

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO
DEPARTAMENTO DE MICROONDAS E ÓPTICA

**ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA SOBRE O
COMPORTAMENTO DE LASERS DE EMISSÃO SUPERFICIAL
COM CAVIDADE VERTICAL (VCSELS)**

Esta dissertação foi aprovada para a defesa da tese
defendida por Antonio Andrade Leal
e aprovada pelo Conselho
Julgadora em 09/05/97
Coandro Conforti
Orientador

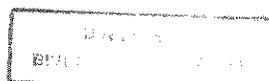
ANTONIO ANDRADE LEAL

Orientador : Evandro Conforti

Co-Orientador : Marek Osinski

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Ciências

Maio/1997



UNIDADE	BC
N.º CHAMADA:	T/ UNICAMP
	L473a
V.	Ex.
T. 2005/07	31/204
P. DC.	28/197
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	25/07/97
N.º CPD	

CM-0005944-6

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

L473a **Leal, Antonio Andrade**
Análise da influência da temperatura sobre o comportamento de lasers de emissão superficial com cavidade vertical (VCSELs) / Antonio Andrade Leal.-- Campinas, SP: [s.n.], 1997.

Orientadores: Evandro Conforti, Marek Osinski.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Lasers semicondutores. 2. Lasers. 3. Diodos emissores de luz. I. Conforti, Evandro. II. Osinski, Marek. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Evandro Conforti pela orientação dos trabalhos desenvolvidos na UNICAMP;
- Ao Prof. Marek Osinski pela orientação dos trabalhos desenvolvidos na UNM;
- Ao Prof. Wladzimierz Nakwaski (Technical University of Lódz - Polônia) pela colaboração durante sua permanência no CHTM;
- A Petros M. Varangis (UNM) pelas valiosas discussões;
- À Elza Aoki pelo minucioso trabalho de digitação;
- Ao CNPq e à Telebrás pelo suporte financeiro.

RESUMO

Neste trabalho são elaborados modelos teóricos que visam permitir a análise, compreensão e prevenção do auto-aquecimento em lasers de emissão superficial com cavidade vertical (VCSELs).

Um modelo teórico incorporando o efeito da profundidade de penetração do campo nos espelhos é desenvolvido. Este formalismo é usado no estudo do comportamento de limiar de oscilação do laser e do efeito exercido sobre o mesmo pela temperatura do meio ativo.

São desenvolvidos modelos simples para o cálculo da resistência térmica de VCSELs de emissão pelo topo, empregando o conceito de condutividade térmica efetiva.

Também, apresenta-se um método de cálculo de resistência térmica de VCSELs, no qual o fluxo anisotrópico de calor no interior de cada camada componente da estrutura do laser é considerado.

ABSTRACT

In this work, models were developed aiming to allow the analysis, understanding and prevention of self-heating in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers (VCSELs).

A model, including the effect of the field penetration depth in the mirror, was developed. This approach was used to study the threshold behavior and the influence of active region temperature on it.

Simple approaches to calculate the thermal resistance of top emitting VCSELs were developed using the concept of effective thermal conductivity.

Also, a method to calculate the thermal resistance of VCSELs, in which the anisotropic heat flux inside each layer is considered, is presented.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO	1
------------------	---

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DA OPERAÇÃO DE VCSELS	4
2.1 - INTRODUÇÃO	4
2.2 - GANHO E CORRENTE DE LIMAR	8
2.3 - EFICIÊNCIA QUÂNTICA DIFERENCIAL EXTERNA	15
2.4 - ESPELHOS DE QUARTO DE ONDA	18
2.5 - REGIÃO ATIVA E GANHO	23

CAPÍTULO 3

EFEITO DA TEMPERATURA SOBRE A OPERAÇÃO DE VCSELS	24
3.1 - INTRODUÇÃO	24
3.2 - ANÁLISE DOS MODOS DE OSCILAÇÃO	26
3.3 - COMPORTAMENTO DO MEIO ATIVO DO LASER	39
3.4 - DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DE PORTADORES E DA DENSIDADE DE CORRENTE ELÉTRICA DE LIMAR	46
3.5 - CONCLUSÃO	58

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA EFETIVA EM VCSELS EMISSORES PELO TOPO	60
4.1 - INTRODUÇÃO	60
4.2 - MODELOS TÉRMICOS SIMPLIFICADOS	62
4.2.1 - Fonte Circular Uniforme Posicionada Concentricamente	

sobre Cilindro Finito Homogêneo de Mesmo Diâmetro	62
4.2.2 - Fonte Circular Uniforme Posicionada sobre Meio Homogêneo Semi-Infinito	63
4.2.3 - Fonte Circular Uniforme Posicionada Concentricamente sobre um Cilindro Finito Homogêneo	66
4.3 - CONDUÇÃO TÉRMICA ANISOTRÓPICA EM MEIOS COM MÚLTIPLAS CAMADAS	70
4.4 - RESISTÊNCIA TÉRMICA DE VCSELs QUE APRESENTAM EMISSÃO PELO TOPO - FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	71
4.5 - MODELO DO CILÍNDRIO UNIFORME	75
4.6 - MODELO DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA EFETIVA	78
4.7 - PITSELs BASEADOS EM GaAs	81
4.7.1 - Camadas Ultrafinas de Composição Gradual	81
4.7.2 - Distribuição das Fontes de Calor	84
4.7.3 - Cálculo de Resistência Térmica de SW-VCSELs	89
4.8 - LW-VCSELs BASEADOS EM InP	95
4.9 - SUMÁRIO E DISCUSSÃO	104

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DO ESPALHAMENTO DO FLUXO DE CALOR NAS MÚLTIPLAS CAMADAS DA ESTRUTURA DE UM VCSELs ...	108
5.1 - INTRODUÇÃO	108
5.2 - DESCRIÇÃO DO LASER ANALISADO	109
5.3 - ESTUDO DO ESPALHAMENTO DE CALOR EM ESTRUTURAS CILÍNDRICAS COM MÚLTIPLAS CAMADAS	112
5.4 - FLUXO DE CALOR ILIMITADO LATERALMENTE EM ESTRUTURAS COM MÚLTIPLAS CAMADAS	116
5.4.1 - Discussão Preliminar	116
5.4.2 - Método de Resolução	119
5.4.3 - Resultados e Comentários	122
5.4 - FLUXO DE CALOR LIMITADO LATERALMENTE EM ESTRUTURAS COM MÚLTIPLAS CAMADAS	135
5.6 - DISCUSSÃO E COMENTÁRIOS	141

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO	146
------------------------	------------

APÊNDICE A

DEDUÇÃO DE EXPRESSÃO PARA O COMPRIMENTO DE ONDA DE EMISSÃO, UTILIZANDO-SE O MODELO DE LINHA DE TRANSMISSÃO	150
---	------------

APÊNDICE B

ALGUMAS ABREVIATURAS UTILIZADAS NESTA.....	152
---	------------

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	153
---	------------

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Os lasers de emissão superficial com cavidade vertical (VCSELs) têm, recentemente, atraído o interesse de grande parte da comunidade científica voltada para a pesquisa em dispositivos semicondutores. Dentre as aplicações potenciais de VCSELs se incluem: interconexões ópticas, processamento óptico de informações, redes neurais e gravação óptica. Além disto, os VCSELs apresentam um feixe aproximadamente circular; seu processo de fabricação é inteiramente monolítico; redes bidimensionais de lasers com alta densidade de elementos por unidade de área são obtidas; e a operação em um único modo longitudinal é uma característica intrínseca.

A pesquisa em lasers de emissão superficial, assim entendidos aqueles em que a potência óptica é emitida perpendicular ou obliquamente à região ativa, encontra-se relatada na literatura especializada desde 1965 [1], datando, portanto dos primórdios da existência dos lasers semicondutores.

O primeiro laser de dupla heterojunção com emissão superficial foi demonstrado em 1979 [2]. As características gerais deste dispositivo, dentre elas, corrente de limiar igual a 900mA sob regime pulsado e temperatura de operação igual a 77K, visivelmente menos atrativas que os atributos correspondentes dos lasers semicondutores convencionais, restringiram o interesse geral por VCSELs naquela época.

Limitações tecnológicas - como a dificuldade em que se fabricar uma cavidade curta com fator de qualidade elevado - ao lado dos problemas térmicos [3], se destacam como barreiras à viabilização comercial dos VCSELs.

Ao longo da última década, progressos tecnológicos, tais como o conceito e a implementação de microlasers, a fabricação de lasers com poços quânticos múltiplos sob tensão e o crescimento de estruturas refletoras de quarto de onda com interfaces continuamente graduadas, foram observados. Com o emprego de espelhos semicondutores

de quarto de onda [8-12] e de poços quânticos múltiplos [13-15] tornou-se possível uma sensível redução do limiar de oscilação de VCSELs, acompanhada por uma relativa redução de suas dimensões. Quanto aos problemas térmicos, no entanto, é fato incontestável que eles, ainda, seriamente limitam a escala de integração e o desempenho cw de VCSELs [3]; e que, com o uso de camadas ultrafinas nas interfaces dos espelhos e nos poços quânticos, o efeito Joule é magnificado [16].

O estudo da dependência das propriedades de VCSELs com a temperatura do meio ativo se faz mister, quer no intuito de prever o desempenho de estruturas disponíveis, quer no sentido de possibilitar a otimização das mesmas. O objetivo desta Tese consiste na elaboração de modelos que permitam a análise, a compreensão e a prevenção do auto-aquecimento em VCSELs.

No Capítulo 2, são expostos princípios básicos do funcionamento de VCSELs. Mostra-se a dependência de características fundamentais, como o ganho, a corrente de limiar e a eficiência quântica, com os parâmetros básicos de fabricação - espessura do meio ativo, comprimento do meio ativo, refletividade dos espelhos e perdas materiais. É descrita, também, a dependência da refletividade com o número de períodos dos espelhos em lasers baseados em AlAs/GaAs e em InP/InGaAsP. Recorreu-se à literatura, mormente ao artigo marco na evolução dos VCSELs [6], na elaboração deste Capítulo. Seu objetivo é fornecer uma visão panorâmica sobre VCSELs.

No Capítulo 3 desenvolveu-se um modelo teórico objetivando a caracterização do comportamento de limiar de oscilação de VCSELs. O modelo incorpora o efeito da penetração do campo elétrico nos espelhos semicondutores do laser. A consideração da dependência da penetração do campo nos espelhos com a temperatura do meio ativo permitiu a adequada descrição dos desvios do comprimento de onda de emissão, tendo sido obtida boa concordância com resultados experimentais [17]. Foi obtida uma expressão analítica para a densidade de portadores de limiar, e, a partir desta, foram calculados o ganho de limiar e a densidade de corrente de limiar, com suas componentes associadas à recombinação e à fuga de portadores.

No Capítulo 4, propõe-se a adoção do conceito simples de resistência térmica na descrição da influência do calor sobre as características ópticas e elétricas de VCSELs. São desenvolvidos dois modelos para o cálculo de resistência térmica de VCSELs com

emissão pelo topo. O primeiro dos modelos despreza diferenças entre as características de propagação do fluxo radial de calor nos espelhos da cavidade e no substrato. O modelo supramencionado é aplicável ao caso de VCSELs de GaAs/AlGaAs. O segundo modelo introduz o conceito de condutividade térmica efetiva e considera eventuais diferenças entre tais características de propagação. O modelo é aplicável para VCSELs de emissão pelo topo baseados tanto em GaAs/AlGaAs como em InP/InGaAsP. Ambos os modelos permitem a determinação da configuração de laser que possibilita a minimização do valor da resistência térmica. Estudou-se o efeito do espessamento do substrato sobre a dissipação da energia térmica. Analisou-se, também, o efeito do espessamento dos espelhos semicondutores - através do emprego de um número de pares de camadas superior ao encontrado em VCSELs convencionais - sobre a resistência térmica do dispositivo.

No Capítulo 5 desenvolveu-se um modelo para o cálculo da resistência térmica em estruturas cilíndricas com múltiplas camadas. O modelo aplica-se a VCSELs que emitam quer pelo topo quer pelo substrato. O modelo considera o fluxo bidimensional e anisotrópico de calor no interior de cada camada componente dos espelhos, do meio ativo e do substrato. Pela primeira vez é possível a previsão do perfil da distribuição radial de temperatura no interior do laser sem a necessidade de recorrer à resolução do sistema de equações diferenciais associado ao fluxo de calor nas múltiplas camadas.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTOS TEÓRICOS DA OPERAÇÃO DE VCSELS

2.1 - INTRODUÇÃO

A obtenção de alta potência tem sido um dos principais objetivos na pesquisa de lasers semicondutores. Uma forma natural de se buscar a solução para este problema consiste em associar diversos dispositivos em rede. Com o advento dos lasers semicondutores de emissão superficial, nos quais a radiação emerge perpendicularmente à região de ganho, tornou-se mais conveniente a fabricação monolítica de redes bidimensionais de lasers semicondutores.

