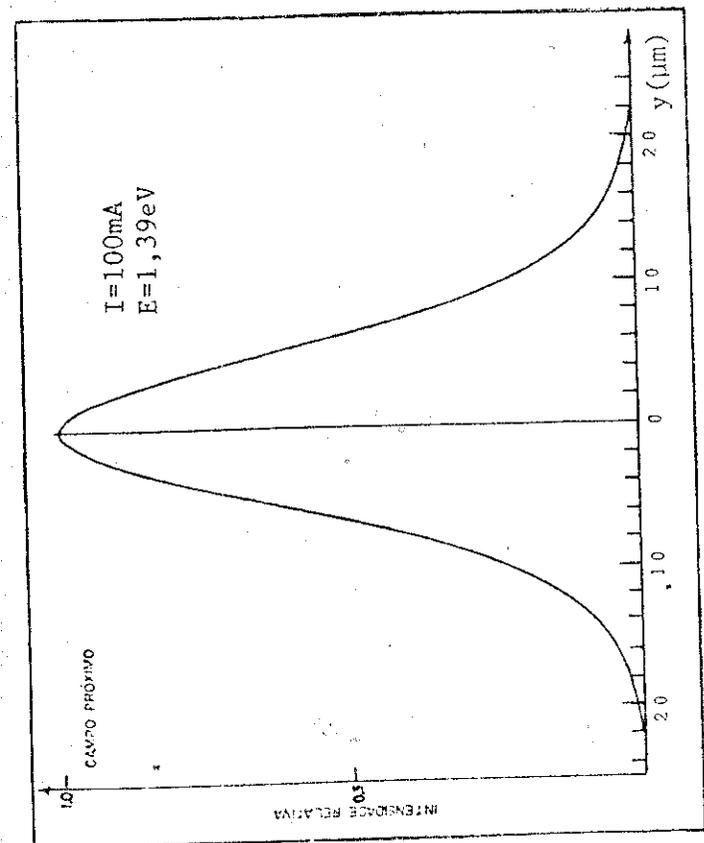
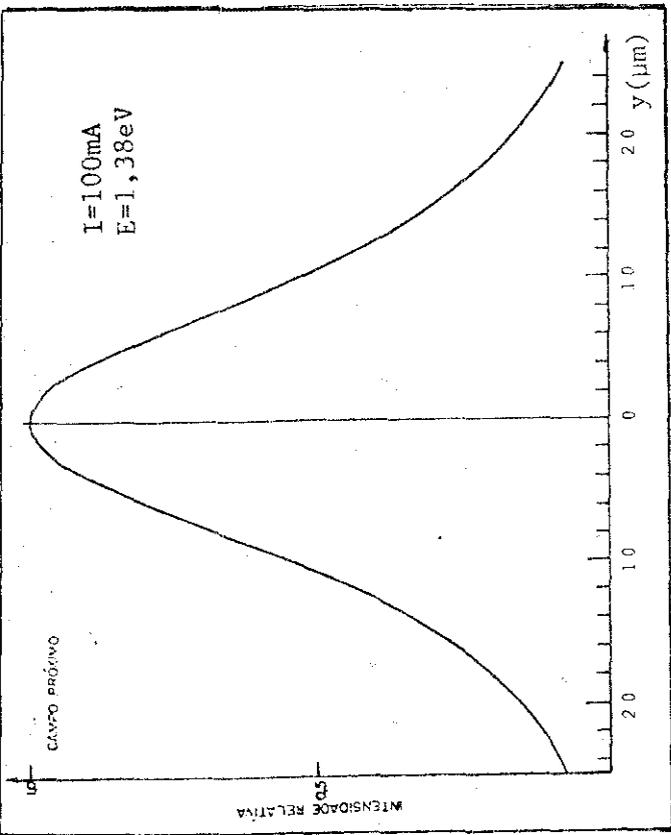
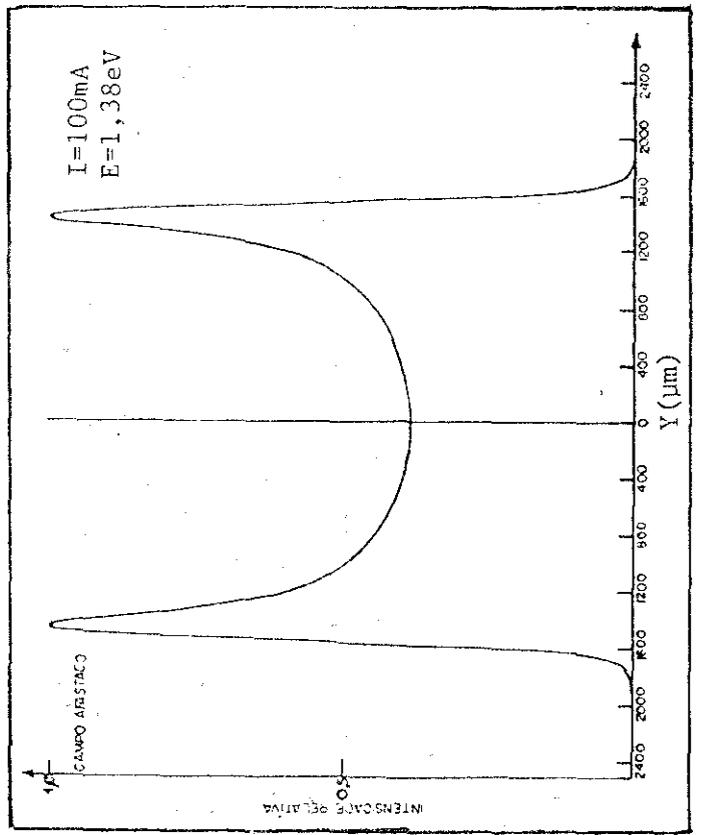


Fig. 5.11- Distribuição em: (a)campo próximo e (b)campo afastado ( $z_0=1,0\text{ cm}$ ). obtida para o modo fundamental, com  $I=100\text{mA}$  ( $n=1.5 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ),  $E=1,39\text{eV}$  e  $y'=9,0\text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Gamma=0,5$ ,  $h=0,5$ .

Fig. 5.12- Distribuição em: (a)campo próximo e (b)campo afastado ( $z_0=1,0\text{cm}$ ), obtida para o modo fundamental, com  $I=150\text{mA}$  ( $n=2,3 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ ),  $E=1,39\text{eV}$  e  $y'=9,0\text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Gamma=0,5$ ,  $h=0,5$ .



A



B

Fig. 5.13 - Distribuição em: (a) campo próximo e (b) campo afastado ( $z_0=1,0$  cm), obtida para o modo fundamental, com  $I=100$  mA ( $n=1,5 \times 10^{18}$  cm $^{-3}$ ),  $E=1,38$  eV e  $y'=9,0$  μm,  $\Gamma=0,5$ ,  $h=0,5$ .

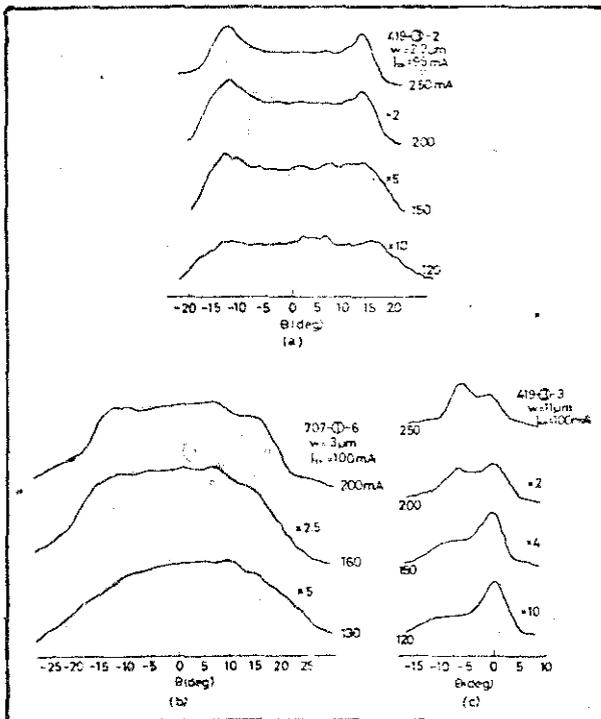


Fig. 5.14 - Distribuição em campo afastado, obtida experimentalmente na referência (61), para diferentes larguras de faixa e diferentes níveis de injeção. (a)  $S=2,3$  μm; (b)  $S=3$  μm; (c)  $S=11$  μm. Obs:  $S \equiv w$ .