Data dos primórdios da existência de dispositivos lasers, a primeira implementação de um laser de emissão superficial [1]: Melngailis utilizou InSb intrínseco, sob intenso campo magnético, à temperatura de 10K.

A primeira demonstração de emissão superficial em um laser de dupla heterojunção foi feita em 1979 [2] por K. Iga et al.. Empregou-se InGaAsP/InP a 77K, sob regime pulsado, tendo sido a corrente de limiar igual a 900mA.

Diversos problemas tecnológicos surgiram na fabricação dos primeiros VCSELS; dentre eles, pode-se ressaltar a dificuldade em se obter cavidades com alto Q e o baixo ganho por passagem, resultando, como consequência, em características pouco atrativas, tais como: alta corrente de limiar, baixa eficiência quântica diferencial externa e impossibilidade de operação cw na temperatura ambiente. Para dar uma idéia quantitativa da relevância de tais problemas, até 1988, a densidade de corrente de limiar para regime pulsado em VCSELS era, tipicamente, 30 vezes maior que a correspondente densidade cw em lasers convencionais de emissão pelas extremidades [3]. A pesquisa em VCSELS, desde a invenção até 1988, ficou restrita a um único grupo, no Instituto de Tecnologia de Tóquio. Com a proposição de uma heteroestrutura circular enterrada (CBH) [4] - a qual

permitiu confinar de forma eficaz a corrente elétrica, possibilitando uma redução no valor da corrente de limiar - e, com a demonstração de operação contínua (cw) estável em temperatura ambiente, aliado à obtenção de um feixe circular estreito [5], o interesse em VCSELs tornou-se mais generalizado.

O acentuado desenvolvimento de VCSELs nos últimos sete anos fundamentou-se não apenas na busca de uma alternativa para os lasers semicondutores convencionais de emissão pelas extremidades, como também em excepcionais características potenciais, quais sejam: alta potência; operação monomodo longitudinal intrínseca à sua estrutura (devido à cavidade curta); feixe estreito, e, aproximadamente, circular, facilitando o acoplamento com fibras ópticas; e, a facilidade de fabricação de redes bidimensionais monolíticas com grande número de dispositivos.

Nos lasers semicondutores convencionais de emissão pelas extremidades, conforme ilustra a Fig. 2.1, a radiação emerge do dispositivo paralelamente à região ativa.

Na Fig. 2.2 mostra-se, simplificadamente, um laser de emissão superficial de cavidade vertical (VCSEL). Em VCSELs, a região ativa é compreendida entre dois espelhos paralelos a ela, configurando-se uma cavidade de Fabry-Perot perpendicular à região de ganho.

A Fig. 2.3 apresenta o esboço de um laser de emissão superficial com grade DBR acoplada (GSE). Neste dispositivo, a cavidade de Fabry-Perot é horizontal. No entanto, a grade é projetada de modo a realimentar o laser na segunda ordem de oscilação e a fornecer acoplamento externo, na primeira ordem, perpendicularmente à região de ganho. Apresentam-se como desvantagens dos lasers GSE em relação a VCSELs: a limitada eficiência; o feixe não-circular; o comprimento da cavidade, dificultando a implementação de redes bidimensionais de larga escala de integração; e o fato de o ângulo de saída da radiação ser dependente do comprimento de onda de operação, dificultando o acoplamento externo com outros dispositivos.

A Fig. 2.4 ilustra a configuração de um laser de emissão superficial com defletores externos integrados. Os defletores são clivados, geralmente, a 45° do plano de emissão, de forma que a radiação, após deixar a região ativa paralelamente à mesma, é refletida externamente e emerge perpendicularmente à região de ganho.

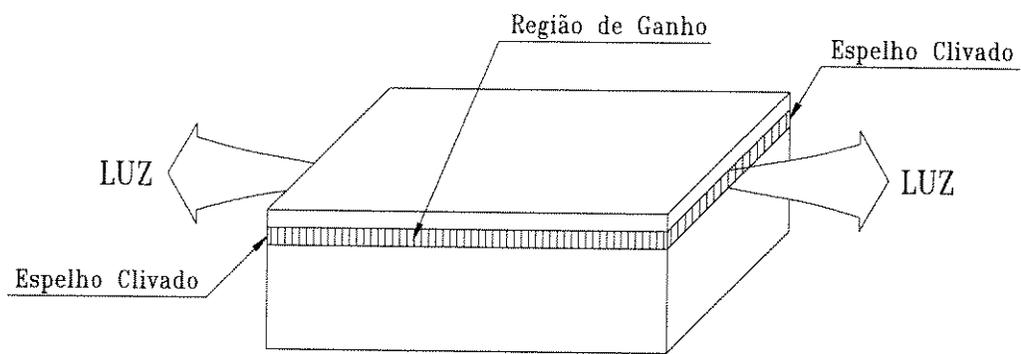


Fig. 2.1 - Representação Esquemática de um Laser Convencional de Emissão pelas Extremidades.

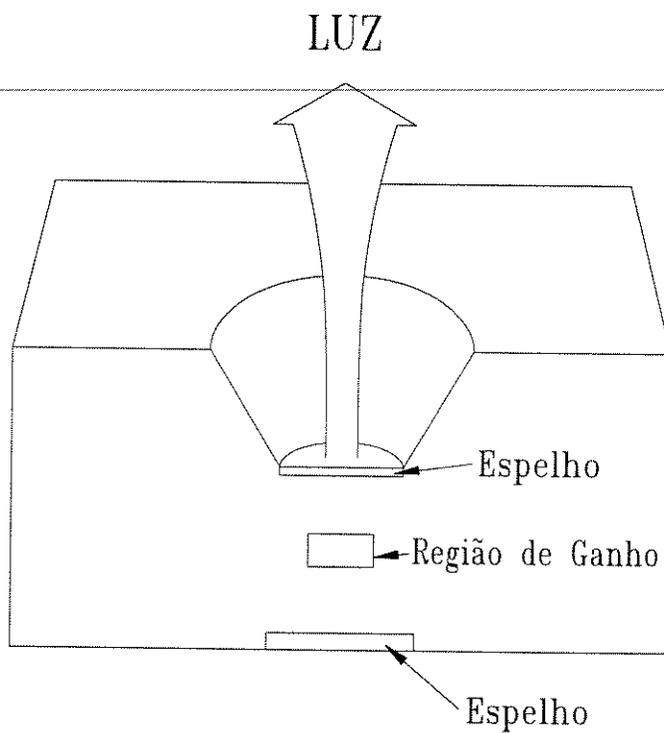


Fig. 2.2 - Ilustração Simplificada de um Laser de Emissão Superficial com Cavidade Vertical (VCSEL).

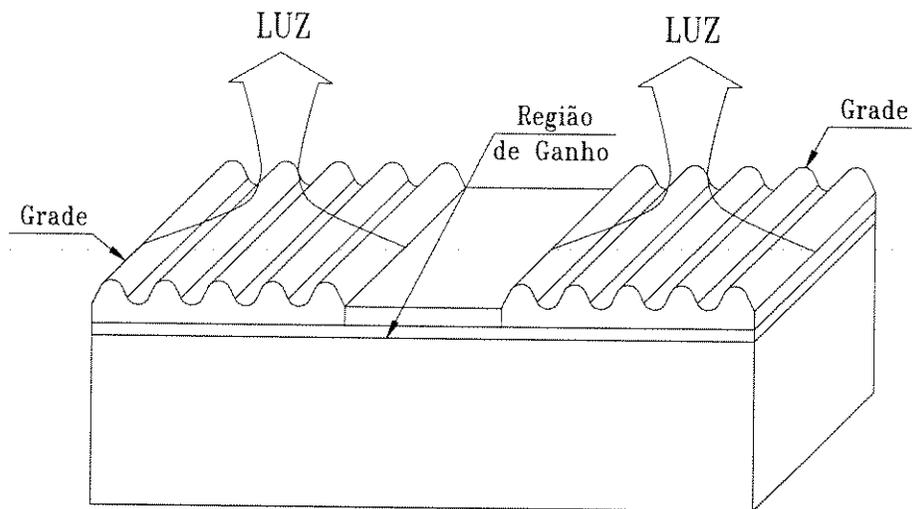


Fig. 2.3 - Representação Esquemática de um Laser da Emissão Superficial com Grade Externa Acoplada (GSE Laser).

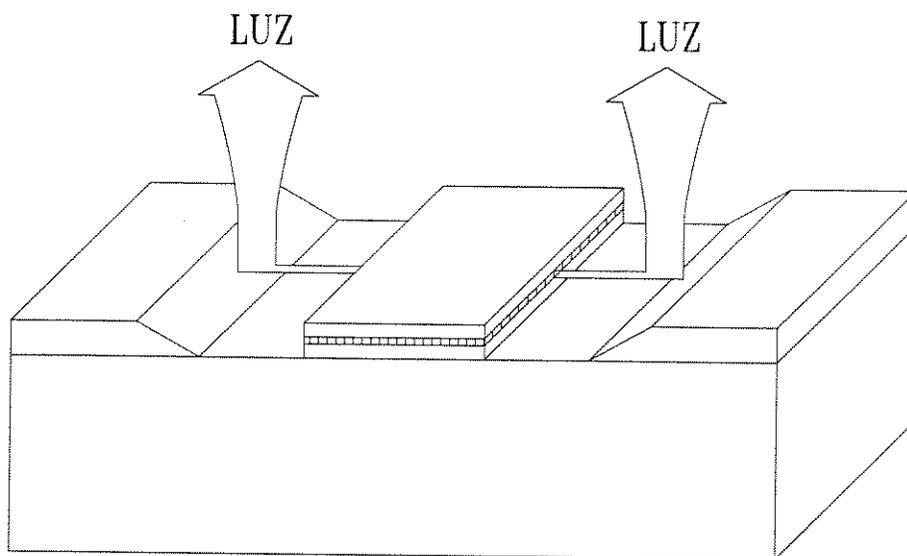


Fig. 2.4 - Ilustração Simplificada de um Laser de Emissão Superficial com Defletores Externos Integrados (IDSE Laser).

Também neste caso, o tamanho da cavidade constitui-se em uma desvantagem, em relação a VCSELs, no que diz respeito à implementação de redes bidimensionais.

Neste Capítulo, discutimos alguns aspectos do funcionamento de VCSELs. O objetivo fundamental em assim proceder consiste em fornecer o embasamento teórico necessário para a compreensão da operação básica de tais dispositivos.

Note-se que o formalismo matemático encontrado neste Capítulo é elementar, pois priorizou-se a apresentação de uma visão pictórica de diferentes tópicos em detrimento ao tratamento rigoroso e detalhado de cada um deles.

2.2 - GANHO E CORRENTE DE LIMIAR

Na Fig. 2.5 mostra-se, de forma simplificada, um VCSEL com heteroestrutura circular enterrada. Neste dispositivo, a região ativa é enterrada em um material com energia de banda inferior, de modo que os portadores injetados eletronicamente são confinados na região ativa, cujo diâmetro é dado por D_A . A condição de limiar de oscilação pode ser expressa pela secular equação de equilíbrio entre perdas e ganho [6]:

$$g_{th} = \alpha_a + \alpha_d + \alpha_p \left(\frac{L}{d} - 1 \right) + \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_f R_r}} \right) \quad (2.1)$$

onde:

g_{th} é o ganho de limiar,

d é a espessura da região ativa,

α_a é o coeficiente linear de perdas por absorção na região ativa,

α_d é o coeficiente linear de perdas por difração,

α_p é o coeficiente linear de perdas por absorção no trecho passivo da cavidade,

R_f e R_r são as refletividades, para a intensidade do campo elétrico, dos espelhos superior e inferior, respectivamente,

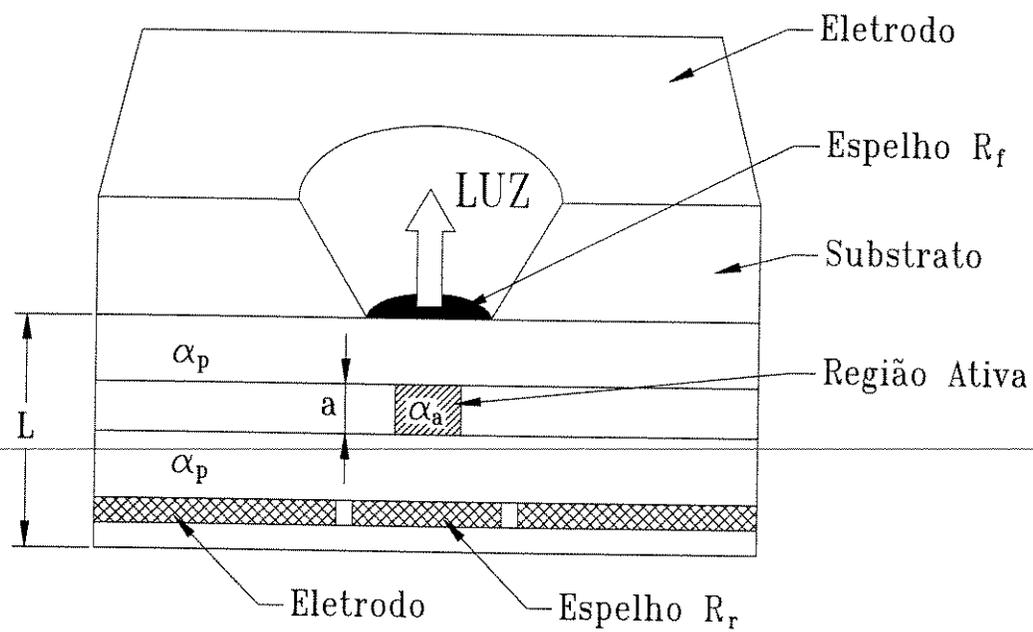


Fig. 2.5 - Visão Esquemática, em Corte Frontal, de um VCSEL com Heteroestrutura Circular Enterrada (CBH).

O fator de confinamento da energia óptica, isto é, a proporção da energia óptica total que fica restrita à região ativa, pode, em primeira aproximação, para o caso de regiões ativas sem poços quânticos, ser dado por[6]:

$$\Gamma \approx \frac{d}{L} \quad (2.2)$$

Assume-se, nesta primeira apresentação, que, na proximidade da condição de limiar, o ganho varia linearmente com a densidade de portadores. Desta forma, é válida a relação:

$$g_{th} = A_0 N_{th} - \alpha_{in} \quad (2.3)$$

onde:

A_0 é coeficiente de ganho,

N_{th} é a densidade de portadores de limiar,

α_{in} é o coeficiente residual de perdas por absorção.

A densidade de corrente de limiar, por sua vez, relaciona-se com a densidade de portadores através de:

$$J_{th} = \frac{N_{th} \cdot e \cdot d}{\tau_s} \quad (2.4)$$

onde:

τ_s é o tempo de vidas dos portadores,

e é a carga eletrônica.

Assume-se, ainda, que o processo de recombinação de portadores possa ser descrito similarmente a um processo de recombinação intrínseco em semicondutores de banda direta, isto é:

$$\tau_s = \frac{1}{r_{eff} N_{th}} \quad (2.5)$$

onde:

r_{eff} é a taxa efetiva de recombinação do referido processo.

Manipulações algébricas elementares sobre as Eqs. (2.1-5) levam à seguinte expressão para a densidade de corrente de limiar:

$$J_{th} = \frac{r_{\text{eff}} \cdot e \cdot d}{A_0^2} \cdot \left[\alpha_a + \alpha_{in} - \alpha_p + \frac{L}{d} \alpha_p + \frac{1}{2d} \ln \left(\frac{1}{R_f R_r} \right) + \alpha_d \right]^2 \quad (2.6)$$

Alguns interessantes aspectos relacionados ao projeto de VCSELs podem ser discutidos a partir da Eq. (2.6). O primeiro deles refere-se à importância de se obter refletores externos de alta qualidade.

Na Fig. 2.6 mostra-se a variação da densidade de corrente de limiar com a refletividade média, R , dos espelhos da cavidade, para um VCSEL de AlGaAs/GaAs com cavidade de $7\mu\text{m}$, sendo $1,5\mu\text{m}$ a espessura da região ativa. A escala de variação usada para R vai desde seu valor típico nos primeiros VCSELs, quando espelhos metálicos, normalmente ligas de ouro, eram utilizados, resultando em densidades de corrente de limiar da ordem de algumas centenas de kA/cm^2 , até o valor ideal unitário. Nestes cálculos simplificados, desprezou-se a eventual variação das perdas por absorção com o aumento da refletividade dos espelhos. Conclui-se da Fig. 2.6 que, sob o ponto de vista da corrente de limiar, para uma dada configuração de laser, os refletores externos deverão ser confeccionados de modo a maximizar sua refletividade. Vale ressaltar, ainda, quanto à Fig. 2.6, que para o caso de um VCSEL do tipo CBH, com diâmetro do meio ativo igual a $10\mu\text{m}$; os valores da corrente de limiar de oscilação, em miliamperes, podem ser obtidos multiplicando-se os valores do eixo vertical pelo fator 0,785. Isto significa que, para uma típica configuração do laser, a refletividade deve ser superior a 95%, de modo a manter a corrente de limiar em valores próximos àqueles apresentados pelos lasers semicondutores convencionais. Conclui-se, também, que a refletividade dos espelhos impõe restrições ao valor do diâmetro do meio ativo; posto que, com o crescimento deste parâmetro, observar-se-á um aumento na corrente de limiar.

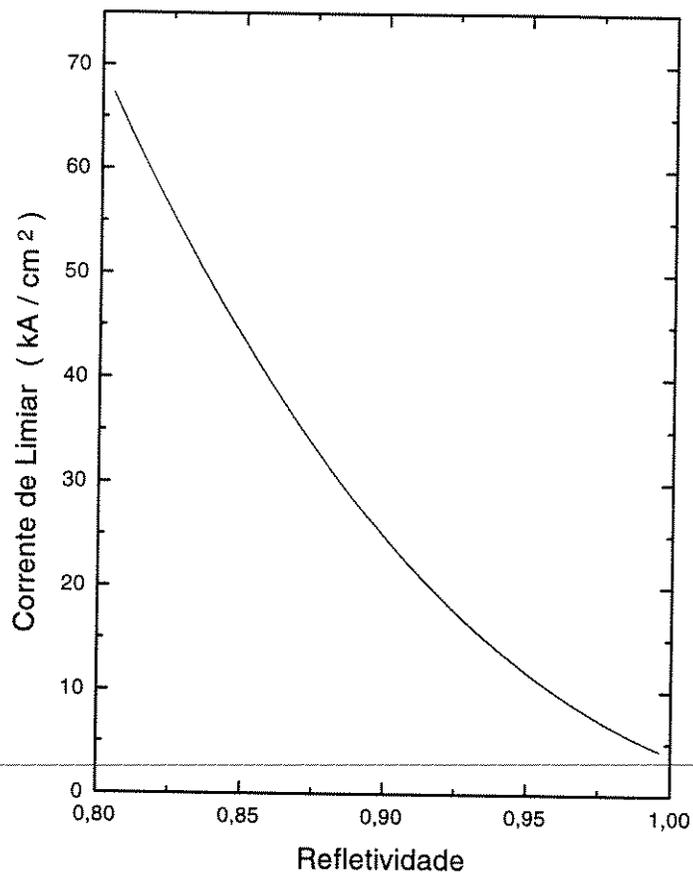


Fig. 2.6 - Variação da Densidade de Corrente de Limiar com a Refletividade Média dos Espelhos em um VCSEL do Tipo CBH de AlGaAs/GaAs [Após ref. 6].

$$L = 7\mu\text{m}; d = 1,5\mu\text{m}; A_0 = 3 \times 10^{-16} \text{cm}^2; N_{\text{th}} = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3};$$

$$\alpha_a = 10 \text{cm}^{-1}; \alpha_p = 10 \text{cm}^{-1}; \alpha_d = 10 \text{cm}^{-1}; \alpha_{\text{in}} = 400 \text{cm}^{-1}.$$

Na Fig. 2.7 ilustra-se a variação da densidade de corrente de limiar com a espessura da região ativa para um VCSEL de AlGaAs/GaAs, sendo o comprimento da cavidade vertical igual a $7\mu\text{m}$ e a refletividade média, R , igual a 99%. Não foi considerado o efeito da variação da espessura da região ativa sobre os coeficientes de absorção nos trechos ativo e passivo da cavidade. Não foram, nestes cálculos, contabilizadas, ainda, as perdas por difração. Apesar de, em princípio, as perdas por difração serem crescentes com a redução do diâmetro da região ativa[6]; estas perdas podem ser eliminadas pela introdução de um guia óptico cilíndrico na cavidade[7], justificando-se, assim, a aproximação retrocitada.

Observa-se na Fig. 2.7 que para cavidades com região ativa intrínseca (“bulk active region”) muito espessa, predominam as perdas por absorção, resultando em densidades de corrente de limiar elevadas. Por outro lado, para uma cavidade com região ativa intrínseca muito fina, o ganho por passagem torna-se insuficiente para compensar as perdas, devido à emissão para o meio externo, nos espelhos, ocasionando densidades de corrente de limiar criticamente altas. Assim, fixada a refletividade média dos espelhos, existe uma faixa ideal de variação para a espessura da região ativa que leva a níveis mais baixos de densidade de corrente de limiar de operação. Ilustração adicional para este fato pode ser obtida considerando-se, na Eq. 2.6, o ponto de mínimo da curva de densidade de corrente de limiar em função da espessura da região ativa. Este ponto de mínimo é dado pela condição:

$$d_{min} = \frac{L\alpha_p + \ell_n \left(\frac{1}{R} \right)}{\alpha_0 + \alpha_{in} - \alpha_p + \alpha_d} \quad (2.7)$$

Associado à espessura ideal da região ativa, dada na Eq. (2.7), está o nível de densidade de corrente de limiar ótimo, o qual é dado por:

$$J_{th_{min}} = \frac{2r_{eff} \cdot e}{A_0^2} \cdot \left[L\alpha_p + \ell_n \left(\frac{1}{R} \right) \right] \quad (2.8)$$

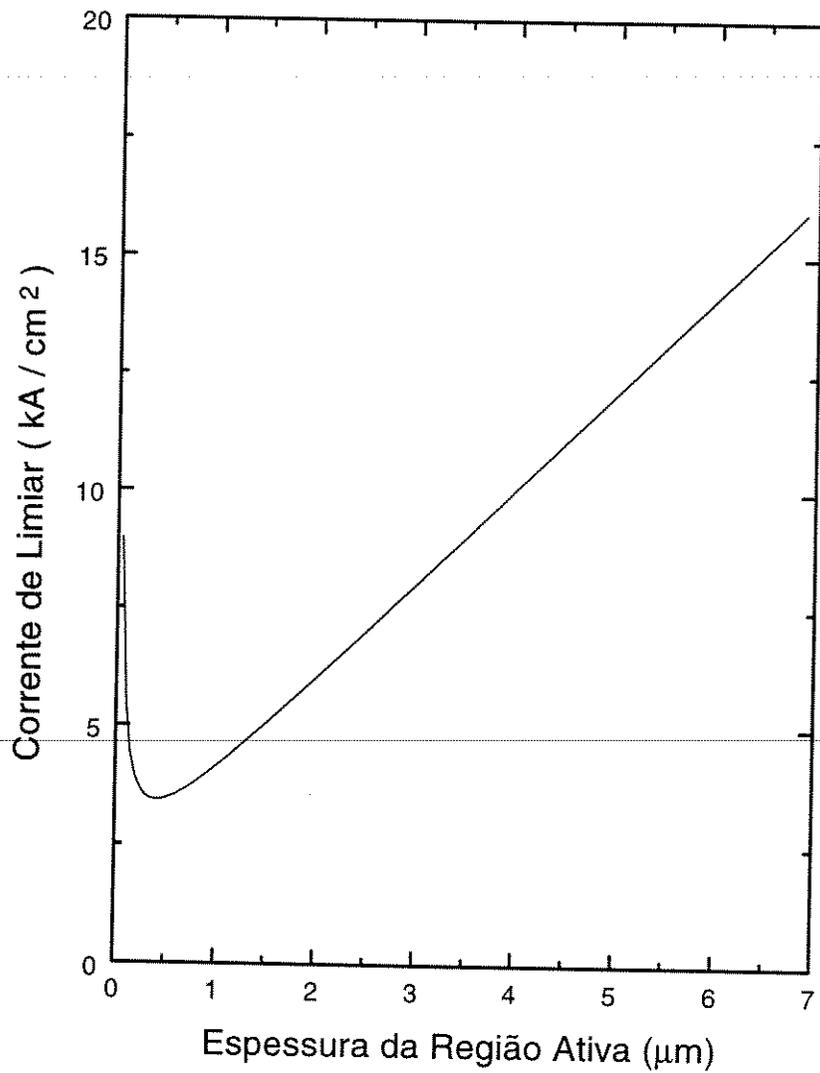


Fig. 2.7 - Dependência da Corrente de Limiar em Relação à Espessura da Região Ativa em um VCSEL do Tipo CBH de AlGaAs/GaAs.

$$L = 7\mu\text{m}; R = 99\%; A_0 = 3 \times 10^{-16} \text{cm}^2; N_{\text{th}} = 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3};$$

$$\alpha_a = 10 \text{cm}^{-1}; \alpha_p = 10 \text{cm}^{-1}; \alpha_d = 10 \text{cm}^{-1}; \alpha_{\text{in}} = 400 \text{cm}^{-1}.$$

Na Fig. 2.8 ilustra-se o resultado previsto na Eq. (2.7), o qual tem o mérito de possibilitar, dada a refletividade média dos espelhos da estrutura a ser utilizada, a escolha da espessura da região ativa que proporciona o menor limiar de operação do laser.