é feita para um laser com canaleta confinadora de corrente, definida por contato metálico (oxide-insuled stripe), e que em nosso caso os dados são obtidos para um laser com faixa definida por bombardeamento de prótons (50), podemos classificar nosso dispositivo entre aqueles com comportamento correspondendo a laser com faixa estreita. Cabe acrescentar que nos dispositivos usados na figura 5.14, a canaleta não alcança a camada ativa, e a largura efetiva da faixa, segundo os autores (61), está dentro do intervalo de 8  $\mu\text{m}$ . Portanto não vemos inconveniente em comparar qualitativamente nossos resultados, com aqueles mostrados na figura 14.

Com relação à energia do fóton, comparando as distribuições em campo afastado 5.11-b e 5.13-b, vemos que estas figuras mostram características diferentes. Para a energia de 1,38 eV, a distribuição em campo afastado apresenta 2 picos, enquanto que a distribuição para 1,39 eV, mostra apenas um pico central. As distribuições em campo próximo, em ambos os casos, têm apenas um pico central. A interpretação para tal comportamento, está no fato de que para 1,38 eV há um atraso da frente de onda em consequência do modo adentrar mais profundamente nas regiões em que há absorção. A interferência entre as frentes de ondas que se propagam na região de ganho, com aquelas se propagando na região de absorção, dá origem aos picos observados na figura 5.13-b. O modo com  $E = 1,39$  eV, também penetra na região de absorção, mas a absorção que ele experimenta é muito maior (figura 5.10). Desta forma a frente de onda que se propaga na região de ganho, praticamente não sofre interferência, porque as frentes de ondas que propagam na região de absorção são atenuadas.

No resultado experimental, figura 5.14-a, observa-se a presença de dois picos no campo afastado obtido para um laser com faixa mais estreita do que aquela da figura 5.14-b. Esta figura serve para ilus

trar que a presença dos 2 picos no campo afastado, ocorre em consequência do modo se estender nas regiões de absorção, pois quanto mais estreita é a faixa, mais do modo se espalha fora da região de ganho.

## C A P Í T U L O 6

### COMENTÁRIOS FINAIS

O modelo , para o guia de ondas formado no laser de semicondutor, apresentado neste trabalho, é analiticamente simples, e torna mais clara a compreensão dos processos envolvidos no guiamento da luz pelo laser.

Creemos também, que o processo de guiamento por amplificação diferencial definido aqui, elucidada de forma definitiva o problema da contribuição do ganho no guiamento da luz, que vinha sendo tratado na literatura de forma não muito clara, ou adequada.

Daqui para frente, o que precisa ser feito, é a aquisição de mais dados auto-consistentes, para se refinar as análises. Um exemplo, é o problema do guiamento real, mostrado no capítulo 4 como um processo possível para o guiamento da luz no laser de semicondutor. Vimos naquele capítulo, que as variações de temperatura exigidas para produzirem uma perturbação positiva no índice de refração efetivo, estão dentro dos valores típicos para a variação de temperatura na camada ativa, em regime de operação contínua. Contudo, para uma posição definitiva com respeito à presença deste processo de guiamento, é necessário se ter em mãos o conhecimento de como o perfil de ganho é afetado pelo perfil de temperatura estabelecido na camada ativa. Este é um cálculo que ainda precisa ser feito. Quanto ao regime de operação do laser em condições pulsadas, não há dúvida que o processo de guiamento mais indicado é o de amplificação

diferencial.

Com este trabalho obtivemos também dois resultados importantes. Um deles é a previsão de uma condição de corte para o modo fundamental, quando se vai estreitando a faixa confinadora de corrente elétrica. O outro resultado é o comportamento do modo fundamental com a energia do fóton, indicando que o confinamento lateral do modo vai depender mais do valor da perturbação no coeficiente de extinção, que do seu valor de pico, ou valor de ganho máximo, para uma dada densidade de portadores injetados. Estas duas previsões exigem de imediato o cálculo do ganho modal, para que se possa determinar a condição limiar, no primeiro caso em função da largura da faixa, e no segundo caso em função da energia do fóton. Estes cálculos irão completar o estudo aqui desenvolvido, e tornar as análises ainda mais realistas. O problema do corte para o modo fundamental, pode também ser investigado experimentalmente, usando-se dispositivos construídos de uma mesma pastilha de semicondutor e com canaletas de diferentes larguras.

Para finalizar queremos ressaltar, que embora tenhamos feito um estudo teórico, procuramos na medida do possível, comparar nossos resultados com dados experimentais publicados. Pelo desempenho do modelo diante das propriedades experimentais, acreditamos que as análises desenvolvidas neste trabalho, são de grande utilidade para a compreensão dos processos ópticos que ocorrem no laser de semicondutor.

A P E N D I C E I

O PERFIL DE ÍNDICE DE REFRAÇÃO COMPLEXO.

Nas equações (4.3.1) a (4.3.4), definimos nosso modelo para o guia de ondas formado no laser de semiconductor. Vamos agora deduzir o perfil de índice de refração apresentado nas equações (4.4.2) e (4.4.3).

Das equações (4.3.1) a (4.3.2), podemos resumir nosso modelo pela expressão:

$$\Delta \bar{N} = \bar{\delta}(0) \operatorname{sech}^2(y/y'), \quad \forall x$$

Da figura A.1 temos:

$$\bar{N}_\infty = \bar{N}(0) - \bar{\delta}(0) \quad (\text{A.1.1})$$

onde:  $\bar{N}(0) = \bar{N}(x, 0)$  é o índice de refração complexo em  $y=0$  e  $x$  qualquer,  $\bar{N}_\infty = \bar{N}(x, \infty)$  é o índice de refração complexo em  $|y| \rightarrow \infty$  e  $x$  qualquer,  $\bar{\delta}(0) = \bar{\delta}(x, 0)$  é a perturbação no índice de refração complexo.

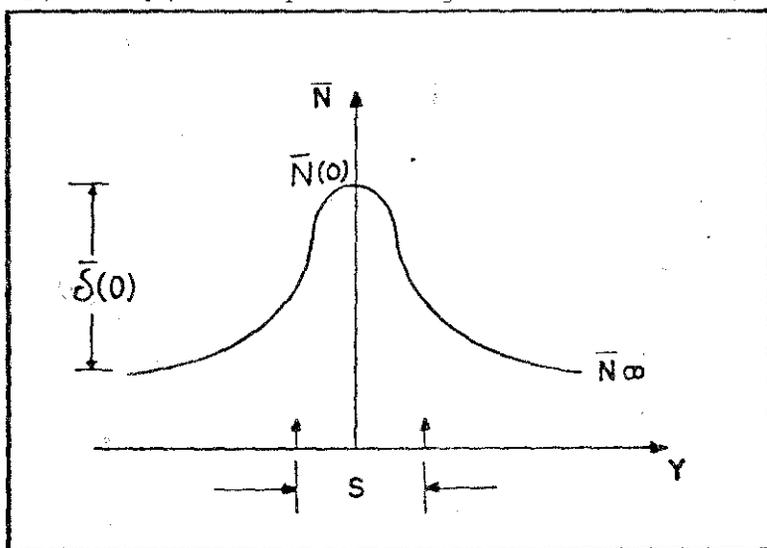


Fig A.1 - Variação esquemática do índice de refração complexo. com  $y$ , definição do parâmetro  $\bar{\delta}(0)$ : perturbação no índice de refração complexo.

De (A.1.1) temos:  $\bar{N}_\infty^2 = \bar{N}(0)^2 - 2\bar{N}(0)\bar{\delta}(0) + \bar{\delta}(0)^2$

(A.1.2)

desprezando o termo  $\bar{\delta}(0)^2$  ( $\sim 10^{-6}$  (38)) em comparação com os outros termos da equação (A.1.2) segue:

$$\bar{N}_\infty^2 - \bar{N}(0)^2 \approx -2\bar{N}(0)\bar{\delta}(0) \quad (A.1.3)$$

Para um dado ponto  $(x, y)$  temos:

$$\bar{N}(x, y) = \bar{N}_\infty + \Delta\bar{N} \quad (A.1.4)$$

$$\bar{N}^2(x, y) = \bar{N}_\infty^2 + 2\bar{N}_\infty\Delta\bar{N} + \Delta\bar{N}^2, \quad \Delta\bar{N}^2 \lesssim \bar{\delta}^2(0)$$

$$\bar{N}^2(x, y) \cong \bar{N}_\infty^2 + 2\bar{N}_\infty\Delta\bar{N} \quad (A.1.5)$$