2.3 - EFICIÊNCIA QUÂNTICA DIFERENCIAL EXTERNA

A eficiência quântica diferencial externa é um importante parâmetro de caracterização de lasers em geral, pois descreve quão eficazmente a corrente de injeção converte-se em fótons que deixam a cavidade do laser.

Usando-se a Eq. (2.1), pode-se derivar a seguinte expressão para a eficiência quântica diferencial externa:

$$\eta_d = \frac{\eta_i \cdot \ln(R_f)}{\ln(R_f) - 2d \left[\alpha_a + \alpha_d + \alpha_p \left(\frac{1}{\Gamma} - 1 \right) \right]} \quad (2.9)$$

onde:

η_i é a eficiência quântica interna.

Na dedução da Eq. (2.9), assumiu-se que toda a luz emitida pelo laser emerge frontalmente, isto é:

$$R_f \cdot R_r \approx R_f \quad (2.10)$$

A Fig. 2.9 mostra a variação da eficiência quântica diferencial externa com a refletividade do espelho frontal, normalizada em relação à eficiência interna, η_i . A curva superior (tracejada) refere-se a um espelho dielétrico com baixas perdas, enquanto a

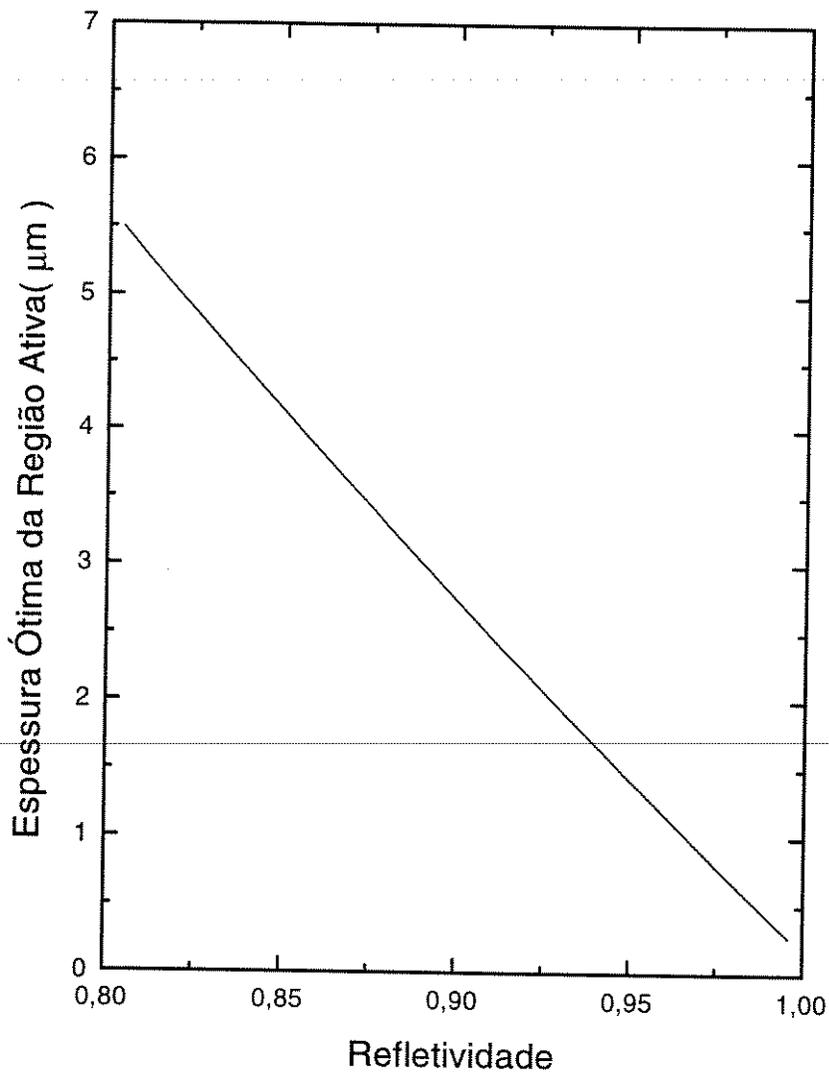


Fig. 2.8 - Espessura Ótima da Região Ativa para um Dado Valor de Refletividade

Média dos Espelhos em um VCSEL do Tipo CBH de AlGaAs/GaAs.

$$L = 7\mu\text{m}; \alpha_a = 10\text{cm}^{-1}; \alpha_p = 10\text{cm}^{-1}; \alpha_d = 10\text{cm}^{-1}; \alpha_{in} = 400\text{cm}^{-1}.$$

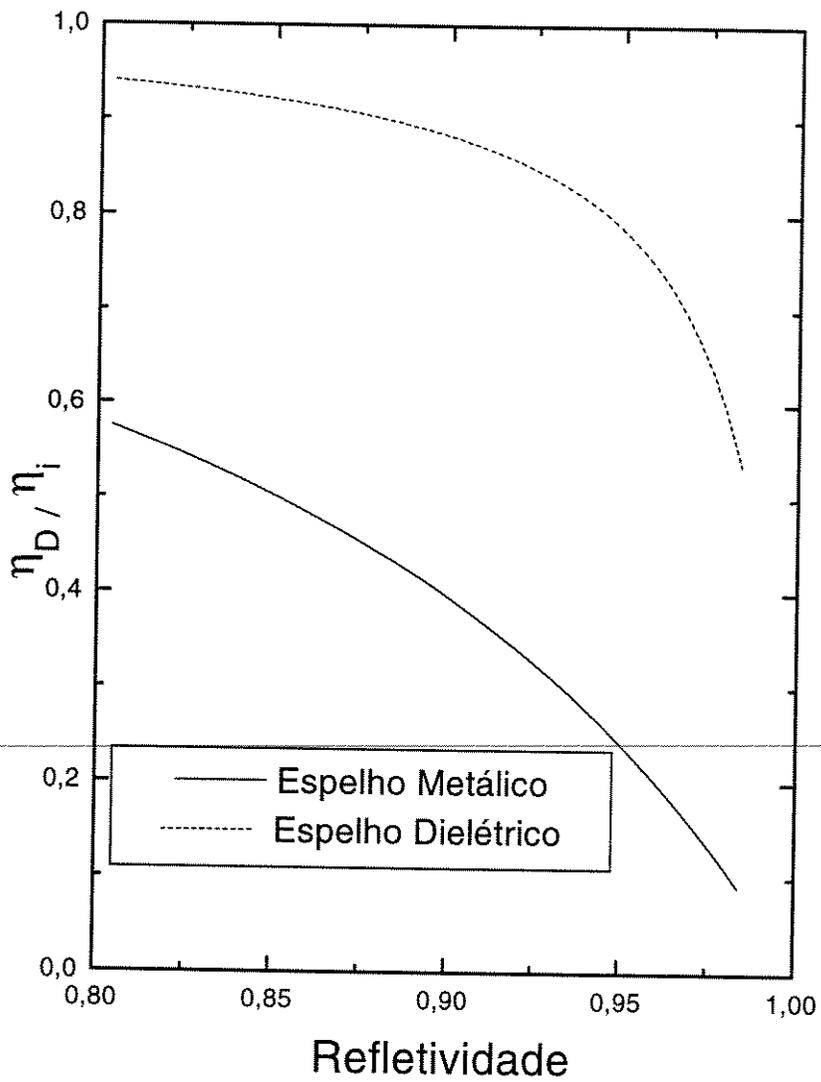


Fig. 2.9 - Dependência da Eficiência Quântica Diferencial Externa, Normalizada em Relação à Eficiência Interna, com a Refletividade Média dos Espelhos [após Ref. 6]. $L = 7\mu\text{m}$; $d = 1,5\mu\text{m}$; $\alpha_a = 10\text{cm}^{-1}$; $\alpha_d = 10\text{cm}^{-1}$.

Para o espelho metálico: $\alpha_p = 150\text{cm}^{-1}$. Para o espelho dielétrico: $\alpha_p = 10\text{cm}^{-1}$.

curva inferior (cheia) ilustra o caso de um espelho metálico com perdas elevadas. Observa-se que a eficiência quântica diferencial decresce com o aumento das perdas e com o aumento da refletividade dos espelhos.

Alguma cautela é necessária na interpretação da Fig. 2.9, tendo em vista que é possível obter uma eficiência quântica diferencial artificialmente elevada, em um laser com altas perdas por absorção, utilizando-se espelhos com baixas refletividades. Evidentemente, não é atrativo o uso de espelhos com baixas refletividades, pois isto ocasionaria a elevação da corrente de limiar de oscilação, conforme visto na seção anterior.

2.4 - ESPELHOS DE QUARTO DE ONDA

Vimos, nas seções anteriores, que a implementação de VCSELs eficientes requer a presença de espelhos com baixas perdas por absorção, no intuito de permitir uma eficiência quântica diferencial satisfatoriamente elevada. Discutiu-se, ainda, que seria necessário empregar espelhos com refletividade elevada, de modo a compensar o baixo ganho por passagem na curta cavidade do laser e possibilitar uma corrente de limiar de operação suficientemente baixa para viabilizar, por exemplo, redes bidimensionais de VCSELs.

Uma solução para este problema, empregada na maioria dos VCSELs atualmente fabricados, consiste em usar espelhos dielétricos ou semicondutores com múltiplas camadas, sendo que cada camada tem a extensão de um quarto do comprimento de onda de operação no meio de propagação. O referido espelho, conforme se mostra na Fig. 2.10, alterna um material de índice de refração elevado, n_H , com um material de baixo índice de refração, n_L . As ondas parcialmente refletidas interferem construtivamente, entre si, resultando em coeficiente de reflexão elevado para a estrutura. Observa-se que, no comprimento de onda central de operação, a defasagem por passagem em cada camada é de $\pi/2$. Além disto, a cada interface entre o meio menos refrativo e o meio mais refrativo, nesta ordem, ocorre um desvio de fase de π [8]. Vale salientar que a ilustração na Fig. 2.10 refere-se ao comprimento de onda central da resposta do espelho.