Substituindo (A.1.1), (A.1.3) e  $\Delta\bar{N}$  :

$$\bar{N}^2(x, y) \cong \bar{N}(0)^2 - 2\bar{N}(0)\bar{\delta}(0) + 2(\bar{N}(0) - \bar{\delta}(0))\bar{\delta}(0) \operatorname{sech}^2(y/y')$$

$$\bar{N}^2(x, y) \cong \bar{N}(0)^2 - 2\bar{N}(0)\bar{\delta}(0) + 2\bar{N}(0)\bar{\delta}(0) \operatorname{sech}^2(y/y') \quad (A.1.6)$$

onde desprezamos  $\bar{\delta}(0)^2 \operatorname{sech}^2(y/y') \sim 10^{-6}$

De (A.1.6), segue:

$$\bar{N}^2(x, y) = \bar{N}(0)^2 \left[ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}(0)}{\bar{N}(0)} \left( 1 - \operatorname{sech}^2(y/y') \right) \right] \quad (A.1.7)$$

Usando o índice 0, para a região ativa ( $|x| \leq d/2$ ) e o índice 1, para as camadas adjacentes temos:

Para  $|x| \leq d/2$ , o perfil de índice de refração complexo é descrito por:

$$\bar{N}_a^2(x, y) = \bar{N}_0^2 \left\{ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}_0}{\bar{N}_0} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2(y/Y') \right] \right\} \quad (\text{A.1.8})$$

Para  $|x| > d/2$ , o perfil de índice de refração complexo tem a forma dada pela expressão:

$$\bar{N}_b^2(x, y) = \bar{N}_1^2 \left\{ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}_1(x)}{\bar{N}_1} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2(y/Y') \right] \right\} \quad (\text{A.1.9})$$

Como a região ativa é muito fina, consideramos a perturbação  $\bar{\delta}(0) \cong \bar{\delta}_0$ , como constante para todo  $-d/2 \leq x \leq +d/2$ . Já nas camadas adjacentes a perturbação  $\bar{\delta}_1(x)$  varia com  $x$  acompanhando o gradiente de temperatura, na forma dada nas equações (4.3.3) e (4.3.4).

A P Ê N D I C E II

SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE ONDA

A equação (4.4.1), mostra a equação de onda, que permite obter as configurações dos campos dentro do guia de ondas:

$$\nabla^2 \Psi(x, y, z) + \bar{N}^2(x, y) k^2 \Psi(x, y, z) = 0 \quad (\text{A.2.1})$$

Consideremos:  $\Psi(x, y, z) = X(x) Y(y) Z(z)$

Substituindo em (A.2.1) temos:

$$\frac{1}{X(x)} \frac{d^2 X(x)}{dx^2} + \frac{1}{Y(y)} \frac{d^2 Y(y)}{dy^2} + \frac{1}{Z(z)} \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} + \bar{N}^2(x, y) k^2 = 0 \quad (\text{A.2.2})$$

Separando as variáveis segue que:

$$\frac{1}{Z(z)} \frac{d^2 Z(z)}{dz^2} = -k^2 \bar{\delta}^2 \quad (\text{A.2.3})$$

Esta equação tem solução:

$$Z(z) = Z_0 e^{\pm i k \bar{\delta} z} \quad (\text{A.2.4})$$

com  $\bar{\delta} = \beta - iG/2$ , este parâmetro define a propagação e amplificação ao longo de  $z$ .

A equação (A.2.2) torna-se:

$$\frac{1}{X(x)} \frac{d^2 X(x)}{dx^2} + \frac{1}{Y(y)} \frac{d^2 Y(y)}{dy^2} + \bar{N}^2(x, y) k^2 - \bar{\delta}^2 k^2 = 0 \quad (\text{A.2.5})$$

Seguindo a aproximação de Thompson (31), consideramos que o

o guiamento na direção  $x$  é muito mais forte, que o guiamento na direção  $y$ . Esta aproximação é razoável, principalmente por se tratar de laser de Heteroestrutura Dupla, onde o confinamento segundo  $x$  é feito através da descontinuidade no índice de refração, devido à mudança de meio.

Com esta aproximação fazemos:

$$\frac{1}{X(x)} \frac{d^2 X(x)}{dx^2} = -\bar{q}^2 \quad (\text{A.2.6})$$

A solução desta equação é da forma (54):

$$X(x) = A \cos(\bar{q}x) + B \sin(\bar{q}x) \quad (\text{A.2.7})$$

Dentro da região ativa, as soluções pares e ímpares podem ser consideradas separadamente; fora da região ativa, a solução deve ser atenuada, de forma a se ter modos guiados.

Assim as soluções são:

$$X(x) = \begin{cases} X_0 e^{-\bar{p}x} & |x| > d/2 \\ A \cos(\bar{q}x + \theta) & |x| < d/2 \end{cases} \quad (\text{A.2.8})$$

A constante  $\bar{q}$  de propagação pode ser obtida, considerando as condições de contorno nas interfaces: região ativa/camadas adjacentes (16,54).

#### SOLUÇÃO NA DIREÇÃO Y

Da equação (A.2.5), com a equação (A.2.6) obtemos a equação:

$$\frac{1}{Y(y)} \frac{d^2 Y(y)}{dy^2} + \bar{N}^2(x,y) k^2 - \bar{q}^2 - \delta^2 k^2 = 0 \quad (\text{A.2.9})$$

Nesta equação o termo  $\bar{N}^2(x,y)$  depende tanto de  $x$  como de  $y$ , e uma solução imediata não pode ser obtida. Usamos, então, o processo usado por Paoli (46), para separar esta equação:

Multiplicamos a equação (A.2.9) por  $X(x)X(x)^*$  e integramos sobre o intervalo  $-\infty < x < +\infty$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |X(x)|^2 \frac{d^2 Y}{dy^2} dx + \int_{-\infty}^{+\infty} k^2 \bar{N}^2(x,y) |X(x)|^2 Y(y) dx - \int_{-\infty}^{+\infty} (\bar{q}^2 + k^2 \delta^2) |X(x)|^2 Y(y) dx = 0 \quad (\text{A.2.10})$$

considerando

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |X(x)|^2 dx = 1$$

temos

$$\frac{d^2 Y(y)}{dy^2} + \left[ k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{N}^2(x,y) |X(x)|^2 dx - \bar{q}^2 - k^2 \delta^2 \right] Y(y) = 0 \quad (\text{A.2.11})$$

e definindo:

$$\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \bar{N}^2(x,y) |X(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |X(x)|^2 dx} = \bar{N}(y) \quad (\text{A.2.12})$$

obtemos a equação:

$$Y''(y) + \left( k^2 \bar{N}(y) - k^2 \delta^2 - \bar{q}^2 \right) Y(y) = 0 \quad (\text{A.2.13})$$

que é a equação (4.4.8) do texto.

EXPRESSÃO PARA O PERFIL  $\overline{N}^2(y)$

Determinaremos agora, uma expressão para  $\overline{N}^2(y)$  definido em (A.2.12), em função de  $\overline{N}_0$  e  $\overline{N}_1$ , que representam respectivamente o índice de refração complexo da camada ativa e das camadas adjacentes, e também em função de  $\overline{\delta}_0$  e  $\overline{\delta}_1$ , que representam a perturbação no índice de refração complexo das respectivas camadas.

Usando o perfil de índice de refração complexo, apresentado nas equações (4.4.2) e (4.4.3) temos:

$$\overline{N}^2(y) = \int_{-\infty}^{-d/2} \overline{N}_b^2(x,y) |X(x)|^2 dx + \int_{-d/2}^{+d/2} \overline{N}_a^2(x,y) |X(x)|^2 dx + \int_{+d/2}^{+\infty} \overline{N}_b^2(x,y) |X(x)|^2 dx \quad (\text{A.2.14})$$

onde estamos considerando  $X(x)$  normalisada e  $d$  é a espessura da camada ativa.

Considerando as soluções (A.2.8), temos 3 integrais a resolver:

$$\int_{-d/2}^{+d/2} \overline{N}_a^2(x,y) A^2 \cos^2(\overline{q}x + \theta) dx \quad (\text{A.2.15}) \quad (\text{a})$$

$$\int_{-\infty}^{-d/2} X_0^2 \overline{N}_b^2(x,y) e^{2\overline{p}x} dx \quad (\text{A.2.15}) \quad (\text{b})$$

$$\int_{+d/2}^{+\infty} X_0^2 \overline{N}_b^2(x,y) e^{-2\overline{p}x} dx \quad (\text{A.2.15}) \quad (\text{c})$$

Resolvendo a integral (A.2.15) - (a) temos:

$$\begin{aligned}
 & \int_{-d/2}^{+d/2} \bar{N}_a^2(x, y) A^2 \cos^2(\bar{q}x + \theta) dx = \\
 & = \int_{-d/2}^{+d/2} \bar{N}_0^2 \left\{ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}_0}{\bar{N}_0} \left( 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right) \right\} A^2 \cos^2(\bar{q}x + \theta) dx = \\
 & = \bar{N}_0^2 \left\{ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}_0}{\bar{N}_0} \left( 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right) \right\} \int_{-d/2}^{+d/2} A^2 \cos^2(\bar{q}x + \theta) dx = \\
 & = \bar{N}_0^2 \left\{ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}_0}{\bar{N}_0} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right] \right\} \Gamma
 \end{aligned} \tag{A.2.16}$$

onde substituímos o fator de confinamento  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \int_{-d/2}^{+d/2} A^2 \cos^2(\bar{q}x + \theta) dx \tag{A.2.17}$$

Vamos agora resolver as integrais (A.2.15) - (b) e (c):

De (A.2.14) temos:

$$\begin{aligned}
 & \int_{-\infty}^{-d/2} X_0^2 \bar{N}_b^2(x, y) e^{2\bar{p}x} dx + \int_{+d/2}^{+\infty} X_0^2 \bar{N}_b^2(x, y) e^{-2\bar{p}x} dx = \\
 & = \int_{-\infty}^{-d/2} \bar{N}_1^2 \left\{ 1 - 2 \frac{\bar{\delta}_1(x)}{\bar{N}_1} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right] \right\} X_0^2 e^{2\bar{p}x} dx +
 \end{aligned}$$

$$+ \int_{+d/2}^{+\infty} \bar{N}_1^2 \left\{ 1 - \frac{2\bar{\delta}_1(x)}{\bar{N}_1} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right] \right\} X_0^2 e^{-2\bar{p}x} dx =$$

Usando as equações (4.3.3) e (4.3.4):

$$= \bar{N}_1^2 \left\{ \int_{-\infty}^{-d/2} X_0^2 e^{2\bar{p}x} dx + \int_{d/2}^{+\infty} X_0^2 e^{-2\bar{p}x} dx + \right. \\ \left. - \frac{2\bar{\delta}_1}{\bar{N}_1} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right] \cdot \left[ e^{-\frac{ad}{2}} \int_{-\infty}^{-d/2} X_0^2 e^{(a+2\bar{p})x} dx + \right. \right. \\ \left. \left. + e^{+\frac{ad}{2}} \int_{+d/2}^{+\infty} X_0^2 e^{-(a+2\bar{p})x} dx \right] \right\} =$$

Resolvendo as integrais e considerando as equações (A.2.10) e (A.2.17), obtemos:

$$\int_{-\infty}^{-d/2} X_0^2 \bar{N}_b^2(x,y) e^{2\bar{p}x} dx + \int_{+d/2}^{+\infty} X_0^2 \bar{N}_b^2(x,y) e^{-2\bar{p}x} dx = \\ \bar{N}_1^2 (1-\Gamma) - \frac{4\bar{\delta}_1}{\bar{N}_1} \left[ 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right] \cdot X_0^2 \frac{e^{-\bar{p}d}}{(a+2\bar{p})}$$

(A.2.18)

Substituindo (A.2.16) e (A.2.18) em (A.2.14) e colocando em evidência o termo:

$$\left[ 1 - \operatorname{sech}^2(y/y') \right]$$

$$\overline{N}^2(y) = \overline{N}_0^2 \Gamma + \overline{N}_1^2 (1-\Gamma) - \left[ 2\overline{N}_0 \overline{\delta}_0 \Gamma + \frac{4\overline{N}_1 \overline{\delta}_1 X_0^2 e^{-\bar{p}d}}{(a+2\bar{p})} \right] \times$$

$$\times \left[ 1 - \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right] \quad (\text{A.2.19})$$

Nesta expressão  $X_0$  é a constante de normalização das soluções  $\chi(\alpha)$  para  $|\alpha| > \frac{d}{2}$ . Usando as expressões (A.2.10) e (A.2.17), temos:

$$X_0^2 = (1-\Gamma) \bar{p} e^{-\bar{p}d} \quad (\text{A.2.20})$$

Substituindo este resultado em (A.2.19) e colocando em evidência obtemos:

$$\overline{N}^2(y) = \overline{N}_0^2 \Gamma + \overline{N}_1^2 (1-\Gamma) - 2 \left[ \overline{N}_0 \overline{\delta}_0 \Gamma + \frac{\overline{N}_1 \overline{\delta}_1 (1-\Gamma)}{\left(1 + \frac{a}{2\operatorname{Re}(\bar{p})}\right)} \right] +$$

$$+ 2 \left[ \overline{N}_0 \overline{\delta}_0 \Gamma + \frac{\overline{N}_1 \overline{\delta}_1 (1-\Gamma)}{\left(1 + \frac{a}{2\operatorname{Re}(\bar{p})}\right)} \right] \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \quad (\text{A.2.21})$$

Definindo:

$$\eta^2 \equiv \overline{N}_0^2 \Gamma + \overline{N}_1^2 (1-\Gamma) - 2 \left[ \overline{N}_0 \overline{\delta}_0 \Gamma + \frac{\overline{N}_1 \overline{\delta}_1 (1-\Gamma)}{\left(1 + \frac{a}{2\operatorname{Re}(\bar{p})}\right)} \right]$$

(A.2.22)

e :

$$\bar{N}_0 \bar{\delta N}_{ef} \equiv \bar{N}_0 \bar{\delta}_0 \Gamma + \frac{\bar{N}_1 \bar{\delta}_1 (1-\Gamma)}{\left(1 + \frac{a}{2 \operatorname{Re}(\bar{p})}\right)} \quad (\text{A.2.23})$$

Obtemos uma expressão simplificada para  $\bar{N}(y)$ :

$$\boxed{\bar{N}(y) = \bar{\eta}^2 + 2\bar{N}_0 \bar{\delta N}_{ef} \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right)} \quad (\text{A.2.24})$$

A SOLUÇÃO NA VARIÁVEL Y.

Substituindo  $\bar{N}(y)$  obtido em (A.2.24), na equação (A.2.13) obtemos a seguinte equação diferencial na variável Y:

$$\frac{d^2 Y(y)}{dy^2} + \left\{ \bar{\eta}^2 k^2 - (k^2 \bar{\delta}^2 + q^2) + 2\bar{N}_0 \bar{\delta N}_{ef} k^2 \operatorname{sech}^2\left(\frac{y}{y'}\right) \right\} Y(y) = 0 \quad (\text{A.2.25})$$

definindo  $\rho^2 \equiv 2\bar{N}_0 \bar{\delta N}_{ef} k^2$  (A.2.26)

e fazendo a mudança de variável:  $\xi = i\left(\frac{y}{y'}\right) + \frac{\pi}{2}$

A equação (A.2.25), torna-se:

$$\frac{d^2 Y(\xi)}{d\xi^2} + \left\{ \left( \bar{\eta}^2 k^2 - k^2 \bar{\delta}^2 - q^2 \right) (-y')^2 - \frac{\rho^2 y'^2}{\operatorname{sen}^2 \xi} \right\} Y(\xi) = 0 \quad (\text{A.2.27})$$

Fazendo as seguintes igualdades:

$$-y'^2 \left\{ \bar{\eta}^2 k^2 - \bar{\delta}^2 R^2 - \bar{q}^2 \right\} = (n + \bar{\mu})^2 \quad (\text{A.2.28})$$

$$-\rho^2 y'^2 = \bar{\mu}(1 - \bar{\mu}) \quad (\text{A.2.29})$$

A equação (A.2.27) se reduz a:

$$\frac{d^2 Y(\xi)}{d\xi^2} + \left\{ (n + \bar{\mu})^2 + \frac{\bar{\mu}(1 - \bar{\mu})}{\text{sen}^2 \xi} \right\} Y(\xi) = 0 \quad (\text{A.2.30})$$

Esta equação tem as seguintes soluções (53):

$$Y_m(\xi) = (\text{sen } \xi)^{\bar{\mu}} C_m^{\bar{\mu}}(\cos \xi) \quad (\text{A.2.31})$$

onde  $C_n^{\bar{\mu}}(\eta)$  são os polinômios ultraesféricos de Gegenbauer, que têm as seguintes relações de recorrência:

$$C_0^{\bar{\mu}}(\eta) = 1 \quad C_1^{\bar{\mu}}(\eta) = 2\bar{\mu}\eta \quad (\text{A.2.32})$$

$$(\ell - 1) C_{\ell+1}^{\bar{\mu}}(\eta) = 2\eta(\ell + \bar{\mu}) C_{\ell}^{\bar{\mu}}(\eta) - (\ell + 2\bar{\mu} - 1) C_{\ell-1}^{\bar{\mu}}(\eta)$$

Retornando às variáveis  $y/y'$ , através da definição de  $\xi$  as soluções da equação (a.2.15) são finalmente dada por:

$$Y_m(y) = \left\{ \cosh\left(\frac{y}{y'}\right) \right\}^{\bar{\mu}} C_m^{\bar{\mu}}\left(-i \sinh\left(\frac{y}{y'}\right)\right)$$

(A.2.33)

Os parâmetros  $\bar{\mu}$  e  $m$  são tais que  $\text{Real}(\bar{\mu}) < 0$   $\text{Im}(\bar{\mu}) > 0$   
 $\text{Real}(\bar{\mu}) + m \leq 0$  (47).