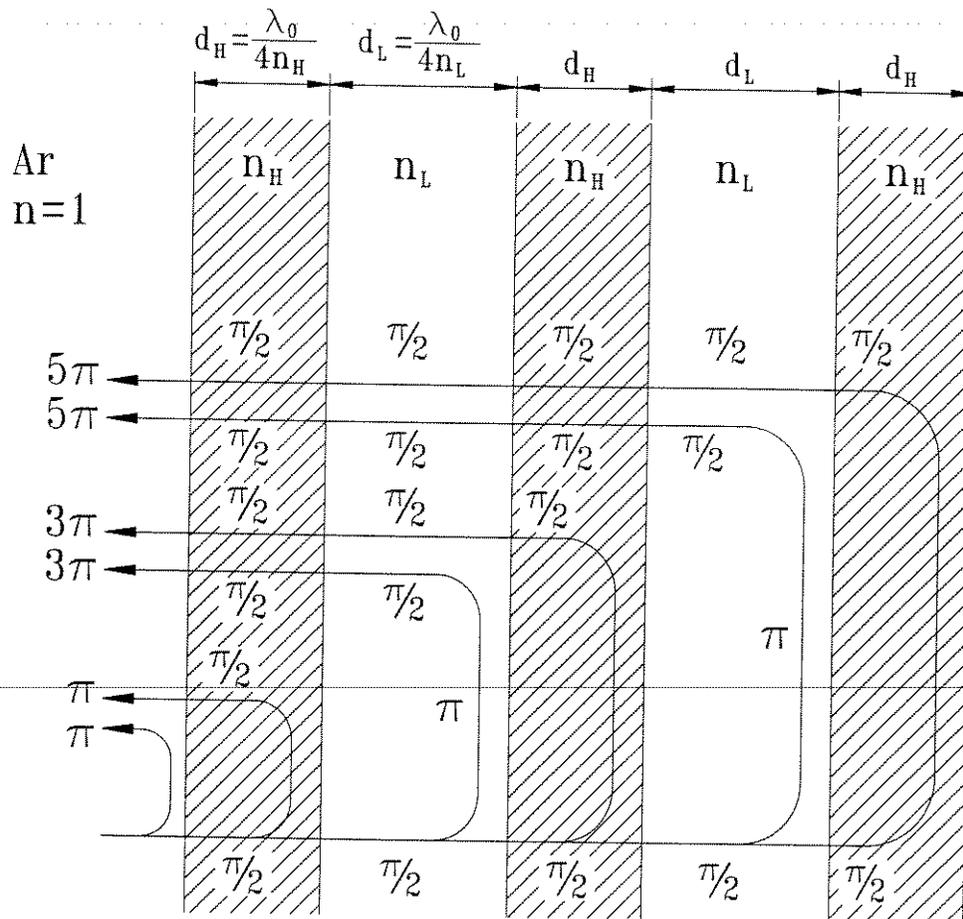


Fig. 2.10 - Ilustração dos Desvios de Fase de Reflexão e de Transmissão dentro de um Espelho de Quarto de Onda com Alta Refletividade.

No domínio da frequência, o espelho atuará, para efeitos práticos, como um filtro passa-faixa. O cálculo da resposta do espelho requer o emprego de técnicas de matriz de transmissão, a serem empregadas ponto a ponto, no domínio da frequência.

A refletividade de pico da estrutura pode facilmente ser derivada, correspondendo à resposta no comprimento de onda central da distribuição. Esta refletividade de pico é, para o caso de N pares de camadas, e, sendo ar o meio de saída, dada por:

$$R = \left[\frac{1 - \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N}}{1 + \left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2N}} \right]^2 \quad (2.11)$$

Na Fig. 2.11, mostra-se a refletividade de pico de um espelho de múltiplas camadas, em função do número de períodos empregados, para duas situações de interesse prático no que diz respeito a VCSELs. A linha tracejada mostra a dependência de refletividade de pico de um espelho cujo período é formado por GaAs/AlAs, sendo o comprimento de onda de operação igual a $0,85\mu\text{m}$; a linha cheia mostra a refletividade de pico para o sistema InP/InGaAsP no comprimento de onda de $1,55\mu\text{m}$.

Espelhos com refletividades tão próximas da unidade quanto se queira são, em princípio, viáveis tanto para GaAs/AlAs como para InP/InGaAsP. No entanto, conforme se observa na Fig. 2.11, refletividades na ordem de 91% são esperadas utilizando-se 42 períodos de InP/InGaAsP; enquanto que refletividades da ordem de 99% são obtidas por apenas 20 períodos de GaAs/AlGaAs. Isto evidencia a dificuldade em se obter espelhos de InP/InGaAsP de alta qualidade e com espessuras compatíveis com a necessidade de baixas perdas por absorção e eficiente dissipação térmica. Este fato se explica pela pequena diferença entre os índices de refração de InP e InGaAsP no comprimento de onda de interesse.

Além da refletividade de pico dos espelhos tipo DBR usados em VCSELs, desempenha importante papel a largura de faixa de passagem de tais estruturas

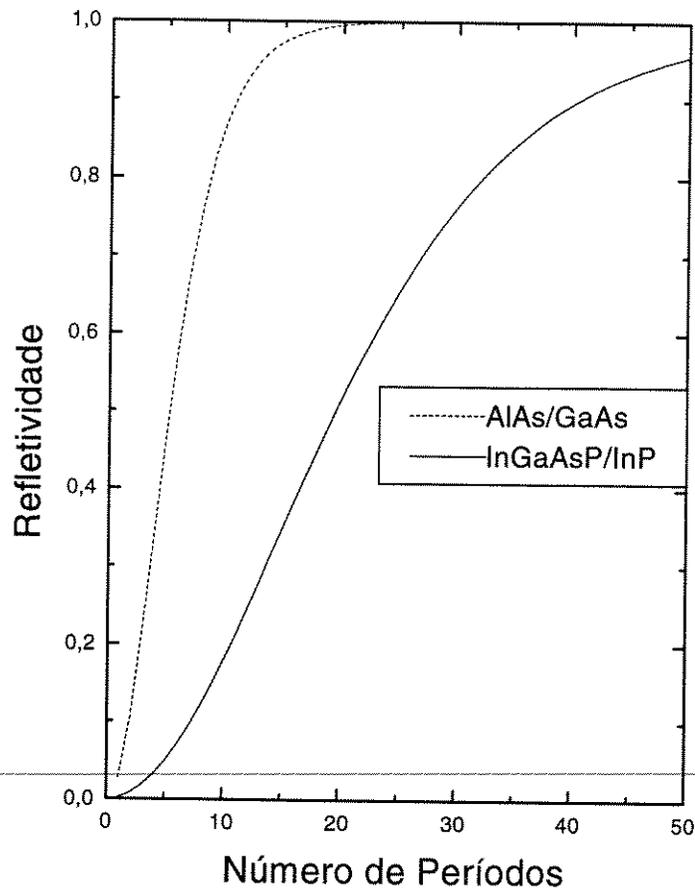


Fig. 2.11 - Refletividade de Pico de um Espelho de Quarto de Onda, Posicionado sobre um Substrato Semi-infinito e tendo como Saída o Ar, em Função do Número de Períodos Empregados. $n_{AlAs}=2,96$; $n_{GaAs}=3,5$;

$$n_{InGaAsP}=3,26; n_{InP}=2,96.$$

periódicas. Na ausência de perdas, a largura de faixa fracional, em relação à frequência central de operação, é dada por [9]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{4}{\pi} \text{arc sen} \left(\frac{n_H - n_L}{n_H + n_L} \right) \quad (2.12)$$

A partir da Eq. (2.12) pode-se prever que a largura de banda fracional esperada para um espelho de quarto de onda composto por GaAs e AlGaAs, e, operando em $0,85\mu\text{m}$, é da ordem de 10%. Similarmente, para um espelho de quarto de onda composto por InP e InGaAsP, a correspondente largura de banda é de, aproximadamente, 3%, se o comprimento de onda de operação for $1,55\mu\text{m}$. As limitações acima mencionadas não se constituem em um problema no que se refere à modulação dos correspondentes VCSELs, tendo em vista que as larguras de faixa de modulação são muito menores que os valores supramencionados. No entanto, um efeito mais drástico se apresentará sobre a estabilidade do modo de emissão do laser: as flutuações térmicas provocam variações na frequência do modo fundamental de operação, a qual poderá cair fora da faixa de passagem do espelho, ocasionando a mudança de modo.

A partir da argumentação acima, conclui-se que a estabilidade do modo de operação será mais crítica em VCSELs de InP/InGaAsP.

Uma das possíveis soluções para a obtenção de espelhos com múltiplas camadas mais eficientes em comprimentos de onda elevados, e, portanto, compatíveis com as necessidades dos sistemas de comunicação de longa distância, consiste em se fabricar a estrutura periódica empregando materiais dielétricos alternados cuja diferença entre os respectivos índices de refração seja maior que no sistema InP/InGaAsP. Por exemplo, para um espelho dielétrico de quarto de onda composto por Si_3N_4 ($n_L = 2,0$) e Si ($n_H = 3,5$), operando em $1,3\mu\text{m}$, a largura de banda fracional esperada é da ordem de 35% [10].

2.5 - REGIÃO ATIVA E GANHO

Discutiu-se na Secção anterior a realização de estruturas periódicas de quarto de onda como uma forma eficiente de se implementar espelhos com coeficientes de reflexão quase ideais e com baixas perdas por absorção. Na evolução da tecnologia de fabricação de VCSELs, entretanto, o surgimento de tais estruturas [11] não foi capaz de viabilizar a operação de VCSELs a níveis de corrente de limiar comparáveis com as correspondentes correntes em lasers de emissão pelas extremidades.

Progressos foram necessários no sentido de se obterem regiões ativas com ganhos mais elevados, para uma dada corrente de injeção.

O uso de estruturas com múltiplos poços quânticos (MQW) na região ativa do laser foi demonstrado ser capaz de elevar o ganho e, conseqüentemente, aumentar a eficiência quântica diferencial, proporcionando, simultaneamente, uma redução da densidade de corrente de limiar.

A primeira demonstração de um MQW-VCSEL foi feita por Nomura et al. [12], em 1985, tendo sido empregado o bombeamento óptico como forma de excitação do dispositivo. O primeiro MQW-VCSEL excitado por corrente de injeção foi desenvolvido por Venohara et al. [13].

Reduções da ordem de 40% no valor da densidade de corrente de limiar foram demonstradas por Geels et al. [14]. O número de poços quânticos necessários na estrutura de MQW depende da refletividade dos espelhos externos da cavidade. Foram demonstrados VCSELs operando em escalas submiliampéricas, com um único poço quântico, para refletividades dos espelhos quase ideais [14, 15].

Uma outra forma de se aperfeiçoar o mecanismo do ganho em VCSELs consiste em fazer com que a região de ganho seja posicionada em um máximo do padrão de onda estacionário de um modo ressonante. Assim procedendo [15], foram obtidos aumentos no ganho da ordem de 100%.

CAPÍTULO 3

EFEITO DA TEMPERATURA SOBRE A OPERAÇÃO DE VCSELS

3.1 - INTRODUÇÃO

Comentou-se no Capítulo anterior que os lasers de emissão superficial com cavidade vertical (VCSELS) têm demonstrado aplicação potencial para diversas aplicações. Dentre as vantagens que estes dispositivos apresentam em relação aos lasers convencionais de emissão pelas extremidades destacam-se o feixe quase circular com baixa divergência, a operação monomodo intrínseca e a facilidade de implementação de redes monolíticas bidimensionais. Apesar das vantagens supramencionadas, VCSELS ainda não atingiram um estágio de evolução que os permita competir com os lasers convencionais.

Se, por um lado, o feixe aproximadamente circular e de baixa divergência torna-os atrativos para comunicações ópticas, devido à facilidade de acoplamento com fibras e microlentes; por outro lado, a operação contínua (cw) em $1,55\mu\text{m}$, na temperatura ambiente, só foi atingida recentemente [33b].

Além disso, a integração em larga escala de VCSELS em redes bidimensionais ainda não atingiu um grau de desenvolvimento que possibilite a excitação eletrônica simultânea dos vários emissores.

A razão principal dos problemas mencionados é o forte aquecimento térmico gerado no interior de VCSELS mediante o bombeamento eletrônico. As principais causas desse aquecimento são o efeito Joule nos espelhos semicondutores de quarto de onda; a re-combinação não radiativa; e, em menor grau, a absorção de radiação eletromagnética por portadores livres (free carrier absorption) na região ativa do laser. Vale salientar que a condutividade elétrica dos espelhos de quarto de onda é muitas vezes inferior aos

correspondentes valores intrínsecos de condutividade elétrica dos materiais constituintes das múltiplas camadas de composição alternada. A razão para isto é que os portadores atravessam barreiras de potenciais nas heterointerfaces dos espelhos. A descrição detalhada deste efeito requer a elaboração de um modelo que inclua fenômenos microscópicos tais como o espalhamento de fótons e portadores nas diversas interfaces do interior dos espelhos [16].

O estudo da dependência das propriedades do laser com a temperatura é essencial, quer no sentido de prever o desempenho das estruturas disponíveis de VCSELs, quer no sentido de possibilitar a otimização das mesmas.

No Capítulo 2 discutiu-se a importância de se reduzir a espessura da região ativa de modo a obter uma diminuição do valor da densidade de corrente de limiar de oscilação do laser. A realização desta tarefa de reduzir o volume da região ativa, sem uma conseqüente penalização do ganho global por passagem, pode ser implementada através do uso de regiões ativas com múltiplos poços quânticos (MQW). Tal procedimento permite a redução do comprimento da cavidade óptica, incluindo o trecho passivo (“spacer”) e a região MQW, a um comprimento de onda nos meios propagantes. A este tipo de configuração, normalmente, a literatura denomina “cavidade de uma onda”.

Neste Capítulo, desenvolve-se um modelo teórico para a completa caracterização do comportamento de limiar de oscilação de VCSELs. O modelo incorpora o efeito da penetração do campo elétrico nos espelhos da cavidade do laser. A dependência da penetração do campo com a temperatura da junção é, também, considerada.