Com a ajuda das relações de recorrência (A.2.32) as expressões para os 4 primeiros modos são:

$$Y_0(y) = \cosh\left(\frac{y}{y'}\right)^{\bar{\mu}} \tag{A.2.34}$$

$$Y_1(y) = -2i \bar{\mu} \left\{ \cosh\left(\frac{y}{y'}\right) \right\}^{\bar{\mu}} \cdot \sinh\left(\frac{y}{y'}\right) \tag{A.2.35}$$

$$Y_2(y) = -\bar{\mu} \left\{ \cosh\left(\frac{y}{y'}\right) \right\}^{\bar{\mu}} \cdot \left\{ 2(1+\bar{\mu}) \sinh^2\left(\frac{y}{y'}\right) + 1 \right\} \tag{A.2.36}$$

$$Y_3(y) = \frac{2}{3} i \bar{\mu} (\bar{\mu} + 1) \left\{ \cosh\left(\frac{y}{y'}\right) \right\}^{\bar{\mu}} \sinh\left(\frac{y}{y'}\right) \left\{ (4+2\bar{\mu}) \sinh^2\left(\frac{y}{y'}\right) + 3 \right\} \tag{A.2.37}$$

A paridade dos polinômios segue a paridade de  $m$ .

A P Ê N D I C E III

CONDIÇÕES PARA ESCOLHA DO PARÂMETRO  $\bar{\mu}$ .

Na equação (4.4.14), é apresentada a solução da equação de onda na variável  $y$ . Esta solução depende do parâmetro  $\bar{\mu}$ , que define a configuração do campo. Este parâmetro é obtido da equação (4.4.18) com as condições:

$$(a) \quad \text{Real}(\bar{\mu}) < 0 \quad (4.4.19)$$

$$(b) \quad \text{Im}(\bar{\mu}) > 0 \quad (4.4.20)$$

$$(c) \quad \text{Real}(\bar{\mu}) + \rho < 0 \quad (4.4.21)$$

Deduziremos apenas a condição (4.4.20), pois o uso das outras duas, está claro no texto.

A restrição (4.4.20) surge da exigência que o fluxo de energia, na direção  $y$ , seja de dentro para fora do guia do ondas. Isto corresponde aos seguintes requisitos:

$$(1) \quad \langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle > 0 \quad \text{para valores positivos de } y. \quad (A.3.1)$$

$$(2) \quad \langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle < 0 \quad \text{para valores negativos de } y. \quad (A.3.2)$$

Nestas expressões  $\vec{S}$  é o vetor de Poyting e o valor médio  $\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle$  é dado (16,47) por:

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Real}(E_z H_x^*) \quad (A.3.3)$$

Queremos determinar sob que condições  $\text{Real}(E_z H_x^*) \geq 0$   
O campo elétrico e magnético são vetores tais que:

$$\vec{E} = E_x(x, y, z, t) \hat{x} + E_y(x, y, z, t) \hat{y} + E_z(x, y, z, t) \hat{z} \quad (A.3.4)$$

$$\vec{H} = \mathcal{H}_x(x, y, z, t) \hat{x} + \mathcal{H}_y(x, y, z, t) \hat{y} + \mathcal{H}_z(x, y, z, t) \hat{z} \quad (\text{A.3.5})$$

Consideramos a dependência com  $(z, t)$  da forma:

$$\exp [i(k\bar{\rho}z - \omega t)] \quad (\text{A.3.6})$$

Usaremos as notações:

$$\mathcal{E}_y(x, y, z, t) = E_y(x, y) e^{i(k\bar{\rho}z - \omega t)}; \quad E_y(x, y) = X(x)Y(y) \quad (\text{A.3.7})$$

$$\mathcal{E}_z(x, y, z, t) = E_z(x, y) e^{i(k\bar{\rho}z - \omega t)} \quad (\text{A.3.8})$$

$$\mathcal{H}_x(x, y, z, t) = H_x(x, y) e^{i(k\bar{\rho}z - \omega t)} \quad (\text{A.3.9})$$

Com o uso das equações de Maxwell, obtemos  $H_x(x, y)$ , a partir de  $\vec{E}$ .

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{A.3.10})$$

Das equações (A.3.4) em diante até (A.3.8), segue que:

$$i\mu_0\omega H_x(x, y) = \frac{\partial E_z(x, y)}{\partial y} - ik\bar{\rho}E_y(x, y) \quad (\text{A.3.11})$$

Usando  $\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0$  e  $\mathcal{E}_x(x, y, z, t) = 0$ :

$$E_z(x,y) = \frac{-1}{ik\bar{\delta}} \frac{\partial E_y(x,y)}{\partial y} \quad (\text{A.3.12})$$

Substituindo este resultado (onde desprezamos o termo  $\frac{1}{N^2} \frac{\partial N^2}{\partial y}$ ) em (A.3.11) obtemos:

$$H_x = \frac{1}{\mu_0 \omega k \bar{\delta}} \left\{ \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} - (k\bar{\delta})^2 E_y \right\} \quad (\text{A.3.13})$$

Por simplicidade nesta expressão:  $E_y = E_y(x,y)$

$$H_x = H_x(x,y)$$

Da equação de onda (A.2.5), com (A.3.7) segue:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (\bar{N}^2 k^2 - \bar{\delta}^2 k^2) E_y = 0 \quad (\text{A.3.14})$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} - k^2 \bar{\delta}^2 E_y = - \left( \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \bar{N}^2 k^2 E_y \right) \quad (\text{A.3.15})$$

Levando este resultado em (A.3.13):

$$H_x = \frac{-1}{\mu_0 \omega k \bar{\delta}} \left\{ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} - \bar{N}^2 k^2 E_y \right\} \quad (\text{A.3.16})$$

Substituindo (A.3.12) e (A.3.16) em (A.3.3) obtemos:

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Real} \left\{ \frac{-1}{\mu_0 \omega k \bar{\delta}^2} \left[ i \frac{\partial E_y}{\partial y} \left( \frac{\partial^2 E_y^*}{\partial x^2} + \bar{N}^2 k^2 E_y^* \right) \right] \right\} \quad (\text{A.3.17})$$

Multiplicando (A.2.6) por  $Y(y)$  e usando que  $E_y = X(x)Y(y)$ :