A dependência do comprimento de onda de emissão com a temperatura é derivada. Obtém-se uma expressão analítica para a densidade de portadores no limiar de oscilação. A partir da densidade de portadores, são calculados o ganho linear de limiar, por poço quântico, e a densidade de corrente de limiar, juntamente com suas principais componentes.

A descrição do meio ativo do laser é feita baseada em fórmulas empíricas [17], as quais foram derivadas por Corzine et al. [18], a partir de cálculos fundados em primeiros princípios para estruturas de poços quânticos sob tensão.

Comprovou-se uma boa concordância dos resultados teóricos aqui obtidos para os desvios do comprimento de onda de emissão com correspondentes resultados experimentais encontrados na literatura [17, 19].

3.2 - ANÁLISE DOS MODOS DE OSCILAÇÃO

Nos lasers semicondutores convencionais, de emissão pelas extremidades, há, em geral, vários modos longitudinais. O modo que apresenta o menor ganho de limiar torna-se o modo fundamental de oscilação.

Em uma cavidade homogênea, em primeira aproximação, isto é, desprezando-se os desvios de fase por reflexão nos extremos da cavidade, o comprimento de onda de emissão dos modos longitudinais são determinados através da condição de Fabry-Perot:

$$\lambda_m = \frac{2n_s L}{m} \quad (3.1)$$

onde:

n_s é o índice de refração efetivo da cavidade,

m é a ordem do modo,

L é o comprimento da cavidade.

A Eq. (3.1) permite concluir que a separação espectral entre modos sucessivos pode, em primeira aproximação, ser estimada através de:

$$\Delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{\lambda_m}{m+1} \quad (3.2)$$

Em uma típica configuração de laser de emissão pelas extremidades, cujo comprimento da cavidade seja $300\mu\text{m}$ e cujo comprimento de onda de emissão seja $0,85\mu\text{m}$, pode-se prever, a partir da Eq. (3.2), que a separação espectral entre modos sucessivos é da ordem de $3,4\text{\AA}$. Isto significa que, com o encolhimento da banda provocado por elevações de temperatura, a energia de emissão segue o pico da curva de ganho, ocorrendo saltos entre modos adjacentes da cavidade do laser. Resulta deste fato

que a densidade de portadores e a corrente de limiar de oscilação do dispositivo pouco se alteram com as flutuações de temperatura.

Considere-se, agora, o caso de VCSELS, onde o comprimento da cavidade pode, para dispositivos que empregam poços quânticos múltiplos como meio ativo, ser tão pequeno quanto o comprimento de onda no material da cavidade. Apenas para efeito de comparação com o caso de lasers convencionais, admita-se que as Eqs. (3.1) e (3.2) sejam também aplicáveis a esta situação. Pode-se, portanto, a partir das equações supramencionadas, prever que, para o mesmo comprimento de onda anterior, $0,85\mu\text{m}$, a separação espectral em VCSELS é da ordem de $0,28\mu\text{m}$. Neste caso, com a redução da largura de banda, provocada pela elevação da temperatura da junção, o modo fundamental deixará de operar no pico da curva de ganho, posto que o salto para um modo adjacente da cavidade não é possível.

A comparação acima, ainda que fundada em uma formulação matemática rudimentar, permite uma primeira avaliação da gravidade dos problemas térmicos em VCSELS.

Espelhos de quarto de onda apresentam uma complexa resposta espectral, devido ao efeito das múltiplas reflexões e transmissões em suas camadas. Em geral, o comportamento de tais dispositivos só pode ser descrito por meio de técnicas de matriz de transmissão, as quais apresentam o inconveniente de fornecer apenas resultados numéricos [20]. Recentemente, Babic e Corzine [10] obtiveram resultados inteiramente analíticos para a profundidade de penetração e para o atraso por reflexão em espelhos de quarto de onda. No formalismo desenvolvido por Babic e Corzine, assumiu-se que as perdas materiais nos espelhos atuam, primordialmente, sobre a amplitude do coeficiente de reflexão da estrutura, sendo desprezada a influência das perdas sobre a fase da onda refletida.

Conforme comentado no Capítulo 2, a maioria dos VCSELS fabricados atualmente empregam espelhos tipo DBR (“Distributed Bragg Reflectometer”) como refletores da cavidade do laser. Nesta Seção, busca-se a descrição do efeito causado por perturbações térmicas sobre o comportamento de regime estacionário de um VCSEL com espelhos de quarto de onda.

Na Fig. 3.1a ilustra-se, de forma simplificada, uma configuração de VCSEL. São mostrados os atrasos lineares por reflexão em ambos os espelhos DBR. Nesta figura, ω_T e ω_B são as frequências angulares de Bragg dos espelhos superior e inferior, respectivamente; τ_T e τ_B são os correspondentes atrasos por reflexão em cada espelho. As magnitudes dos coeficientes de reflexão, para a amplitude do campo elétrico, são, por sua vez, representadas por r_T e r_B nos espelhos superior e inferior, respectivamente.

Na Fig. 3.1b, ilustra-se a substituição dos espelhos tipo DBR, adotada na análise que se segue, por espelhos de fase fixa equivalentes. Os espelhos de fase fixa estão posicionados a uma distância da interface com a cavidade óptica igual à correspondente profundidade de penetração do campo elétrico.

Os atrasos por reflexão ocasionados pelos espelhos de quarto de onda devem ser considerados, juntamente com a sua dependência com a temperatura, na determinação do comprimento de onda de operação do laser. É importante ressaltar que o comprimento de onda central da distribuição em frequência de cada espelho não necessita, dada a extensa largura de faixa fracional apresentada por eles, coincidir com o comprimento de onda de emissão do laser.

Tendo em vista que cada camada tem o comprimento igual a um quarto do comprimento de onda no meio constituinte, o comprimento de onda central da resposta espectral do espelho corresponde a dois períodos completos na estrutura, sendo dado por:

$$\lambda_{DBR}(T) = 2(d_H n_H(T) + d_L n_L(T)) \quad (3.3)$$

onde:

n_H, n_L representam, nesta ordem, o maior e o menor índice de refração na estrutura do refletor,

d_H e d_L são espessuras das camadas de maior e menor índice de refração, nesta ordem.

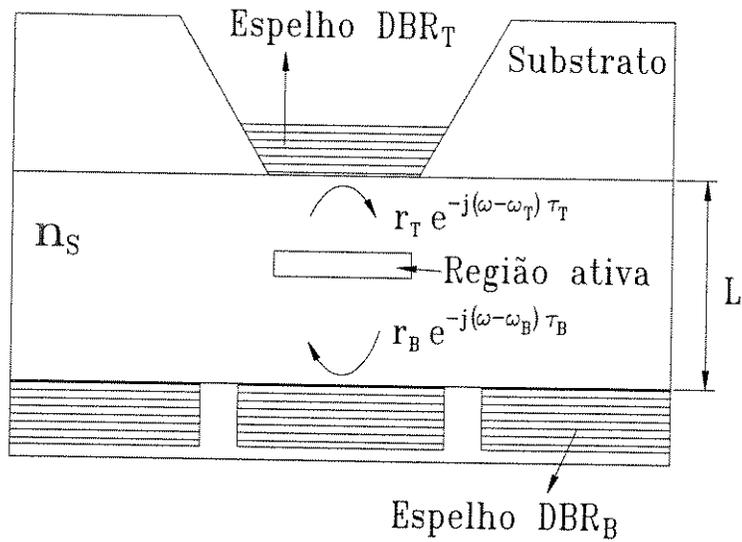


Fig. 3.1a - Configuração Simplificada de um VCSEL, Ilustrando os Atrasos por Reflexão nos Espelhos de Quarto de Onda.

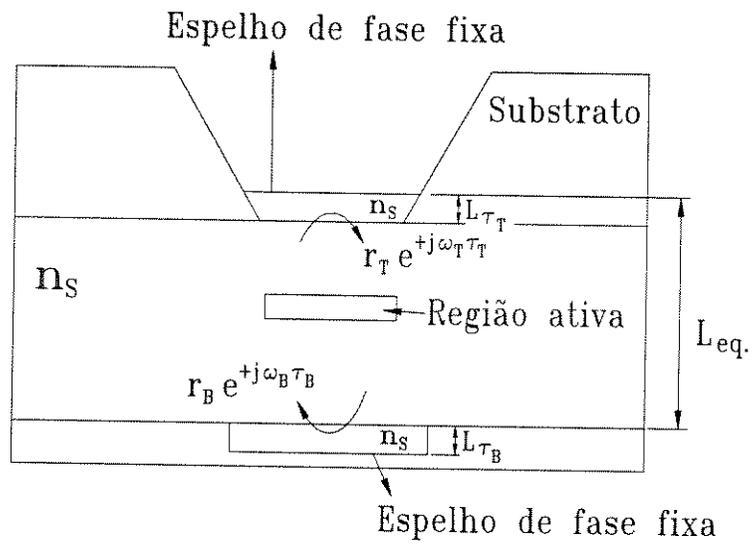


Fig. 3.1b - Configuração Simplificada de um VCSEL, no qual, para Fins de Análise, os Espelhos de Quarto de Onda são Substituídos por Espelhos de Quarto de Fase Fixa Equivalentes.

Devido à simetria cilíndrica apresentada por VCSELS e à pequena magnitude do coeficiente de extinção no meio ativo, quando comparada à magnitude de componente real do índice de refração, os modos espaciais estacionários podem ser expressos na forma [21a]:

$$E(r, \phi, z) = \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda_m} \cdot n_s \cdot z\right\} \cdot \sum_{\ell} [A_{\ell} \cos(\ell\phi) + B_{\ell} \sin(\ell\phi)],$$

$$\cdot \begin{cases} J_{\ell}(2ur / D_A) / J_{\ell}(u) & r \leq D_A / 2 \\ K_{\ell}(2vr / D_A) / K_{\ell}(v) & r > D_A / 2 \end{cases} \quad (3.4)$$

onde:

n_s é o índice de refração efetivo associado à propagação no meio ativo e no trecho passivo da cavidade óptica,

λ_m é o comprimento de onda associado ao modo longitudinal de emissão, cuja ordem é m ,

J_{ℓ} e K_{ℓ} representam, respectivamente, a função de Bessel de ordem ℓ e a função modificada de Hankel de ordem ℓ ,

r, ϕ e z são, nesta ordem, as coordenadas cilíndricas radial, azimutal e longitudinal

D_A é o diâmetro da região ativa,

A_{ℓ} e B_{ℓ} são constantes associadas à intensidade do campo elétrico.

Na Eq. (3.4), foram introduzidos os parâmetros:

$$u = \frac{\pi \cdot D_A}{2\lambda_m} \sqrt{n_A^2 - n_s^2} \quad (3.5a)$$

e

$$v = \frac{\pi \cdot D_A}{2\lambda_m} \sqrt{n_s^2 - n_A^2} \quad (3.5b)$$

onde:

n_A é o índice de refração do meio ativo.

A análise dos modos transversos de oscilação assemelha-se à teoria do guiamento fraco desenvolvido por Gloge [21b] para estudar os dos modos de propagação em uma fibra óptica. As Eqs. (3.4) e (3.5) foram recentemente aplicadas por Michalzik e Ebeling [21a] no estudo das características dos modos transversos de oscilação em VCSELs.

Distinguem-se duas formas básicas de guiamento em VCSELs, as quais estão associadas às duas principais configurações de dispositivos atualmente implementadas. Nos VCSELs que utilizam o mecanismo de ganho guiado, dos quais são exemplos os lasers que usam implante de prótons, o guiamento descreve-se por meio de uma estrutura, semelhante a uma fibra óptica, na qual o núcleo é composto pelo meio ativo e cuja casca apresenta índice de refração real e igual à parte real do índice de refração do núcleo. A descontinuidade no valor do índice de refração na interface núcleo-casca deve-se, portanto, apenas a presença do ganho no meio ativo.

Similarmente, nos lasers que utilizam guiamento por índice de refração, de que são exemplo os micro-ressonadores tipo Mesa, os modos transversos estacionários podem ser estudados através de uma “fibra equivalente”, na qual a descontinuidade no valor de índice de refração, na interface núcleo-casca, dá-se devido à parte real dessa grandeza física.

De sua análise Michalzik e Ebeling [21a] concluíram que, em ambas as configurações básicas de guiamento, para dispositivos práticos, ocorrerá a presença de mais de um modo transversal de oscilação. Além disto, o aquecimento do laser gera a presença de um mecanismo de guiamento termicamente induzido, devido às variações do índice de refração provocadas pelo perfil radial da temperatura.

Nesta Secção desenvolve-se um modelo para a análise dos modos longitudinais de oscilação. Na análise, são desprezados eventuais gradientes longitudinais de temperatura entre o meio ativo do laser, o trecho passivo da cavidade óptica e as primeiras camadas dos espelhos, adjacentes a esta cavidade, nas quais se dá a penetração do campo elétrico. A justificativa para esta hipótese é que as regiões acima mencionadas situam-se na área onde estão as principais fontes de calor dentro do laser; isto é, no interior destas regiões, cujas espessuras são pequenas em relação à espessura total do

laser, se dão os principais fenômenos que levam ao auto-aquecimento; quais sejam: o efeito Joule nos espelhos e a recombinação espontânea no meio ativo.

Devido à separação de variáveis e à hipótese justificada no parágrafo anterior, o termo correspondente à variação transversal do campo elétrico será invariante ao longo da cavidade óptica efetiva - constituída pela região ativa, pelo trecho passivo (“spacer”) e pelas penetrações do campo em ambos os espelhos. Desta forma, os modos longitudinais de oscilação podem ser determinados através de uma análise de linha de transmissão, conforme formalismo introduzido por Tromborg et al. [22a] para o caso de lasers convencionais com cavidade externa. No intuito de analisar o comportamento de limiar de um laser do tipo Mesa com Emissão por Baixo (BEML), será adotado o plano de referência na interface entre o trecho passivo da cavidade óptica (“spacer”) e o espelho semiconductor localizado na parte inferior do dispositivo. Em relação a este plano de referência, a condição de oscilação para os modos longitudinais pode ser escrita na forma:

$$r_B(\lambda_m, T) \cdot r_T(\lambda_m, N, T) = 1 \quad (3.6)$$

onde:

T é a temperatura do meio ativo,

N é a densidade de portadores,

r_B é o coeficiente de reflexão, para a amplitude do campo, para as ondas que se propagam para baixo,

r_T é o coeficiente de reflexão para as ondas que se propagam para cima, no plano de referência adotado.

O formalismo para a determinação dos modos longitudinais de oscilação em um VCSEL, aqui introduzido, tem a vantagem de adequar-se não só ao caso de um dispositivo isolado, que se analisa neste Capítulo, como também ao caso de realimentação óptica. Similarmente a estudos desenvolvidos para o caso de lasers de emissão pelas extremidades com cavidade externa, [22b], o modelo aplica-se para qualquer configuração passiva e linear de cavidade externa acoplada a um VCSEL.

A profundidade de penetração no espelho i (onde i pode ser T, para o espelho superior, ou B, para o espelho inferior da cavidade) é dada por [10]:

$$L_{\tau_i} = \frac{\lambda_i}{4n_s} \cdot \left[\frac{q_i}{1-p_i} \cdot \frac{(1-a_i^2 p_i^{n-1}) \cdot (1-p_i^n)}{(1-q_i^2 a_i^2 \cdot p_i^{2n-2})} \right] \quad (3.7)$$

onde:

q_i , p_i e a_i são parâmetros que representam quocientes entre os índices de refração nos três tipos de interfaces que caracterizam o espelho i .

Em particular, q_i é a razão entre o índice de refração do meio de incidência e o índice de refração da primeira camada que a onda eletromagnética encontra ao propagar-se no interior do espelho. Este quociente é tomado em ordem tal que sua amplitude seja inferior à unidade, isto é:

$$q_i = \frac{n_{L_i}}{n_{H_i}} \quad (3.8)$$

onde:

n_{L_i} e n_{H_i} são o menor e o maior, nesta ordem, índice de refração dentre o índice de refração do meio de incidência e o índice de refração da primeira camada do espelho.

Similarmente, definem-se:

$$p_i = \frac{n_L}{n_H} \quad (3.9a)$$

e

$$a_i = \frac{n_{L_E}}{n_{H_E}} \quad (3.9b)$$

onde:

n_{L_E} e n_{H_E} são o menor e o maior, nesta ordem, índice de refração dentre o índice de refração do meio de saída da onda e o índice de refração da última camada do espelho.

Em se tratando de espelhos de quarto de onda de materiais semicondutores, usualmente, o número de períodos é maior que 20 para DBRs de AlAs/GaAs [23] e maior que 40 para DBRs de InP/InGaAsP [24]. Alternativamente, quando se empregam materiais dielétricos nos espelhos de quarto de onda, um número menor de períodos é utilizado - tipicamente, da ordem de 5 [25] a 7 [26], para estruturas compostas por SiO₂/TiO₂. Neste último caso, entretanto, é elevada a diferença entre os índices de refração das camadas que compõem os períodos da estrutura.

As considerações acima sugerem que, no caso dos espelhos de quarto de onda empregados em VCSELS, a Eq. (3.7) pode ser aproximada por sua forma assintótica, a qual é dada por:

$$L\tau_i = \frac{\lambda_{DBR_i}}{4n_s} \cdot \left(\frac{n_L}{n_H - n_L} \right)_i \quad (3.10)$$

Para obter a Eq. (3.10) acima, bastou considerar, na Eq. (3.7), o caso limite de um espelho ideal com infinitos períodos ($n \rightarrow \infty$) em sua estrutura ou, equivalentemente, com refletividade unitária. Convém lembrar que, no atual estágio da tecnologia de VCSELS, espelhos com refletividades extremamente elevadas [23, 24, 25, 26] são, via de regra, implementados, de modo a manter a corrente de limiar de oscilação a níveis satisfatórios.

O índice de refração em materiais semicondutores varia de forma aproximadamente linear com a temperatura [27, 28, 29, 30]. Além disto, em tais materiais, o efeito da expansão térmica linear é desprezível, quando comparado ao efeito da variação do índice de refração com a temperatura, na determinação do caminho óptico no interior da cavidade [31]. Isto significa que, para cada índice de refração que aparece nas Eqs. (3.3)-(3.10), será adotada uma expansão linear, em torno da temperatura ambiente, T_o , do tipo:

$$n_j(T) = n_{oj} + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_{T_o} (T - T_o) \quad (3.11)$$

onde:

n_{oj} é o índice de refração do material j na temperatura ambiente.

O coeficiente de reflexão para as ondas que se propagam para baixo, no plano de referência adotado, tem magnitude determinada pelo número de períodos usados no espelho da parte inferior. A fase deste coeficiente de reflexão é determinada apenas pelo efeito da penetração do campo elétrico. Para dispositivos práticos, é desprezível o efeito da variação da magnitude do coeficiente de reflexão com a temperatura, tendo em vista o elevado número de períodos empregados. Assim sendo, este coeficiente de reflexão pode ser escrito na forma:

$$r_{Bs}(\lambda, T) = |r_B| \cdot \exp \left\{ j \cdot \frac{4\pi}{\lambda_{DBRB}} \cdot n_s(T) \cdot L_{\tau_B}(T) \right\} \quad (3.12)$$

onde:

n_s é o índice de refração efetivo da cavidade óptica,

$|r_B|$ é a magnitude do coeficiente de reflexão,

L_{τ_B} é a profundidade de penetração do campo elétrico,

λ_{DBRB} é o comprimento de onda central da resposta espectral do espelho inferior,

$\frac{2\pi}{\lambda_{DBRB}} n_s$ é a constante de propagação no espelho inferior da cavidade.

O coeficiente de reflexão para as ondas que se propagam para cima, r_T , no plano de referência adotado, é dado por:

$$\begin{aligned} r_T(\lambda, N, T) = & |r_T| \cdot \exp \left\{ j \cdot \frac{4\pi}{\lambda_{DBRT}(T)} \cdot n_s(T) \cdot L_{\tau_T}(T) \right\} \cdot \\ & \cdot \exp \left\{ -j \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot [(L-d) + L_{\tau_B} + L_{\tau_T}] \cdot \left(n_s(T) - j \cdot \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \right) \right\} \cdot \\ & \cdot \exp \left\{ -j \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \left(n_s(T) + j \cdot \frac{\lambda(\Gamma_{en} g(N, T) - \alpha)}{4\pi} \right) \right\} \quad (3.13) \end{aligned}$$

onde:

d é a espessura total do meio ativo,

- α é o coeficiente de perdas por absorção,
- g é o ganho linear da região ativa,
- Γ_{en} é o fator de multiplicação do ganho gerado pelo posicionamento da região ativa em um pico do padrão de onda estacionário do campo elétrico [7],
- L é o comprimento da cavidade óptica,
- $\frac{2\pi}{\lambda_{DBR_s}} n_s$ é a constante de propagação no espelho superior da cavidade,
- $\frac{2\pi}{\lambda} \left[n_s - j \frac{\alpha \lambda}{4\pi} \right]$ é a constante de propagação complexa no trecho passivo da cavidade,
- $\frac{2\pi}{\lambda} \left[n_s + \frac{j\lambda}{4\pi} (\Gamma_{en} - \alpha) \right]$ é a constante de propagação complexa do meio ativo do laser.

No lado direito da Eq. (3.13), a primeira exponencial se refere ao atraso por reflexão no espelho; a segunda exponencial representa o efeito da propagação no trecho passivo da cavidade, enquanto que a terceira exponencial traduz o efeito da propagação no meio ativo.

A Eq. (3.6) é, frequentemente, separada em uma **condição de fase** [22a, 22b]:

$$Arg\{r_B(\lambda, T)\} + Arg\{r_T(\lambda, N, T)\} = -2\pi \cdot m \quad (3.14a)$$

e em uma **condição de ganho**:

$$Re\{\ell n[r_B(\lambda, T)r_T(\lambda, N, T)]\} = 0 \quad (3.14b)$$

onde:

m é a ordem do modo longitudinal de oscilação.

Substituindo-se as Eqs. (3.3), e (3.11) a (3.13) na Eq. (3.14a), derivou-se a seguinte expressão para o comprimento de onda do m-ésimo modo longitudinal de oscilação (Vide Apêndice A):

$$\lambda_m = \frac{n_s(T)L + \left[\frac{(d_H n_H(T) + d_L n_L(T)) n_L(T)}{2(n_H(T) - n_L(T))} \right]_B + \left[\frac{(d_H n_H(T) + d_L n_L(T)) n_L(T)}{2(n_H(T) - n_L(T))} \right]_T}{\frac{m}{2} + \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{n_L(T)}{n_H(T) - n_L(T)} \right]_B + \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{n_L(T)}{n_H(T) - n_L(T)} \right]_T} \quad (3.15)$$

Com o auxílio das Eqs. (3.14a-b) pode-se reescrever a Eq. (3.12) na forma:

$$r_B(\lambda, T) = |r_B| \exp\{j \Theta_B\} \quad (3.16)$$

onde o atraso por reflexão, θ_B , no espelho inferior da cavidade pode ser expresso, a partir da Eq. (3.3), da Eq. (3.10) e da Eq. (3.12), como se segue:

$$\theta_B(T) = \pi \cdot \left[\frac{n_L(T)}{n_H(T) - n_L(T)} \right] \quad (3.17)$$

Com o auxílio da Eq. (3.17) pode-se comparar a Eq. (3.15) com a sua forma elementar correspondente, dada pela Eq. (3.1). Conclui-se que os termos entre colchetes no numerador da Eq. (3.15) representam as alterações provocadas no caminho óptico da cavidade pelas penetrações do campo eletromagnético nos espelhos correspondentes. Conclui-se, ainda, que a ordem do modo longitudinal de oscilação é, por sua vez, alterada pelos atrasos de reflexão nos espelhos de múltiplas camadas.

Pode-se observar ainda que, no caso específico em que o comprimento de onda central da resposta de cada espelho coincide com o comprimento de onda de projeto ($\lambda_o = 2n_s L / m$), a penetração do campo nos espelhos não exerce qualquer efeito sobre o comprimento de onda de emissão, λ_m . Convém lembrar, entretanto, que a condição acima mencionada só é atingida para um valor específico de temperatura, tendo em vista

que o comprimento de onda central da resposta de cada espelho e o comprimento de onda de projeto, λ_0 , variam com a temperatura segundo taxas distintas.

Nesta Secção, e nas que se seguem, será analisada uma estrutura de VCSEL que emprega poços quânticos de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sob tensão.