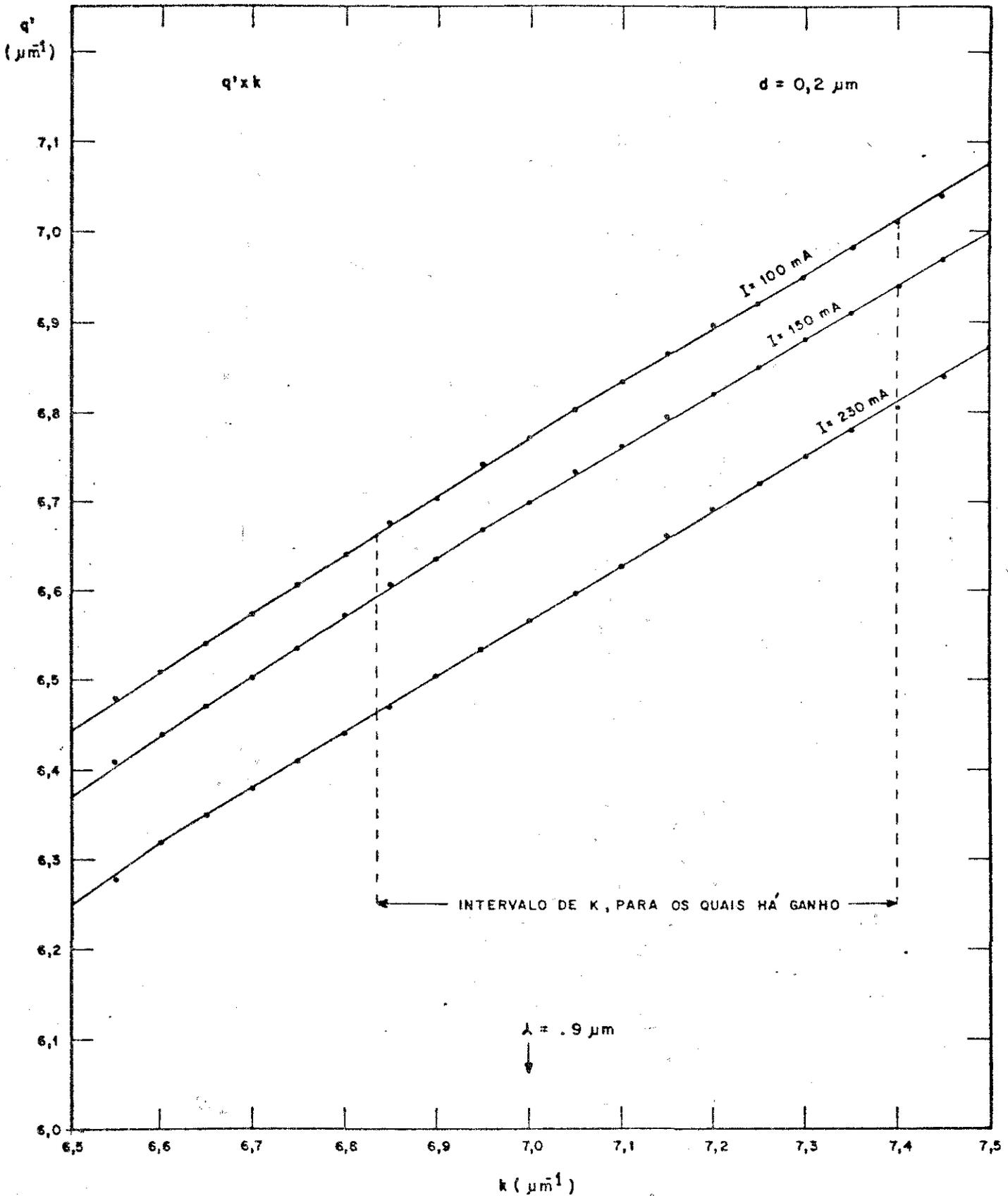


Fig. A.2 - Mostra  $\text{Real}(\bar{q}) \equiv q'$ , em função de  $k$ . Os pontos desta figura são soluções da equação:

$$\cos(q'd/2) = \frac{q'}{k(N_0^2 - N_1^2)^{1/2}}$$

obtida da condição de contorno para guia simétrico (44)

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -\bar{q}^2 E_y \quad (\text{A.3.18})$$

onde  $\bar{q}$  é a constante de propagação na direção  $x$ .

Desta forma:

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{1}{2\mu_0 \omega |k \bar{\delta}|^2} \text{Real} \left\{ -i \frac{\partial E_y}{\partial y} \left( -\bar{q}^* E_y^* + \bar{N}^* k^2 E_y^* \right) \right\} \quad (\text{A.3.19})$$

Para valores de  $|y| \rightarrow \infty$ , pode se aproximar  $E_y$  por:

$$E_y \propto e^{if(y)} \quad (\text{A.3.20})$$

com  $f(y) \propto \text{Im} \bar{\mu} \cdot y$  (veja solução (A.2.33)).

Com esta aproximação (47), temos que:

$$\frac{\partial E_y}{\partial y} \propto i \frac{df}{dy} E_y \quad (\text{A.3.21})$$

Substituindo em (A.3.18):

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle = \frac{|E_y|^2}{2\mu_0 \omega |k \bar{\delta}|^2} \text{Real} \left\{ \frac{df}{dy} \left[ (\bar{N}^* k)^2 + \bar{q}^{*2} \right] \right\} \quad (\text{A.3.22})$$

Nesta expressão  $q = q' + iq''$  e  $\bar{N} = N(x,y) + iK(x,y)$ . Para valores característicos  $q' \sim 6,7$  (veja figura A.2), enquanto que  $k \sim 7$  para  $\lambda = 0,9 \mu\text{m}$ ,  $N(x,y) = 3,6$ , para valores de  $y \rightarrow \infty$ .

Desta forma  $\text{Real}(\bar{N}^* k^2) > \text{Real}(\bar{q}^{*2})$ :

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle \propto \frac{|E_y|^2}{2\mu_0 \omega |k \bar{\delta}|^2} \text{Real} \left\{ \frac{df}{dy} \bar{N}^* k^2 \right\} \quad (\text{A.3.23})$$

O sinal do produto  $\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle$  é determinado pelo sinal de  $\frac{df}{dy}$

Para se ter o fluxo de energia, de dentro para fora do guia, este sinal deve ser:

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle > 0 \quad \text{para} \quad y > 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{df}{dy} > 0 \quad (\text{A.3.24})$$

$$\langle \hat{y} \cdot \vec{S} \rangle < 0 \quad \text{para} \quad y < 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{df}{dy} < 0 \quad (\text{A.3.25})$$

Considerando  $f(y) \propto \Im m(\bar{\mu}) \cdot y$ , as condições (A.2.24) e (A.2.25) são satisfeitas quando:

$$\boxed{\Im m(\bar{\mu}) > 0}$$

(A.3.26)

A P Ê N D I C E IV

O ÍNDICE DE REFRAÇÃO EFETIVO

Nas equações (4.5.1) e (A.2.23), temos definido a perturbação efetiva no índice de refração complexo, através da expressão:

$$\bar{N}_0 \bar{\delta} N_{ef} = \bar{N}_0 \bar{\delta}_0 \Gamma + \frac{\bar{N}_1 \bar{\delta}_1 (1 - \Gamma)}{(1 + h)} \quad (A.4.1)$$

onde: 
$$h = \frac{a}{2 \text{Real}(\bar{\rho})} \quad (A.4.2)$$

As quantidades  $N_0$  e  $\delta_0$  são complexas e são dadas pelas expressões:

$$\begin{aligned} \bar{N}_0 &= N_0 + i K_0 \\ \bar{\delta}_0 &= \delta_0' + i \delta_0'' \end{aligned} \quad (A.4.3)$$

Nestas expressões o índice 0, é referente à camada ativa e o índice 1, às camadas adjacentes. Os termos destas expressões representam as seguintes quantidades:

- $N_0$  é o índice de refração,
- $\delta_0'$  é a perturbação no índice de refração,
- $K_0$  é o coeficiente de extinção,
- $\delta_0''$  é a perturbação no coeficiente de extinção.

Substituindo as expressões (A.4.3) em (A.4.4), temos:

$$\bar{N}_0 \delta \bar{N}_{ef} = (N_0 \delta_0' - K_0 \delta_0'') \Gamma - i(N_0 \delta_0'' + K_0 \delta_0') \Gamma +$$

$$+ \frac{1}{(1+h)} \left[ (N_1 \delta_1' - K_1 \delta_1'') (1-\Gamma) + i(N_1 \delta_1'' + K_1 \delta_1') (1-\Gamma) \right]$$

(A.4.4)

Escrevendo:  $\delta \bar{N}_{ef} = \delta N_{efr} + i \delta N_{efi}$

Temos:

$$\bar{N}_0 \delta \bar{N}_{ef} = (N_0 \delta N_{efr} - K_0 \delta N_{efi}) + i(K_0 \delta N_{efr} + N_0 \delta N_{efi})$$

(A.4.5)

Igualando as equações (A.4.4) e (A.4.5) segue:

$$N_0 \delta N_{efr} - K_0 \delta N_{efi} = (N_0 \delta_0' - K_0 \delta_0'') \Gamma + (N_1 \delta_1' - K_1 \delta_1'') \frac{(1-\Gamma)}{(1+h)}$$

$$K_0 \delta N_{efr} - N_0 \delta N_{efi} = (N_0 \delta_0'' + K_0 \delta_0') \Gamma + (N_1 \delta_1'' + K_1 \delta_1') \frac{(1-\Gamma)}{(1+h)}$$

Dividindo por  $N_0$  ; os termos  $K_0 \delta_0' \ll 1$  ;  $K_0 \delta_0'' \ll 1$  e podem ser desprezados em comparação com os outros termos, para valores típicos destas quantidades. Desta forma obtemos:

$$\delta N_{efr} = \delta_0' \Gamma + \delta_1' \frac{(1-\Gamma)}{(1+h)}$$

(A.4.6)

$$\delta N_{efi} = \delta_0'' \Gamma + \delta_1'' \frac{(1-\Gamma)}{(1+h)} \quad (\text{A.4.7})$$

Em nosso modelo, as perturbações  $\delta_0'$  e  $\delta_0''$  têm como causas principais: os portadores injetados e a temperatura. A perturbação  $\delta_1'$ , tem como causa principal a variação de temperatura nas camadas adjacentes. Usando a notação do capítulo 3, podemos obter uma expressão analítica para  $\delta N_{efn}$  em função da densidade de portadores injetados e da variação da temperatura na camada ativa. Para  $\delta N_{efi}$  não temos uma expressão analítica, como para  $\delta N_{efn}$ , pois não conhecemos expressões analíticas para  $\delta_0''$  e  $\delta_1''$  em função de  $\Delta T$ .

Igualando:

$$\delta_0' = (-A_n + B) + C \Delta T$$

$$\delta_1' = C' \Delta T$$

(A.4.8)

e substituindo em (A.4.6), obtemos:

$$\delta N_{efn} = (-A_n + B) \Gamma + \left[ C \Gamma + \frac{C'(1-\Gamma)}{(1+h)} \right] \Delta T$$

(A.4.9)

A P Ê N D I C E V

O PARÂMETRO COMPLEXO  $\bar{\mu}$ .

Neste apêndice, obteremos as expressões (4.6.1) e (4.6.4) para o parâmetro  $\bar{\mu}$ .

Este parâmetro é solução da equação (4.4.18):

$$\bar{\mu}(1 - \bar{\mu}) = -\rho^2 y'^2 \quad (4.4.18)$$

com: 
$$\rho^2 = 2\bar{N}_0 k^2 \delta \bar{N}_e f \quad (A.2.26)$$

A equação (4.4.18) tem as seguintes soluções:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{2} \pm \left[ \frac{1}{4} + (\rho y')^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A.5.1)$$

Como  $\rho$  é complexo, para obter uma expressão analítica para estas soluções em função de  $\delta_0^1, \delta_0^2, N_0, K_0$ , definimos:

$$(\rho y')^2 = A + i B \quad (A.5.2)$$

com: 
$$A = \text{Real} \left[ (\rho y')^2 \right] \quad (A.5.3)$$

e 
$$B = \text{Im} \left[ (\rho y')^2 \right] \quad (A.5.4)$$

Substituindo (A.5.2) em (A.5.1) e considerando:

$$\left( \frac{1}{4} + A \right) + i B = r e^{i\phi} \quad (A.5.5)$$

com: 
$$r = \left[ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.5.6})$$

$$\phi = \text{tang}^{-1} \frac{B}{\left( \frac{1}{4} + A \right)} \quad (\text{A.5.7})$$

obtemos: 
$$\bar{\mu} = \frac{1}{2} \pm r^{1/2} \cdot e^{i(\phi + 2n\pi)/2} \quad m=0,1. \quad (\text{A.5.8})$$

para  $n=0$  
$$\bar{\mu}_1' = \frac{1}{2} + r^{1/2} \cdot e^{i\phi/2} \quad (\text{A.5.9})$$

$$\bar{\mu}_2' = \frac{1}{2} - r^{1/2} \cdot e^{i\phi/2} \quad (\text{A.5.10})$$

para  $n=1$  
$$\bar{\mu}_1'' = \frac{1}{2} + r^{1/2} \cdot e^{i(\phi/2 + \pi)} = \frac{1}{2} - r^{1/2} \cdot e^{i\phi/2} \quad (\text{A.5.11})$$

$$\bar{\mu}_2'' = \frac{1}{2} - r^{1/2} \cdot e^{i(\phi/2 + \pi)} = \frac{1}{2} + r^{1/2} \cdot e^{i\phi/2} \quad (\text{A.5.12})$$

Comparando estas 4 soluções, elas se resumem em:

$$\bar{\mu}_1 = \frac{1}{2} + r^{1/2} \cdot e^{i(\phi/2)} \quad (\text{A.5.13})$$

$$\bar{\mu}_2 = \frac{1}{2} - r^{1/2} \cdot e^{i(\phi/2)}$$

ou

$$\bar{\mu}_1 = \frac{1}{2} + \left[ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right]^{1/4} \cdot e^{i\phi/2} \quad (\text{A.5.14})$$

$$\bar{\mu}_2 = \frac{1}{2} - \left[ \left( \frac{1}{4} + A \right)^2 + B^2 \right]^{1/4} \cdot e^{i\phi/2} \quad (\text{A.5.15})$$

Vamos agora, encontrar as expressões para A e B em função de  $\delta_0^I, \delta_0^{II}, N_0^I, K_0^I$ . Substituindo (A.4.4) na expressão (A.2.26) temos:

$$(y' \rho)^2 = 2 k^2 y'^2 \left\{ \left[ (N_0 \delta_0' - K_0 \delta_0'') \Gamma + \frac{(1-\Gamma)(N_1 \delta_1' - K_1 \delta_1'')}{(1+h)} \right] + i \left[ (N_0 \delta_0'' + K_0 \delta_0') \Gamma + \frac{(1-\Gamma)(N_1 \delta_1'' + K_1 \delta_1')}{(1+h)} \right] \right\}$$

(A.5.16)

Comparando esta expressão com (A.5.3) e (A.5.4), segue que:

$$A = 2 k^2 y'^2 \cdot \left[ (N_0 \delta_0' - K_0 \delta_0'') \Gamma + \frac{(1-\Gamma)(N_1 \delta_1' - K_1 \delta_1'')}{(1+h)} \right]$$

(A.5.17)

$$B = 2 k^2 y'^2 \cdot \left[ (N_0 \delta_0'' + K_0 \delta_0') \Gamma + \frac{(1-\Gamma)(N_1 \delta_1'' + K_1 \delta_1')}{(1+h)} \right]$$

(A.5.18)

com:  $h = \frac{\alpha}{2 \text{Real}(\bar{\rho})}$

Estas duas expressões substituídas em (A.5.14) e (A.5.15), fornecem as soluções para  $\bar{\mu}$  em função dos efeitos perturbativos  $\delta_0'$  e  $\delta_0''$ , e também em função de  $N_0$  e  $K_0$ , respectivamente o índice de refração e o coeficiente de extinção.

A P Ê N D I C E VI

GANHO MODAL, PERDAS E CONDIÇÃO LIMIAR.

VI-1 GANHO MODAL.

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

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

$$G_m = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} g(y) |E(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(y)|^2 dy} \quad (\text{A.6.1})$$

O perfil de ganho  $g(y)$ , está mostrado na figura 5.2, e tem as seguintes características:

(a) Dependendo da corrente de injeção, o perfil de ganho é positivo, em uma extensão que corresponde aproximadamente à largura da faixa confinadora de corrente. Nesta região, a razão de emissão de fótons, nas transições entre as bandas de valência e banda de condução, é maior que a absorção.

(b) Além de um certo ponto, o perfil muda de sinal e a partir daí, tem-se somente absorção.

A amplificação de um modo, dependerá da fração do modo que se propaga na região de ganho e das perdas existentes na cavidade.

VI-2 PERDAS.

Trataremos agora das perdas experimentadas por um modo. Estas perdas podem ser divididas em 3 grupos:

I-Perdas na camada ativa.

II-Perdas nas camadas passivas.

III-Perdas nos espelhos.

#### I-PERDAS NA CAMADA ATIVA.

Na camada ativa os três mecanismos principais de perdas são:

(a) Absorção por portadores livres.

(b) Perdas por difração (Absorção Diferencial).

(c) Perdas por espalhamento.

#### (a) ABSORÇÃO POR PORTADORES LIVRES.

Portador livre, significa aquele portador quasi-partícula, que está "livre" para se mover dentro de uma banda. Este tipo de perdas ocorrem, porque os portadores livres podem fazer transições para um estado de maior energia, dentro de uma mesma banda, absorvendo fótons no processo. Estes portadores tanto podem ser elétrons da banda de condução, como buracos da banda de valência.

#### (b) PERDAS POR DIFRAÇÃO (ABSORÇÃO DIFERENCIAL).

Um modo ao se propagar no guia de ondas formado no laser de semiconductor, pode não ficar totalmente confinado na região de ganho. Parte deste modo, pode se estender nas direções transversal e paralela ao plano da camada ativa, penetrando nas regiões em que há apenas absorção. Este espalhamento de um modo além da região de ganho, é o que se chama na literatura de *perdas por difração*.

No laser de Heteroestrutura Dupla, a principal contribuição para as perdas por difração, vem da distribuição do modo ao longo da

direção paralela ao plano da camada ativa. Neste caso, a medida que o modo percorre uma distância  $dz$ , ele vai sendo absorvido lateralmente e será atenuado se não houver um equilíbrio entre esta absorção lateral e a razão de amplificação. Em vista desse mecanismo, seria mais adequado chamar de *Absorção Diferencial* este tipo de perdas, em lugar de Perdas por Difração, pois como vimos trata-se de um processo de absorção de luz e não de difração.

(c) PERDAS POR ESPALHAMENTO.

Este tipo de perdas acontece, quando a luz é espalhada para fora do guia de ondas, em consequência de rugosidades que possam existir nas interfaces da camada ativa com as camadas adjacentes; e também por causa de imperfeições nas camadas dielétricas.

II-PERDAS NAS CAMADAS PASSIVAS.

Nas camadas passivas, adjacentes à camada ativa, as principais fontes de perdas são:

- (a) Absorção pelo material.
- (b) Absorção por portadores livres.

Nos lasers de Heteroestrutura Dupla, estes efeitos não são significativos, porque o modo é fortemente confinado na camada ativa. Além disso, estas camadas têm energia de banda proibida maior que a energia dos fótons, e têm também dopagem menor. Desta forma é desprezível o efeito destes processos, sobre a fração do modo que penetrar nestas camadas.

### III-PERDAS NOS ESPELHOS.

As perdas devido à transmissão de luz pelos espelhos, dependem da refletividade dos mesmos, sendo dada pela relação:

$$\alpha_T = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{A.6.2})$$

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

### VI-3 CONDIÇÃO LIMIAR.

A condição limiar para emissão laser será atingida, quando o ganho modal for igual a todas as perdas experimentadas pelo modo, ou seja:

$$G_m = (\alpha_{fc} + \alpha_{dif})_m + \alpha_{esp} + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{A.6.3})$$

Nesta expressão:  $G_m$  é o ganho modal,

$\alpha_{fc}$  são as perdas de absorção por portadores livres,

$\alpha_{dif}$  são as perdas por absorção diferencial (difração),

$\alpha_{esp}$  são as perdas por espalhamento.

B I B L I O G R A F I A

- 1- R. N. Hall, G.E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962).
- 2- M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr. G. J. Lasher; Appl. Phys. Lett. 1, 62 (1962).
- 3- T. M. Quist, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. Whorter, R. H. Rediker, H. J. Zeiger; Appl. Phys. Lett 1, 91 (1962).
- 4- A. Yariv, " Introduction to Optical Electronics", 2° ed. (Holt Rinehart Winston, 1976), cap. 7.
- 5- W. P. Dumke; Phys. Rev. Lett. 127, 1559 (1962).
- 6- M. G. Bernard, G. Duraffourg; Phys. Status Solidi 1, 699 (1961).
- 7- N. G. Basov, Soviet Phys.- Solid State S. 2254 (1967).
- 8- R. J. Phelan, R. H. Rediker; Appl. Phys. Lett. 6, 70 (1965).
- 9- C. B. Guillaume, J. M. Debever; Solid State Comm. 2. 145 (1965).
- 10- C. E. Hurwitz; Appl. Phys. Lett. 9, 116 (1966).
- 11- K. Weiser, J. F. Woods; Appl. Phys. Lett. 7, 225 (1965).
- 12- T. H. Zachos, J. E. Ripper, IEEE J. Quantum Electron. QE-5,29(1969).
- 13- J. C. Dymant; Appl. Phys. Lett. 10,84 (1967).
- 14- J. C. Dymant, L. A. D'Asaro; Appl. Phys. Lett. 11, 292 (1967).
- 15- C. H. Gooch; " Gallium Arsenide Lasers" (Wiley,London, 1969).
- 16- H. C. Casey, M. B. Panish; "Heterostructure Lasers" (Academic Press, N. Y. 1978) parte A.

- 17- A. G. Fox, T. Li; Bell Sys. Tech. J. 40, 453 (1961).
- 18- J. I. Pankove; "Optical Processes in Semiconductors" (Prentice Hall Inc. 1971).
- 19- A. Yariv; "Quantum Electronics" (John Wiley & Sons, N. Y. 1967), tabela 17.1, pag. 288.
- 20- H. Kroemer; Proc. IEEE 51, 1782 (1963).
- 21- Zh. I. Alferov; Sov. Phys. Semicond. 1, 358 (1967).
- 22- Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, V. I. Korolkov, E. L. Portoni, D. N. Thetyakov; Sov. Phys. Semicond. 2, 1289 (1969).
- 23- I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy; IEEE J. Quantum Electron. 5, 211, (1969).
- 24- H. Kressel, H. Nelson; R.C.A. Review 30, 106 (1969).
- 25- I. Hayashi, M. B. Panish; J. Appl. Phys. 41, 150 (1970).
- 26- I. Hayashi, M. B. Panish, F. K. Rinehart; J. Appl. Phys. 42, 1229 (1971).
- 27- S. M. Sze; "Physics of Semiconductors Devices "(Wiley I. Ed.) , pag. 724.
- 28- I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, S. Sumki; Appl. Phys. Lett 17 109, (1970).
- 29- Zh. I. Alferov, V. M. Adreev, D. Z. Garbuzov, Y. V. Zhilyaev, E. P. Morosov, E. L. Portoni, V. G. Trofim; Sov. Phys. Semicon. 4, 1575 (1971).
- 30- F. D. Nunes; "Laser com Estrutura Confinadora de Corrente e Luz" - Curso de Comunicações Ópticas, L.P.D. - TELEBRAS.
- 31- G. H. B. Thompson; Opto Eletronics 4, 257 (1972).

- 32- J. C. Dymont, L. A. D'Asaro, J. C. North, B. I. Miller, J. E. Ripper; Proc. IEEE 60, 726 (1972).
- 33- H. Yonezu, I. Sakuma, K. Kobayashi, T. Kamejima, M. Ueno, Y. Nannichi, Japan J. Appl. Phys. 12, 1585 (1973).
- 34- K. Aiki, M. Nakamura, T. Kuroda, J. Umeda, R. Ito, N. Chinone, M. Maeda; J. Quantum Electron. QE-14, 84 (1978).
- 35- H. Yonezu, Y. Matsumoto, T. S. Shinohara, I. Sakuma, T. Suzuki, K. Kobayashi, R. Lang, Y. Nannichi, I. Hayashi; Japan J. Appl. Phys. 16, 209, (1977).
- 36- F. R. Nash; J. Appl. Phys. 44, 4696 (1973).
- 37- D. D. Cook, F. R. Nash, J. Appl. Phys. 46, 1660 (1975).
- 38- F. D. Nunes, N. B. Patel, J. G. Mendoza, J. E. Ripper; J. Appl. Phys. 50, 3852 (1979).
- 39- N. N. Winogradoff, M. A. Sacilotti; Solid State Comm. 22, 489 (1977).
- 40- F. Stern; Solid State Phys. 15, 299 (1963).
- 41- A. Yariv, R. C. Leite; Appl. Phys. Lett. 2, 55 (1963).
- 42- A. K. Jonscher, M. H. Boyle; Proc. of IPPS Symposin on GaAs; Reading (1966) pag. 78.
- 43- F. D. Nunes, N. B. Patel, J. E. Ripper; IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 675 (1977).
- 44- F. D. Nunes; " Uma teoria para Atrazos Longos Q-Switching e Fenômes nos Correlatos", tese de doutoramento.
- 45- D. T. F. Marple; J. Appl. Phys. 35, 1241 (1964).
- 46- T. L. Paoli; IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 662 (1977).

- 47- W. Streifer, D. R. Scifres, R. D. Burnhan; IEEE J. Quantum Electron. QE-14, 48 (1978).
- 48- M. Ueno, H. Yonezu; J. Appl. Phys. 51, 2361 (1980).
- 49- J. G. M. Alvarez; "Indice de Refração e Guia de Onda em Lasers de GaAs", tese de doutoramento.
- 50- T. J. S. Mattos; "Modêlo Teórico de Laser H.D. De GaAs, Incluindo Cálculo Auto-consistente de Perfil de Temperatura", Tese de doutoramento.
- 51- T. Kobayashi, Y. Furukawa; Japan J. Appl. Phys. 14, 1981 (1975).
- 52- Y. P. Varshini; Physica 34, 149 (1967).
- 53- M. Abramovitz, I. A. Segun; "Handbbok of Mathematical Functions", (Dover N.Y., 1968).
- 54- M. J. Adams, M. Gross; Solid State Electronics 14, 865 (1971).
- 55- J. Buus; Optical and Quantum Electron. 10, 459 (1978).
- 56- P. M. Asbeck, D. A. Cammack, J. J. Daniele, V. Klebanoff; IEEE J. Q. Electron. QE-15, 727 (1979).
- 57- H. Kolgenik Appl. Opt. 4, 1562 (1965).
- 58- L. G. Cohen; Bell Syst. Tech. J. 51, 573 (1972).
- 59- P. M. Asbeck, K. A. Cammack, J. J. Daniele, Appl. Phys. Lett. 33, 504 (1978).
- 60- W. Streifer, R. D. Burnhan, D. R. Scifres; IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 136 (1979).
- 61- T. Kobayashi, H. Kawaguchi, Y. Furukawa; J. Appl. Phys. 16, 601(1977).

- 62- E. Hecht, A. Zajac; " Optics" (Addison-Weley, 1974).
- 63- D. Marcuse; "Theory of Dielectric Optical Waveguides" (Academic Press, N.Y., 1974).
- 64- H. S. Sommers Jr; J. Appl. Phys. 50, 6630 (1979)
- 65- R. W. H. Engelmann, D. Kerpers, F. D. Nunes; IEEE J. Quantum Elec. QE-15, 740 (1979)
- 66- P. A. Kirby, A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson, P. R. Selway, IEEE J. Quantum Electron. QE-13, 705 (1977)
- 67- T. L. Paoli; J. Appl. Phys. 48, 1361 (1977)