Tais dispositivos representam uma das áreas em que mais progressos foram obtidos, nos anos recentes, principalmente, no que diz respeito à obtenção de VCSELs com alta potência e baixa corrente de limiar. O comprimento de onda de operação desses lasers é da ordem de $0,98\mu\text{m}$ e uma das possíveis aplicações consiste no emprego como fonte em amplificadores de fibras dopadas com érbio. A cavidade do laser é, em ambos os extremos, terminada em espelhos de GaAs/AlAs de quarto de onda. Uma substancial elevação do ganho material é obtida através do estresse provocado pelo ligeiro descasamento de rede (*lattice mismatching*) entre $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, de dentro dos poços, e, GaAs, da camada de confinamento da heteroestrutura. A espessura de cada poço quântico é de 80\AA . Um total de três poços quânticos de $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ compõem o meio ativo. Para o comprimento da cavidade óptica, usou-se o valor de 280nm , correspondendo a uma cavidade de uma onda. Em tal cavidade ($m = 2$), o padrão de onda estacionário do campo elétrico apresenta simetria par, de modo que o pico da intensidade do campo coincide, espacialmente, com o centro da cavidade - aonde são colocados os poços quânticos do meio ativo. Deste conveniente projeto da cavidade óptica [7] advém uma duplicação do ganho do meio ativo ($\Gamma_{\text{en}} = 2$). Mais detalhes sobre a estrutura do laser simulado são discutidos na Ref. [17]. Para os espelhos de quarto de onda foram considerados os seguintes parâmetros típicos de índice de refração: $n_L = 2,96$, para AlAs [28], e $n_H = 3,50$, para GaAs [27], ambos a 300K . Para os coeficientes de variação do índice de refração com a temperatura foram adotados os valores de $4,0 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, para GaAs [27] e $1 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, para AlAs [28].

Os desvios do comprimento da onda de emissão com a temperatura da região ativa constituem-se em um importante parâmetro na caracterização de um VCSEL. Este parâmetro pode ser usado para avaliar a temperatura do meio ativo e, conseqüentemente, a resistência térmica do dispositivo [19].

Na Fig. 3.2 mostra-se a variação do comprimento de onda de emissão do laser tipo BEML, descrito na Ref. [17], com a temperatura do meio ativo. Os resultados mostrados nesta figura foram calculados com base na Eq. (3.11) e na Eq. (3.15). Na escala de comprimentos de onda adotada, a curva mostrada na Fig. 3.2 é, aproximadamente, linear. O valor médio da variação do comprimento de onda com a temperatura, obtido a partir da Fig. 3.2, é de $0,83 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$. O valor experimental deste parâmetro, obtido por Scott et al. [17], para o mesmo dispositivo aqui analisado, foi de $0,84 \text{ \AA}/^\circ\text{C}$.

3.3 - COMPORTAMENTO DO MEIO ATIVO DO LASER

Para descrever o ganho do meio ativo do laser BEML em análise usar-se-á uma fórmula empírica encontrada na Ref. [17], a qual foi obtida por Corzine et al. [32], a partir de cálculos de primeiros princípios para a descrição do comportamento de poços quânticos sob tensionamento.

O ganho linear, por poço quântico, é uma função da temperatura e da densidade de portadores, sendo dado, para o caso do dispositivo em análise, aproximadamente, por [17]:

$$g(N, T) = A(T) \ln \left[\frac{\left(\frac{N}{N_o} - C \right)}{B(T)} \right] \quad (3.18)$$

onde:

$$A(T) = -46963,3 + 371,56T - 0,941029T^2 + 7,99276 \times 10^{-4} T^3 \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (3.19a)$$

$$B(T) = 2,723 - 2,417 \times 10^{-2} T + 6,4786 \times 10^{-5} T^2 \quad (3.19b)$$

$$C = 0,41 \quad (3.19c)$$

$$N_o = 1,0 \times 10^{18} \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (3.19d)$$

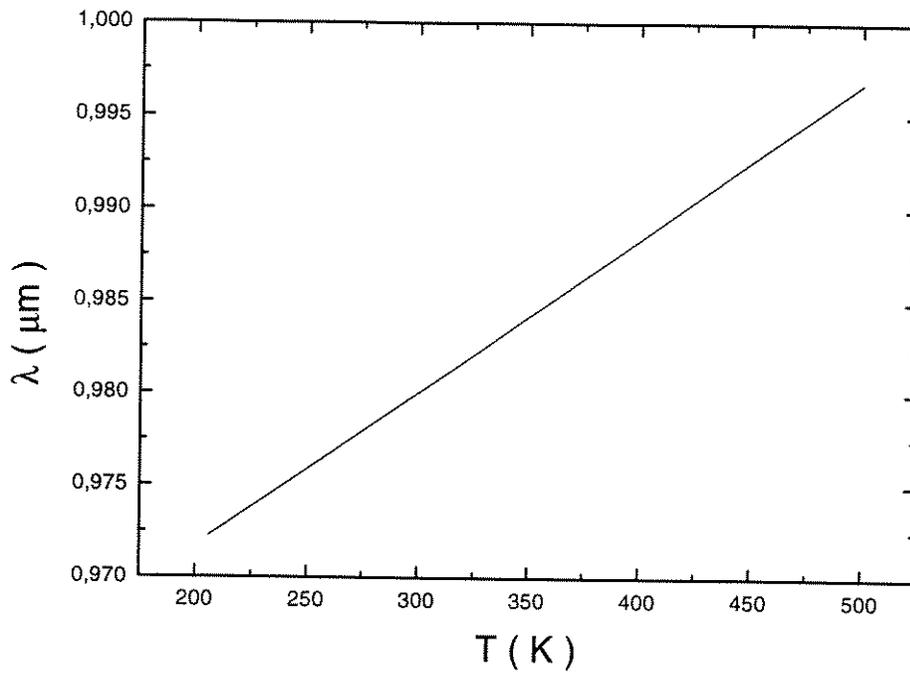


Fig. 3.2 - Desvios do Comprimento de Onda de Emissão Provocados pelo Aquecimento do Meio Ativo em um Laser do Tipo BEML.

Parâmetros usados: $n_L = 2,96$; $n_H = 3,50$; $n_s = 3,50$; $m = 2$; $d_H = 70\text{nm}$;

$d_L = 82,77\text{nm}$; $L = 280\text{nm}$; $(\partial n_L / \partial T) = 4,0 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$; $(\partial n_H / \partial T) = 1,0 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$;

$(\partial n_s / \partial T) = 4,0 \times 10^{-4} \text{K}^{-1}$.

Na Fig. 3.3, mostra-se a curva do ganho material de cada poço quântico, conforme descrito nas Eqs. (3.18) e (3.19), para cinco diferentes valores de temperatura do meio ativo. Observa-se que, à medida que a temperatura aumenta, torna-se necessário injetar mais portadores, de modo a preservar o nível de inversão de população. Além disto, a inclinação do ganho com a densidade de portadores sofre redução à medida que a temperatura se eleva.

É um fato conhecido que, em materiais semicondutores, com o aquecimento da junção, a largura de banda se estreita (“*bandgap shrinkage effect*”). Assume-se aqui que a largura de banda para o caso de GaAs segue a usual expressão [17, 33a]:

$$E_g(T) = 1,519 - \frac{5,4 \times 10^{-4} T^2}{(204 + T)} \quad (3.20)$$

onde:

T é a temperatura absoluta da junção.

Assume-se, ainda, que a largura de banda nas barreiras, formadas por $Al_xGa_{1-x}As$ no caso do dispositivo em análise, apresenta a mesma taxa de variação com a temperatura que GaAs intrínseco. Esta largura de banda, entretanto, dependerá da concentração de Al empregada nas barreiras; obedecendo à relação [17]:

$$E_{gB}(T) = E_g(T) + 1,247x \quad (3.21)$$

onde:

x é a fração de Al em $Al_xGa_{1-x}As$.

De acordo com Scott et al. [17], a largura de banda em InGaAs pode ser considerada como tendo a mesma dependência com a temperatura que a correspondente largura de banda em GaAs. Com a elevação da temperatura, a largura de banda no interior dos poços encolherá.

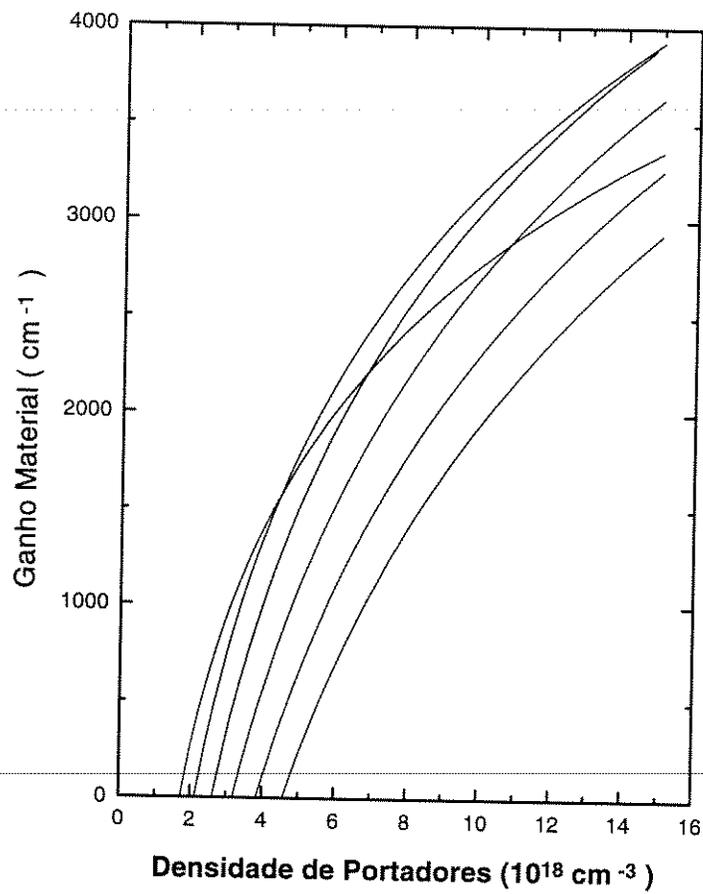


Fig. 3.3 - Dependência do Ganho Material com a Densidade de Portadores, para Diferentes Temperaturas, em um Laser BEML. As Várias Curvas, da Esquerda para a Direita, Representam Elevações Uniformes de 25K na Temperatura da Junção. A Menor Temperatura Considerada foi 300K.

É condição para a existência do ganho óptico em lasers que a separação entre os níveis de quase-Fermi seja superior à correspondente largura de banda no meio ativo [33a]. Desta forma, com a redução da largura de banda no interior dos poços quânticos, ocorrerá o relativo afastamento entre os níveis de quase-Fermi.

A separação entre os níveis de quase-Fermi será aqui descrita por meio de expressão empírica, a qual foi obtida por Scott et al. [17], através de interpolação de resultados rigorosos obtidos por Corzine et al. [32]. Esta expressão é dada por:

$$\Delta E_{fcv} = E_g(T) - 0,05857 + \left[0,0046 + 0,00622 \left(\frac{T}{300} \right) \right] \left(\frac{N}{N_o} \right) - \left(\frac{0,294}{N/N_o + 1} \right) \quad (eV) \quad (3.22)$$

A densidade de corrente elétrica injetada deverá ser suficiente para manter a densidade de portadores a níveis suficientes para suportar o processo de emissão estimulada dentro dos poços quânticos; além de compensar processos de perdas tais como a emissão espontânea nas barreiras e dentro dos poços, a recombinação de Auger na heteroestrutura e a fuga (*leakage*) de portadores por sobre a junção. Isto significa que a densidade de corrente elétrica de limiar de oscilação pode ser escrita como se segue:

$$J_{th} = \frac{(J_{esp} + J_{bar} + J_{Aug}) + J_{fug}}{\eta_{inj}} \quad (3.23)$$

onde:

J_{esp} é a densidade da corrente elétrica necessária para suportar a emissão espontânea dentro de cada poço quântico,

J_{bar} é a densidade da corrente elétrica necessária para compensar a emissão espontânea nas barreiras de cada poço quântico,

J_{Aug} é a densidade da corrente elétrica necessária para compensar a recombinação de Auger, por poço quântico,

J_{fug} é a densidade da corrente elétrica necessária para compensar a fuga de portadores,

η_{inj} é a eficiência de injeção. Na prática, de modo a maximizar este parâmetro, as estruturas de múltiplas camadas dos espelhos são convenientemente dopadas.

A parcela da densidade de corrente responsável pelo processo de emissão espontânea, na região ativa, é expressa por [17, 32]:

$$J_{esp}(N, T) = C_1(T) \left\{ [1 + D(T)(N / N_o)]^{1/2} - 1 \right\}^2 \cdot n_{QW} \quad (3.24)$$

onde:

n_{QW} é o número de poços quânticos no meio ativo, no caso aqui simulado, $n_{QW}=3$,

$J_{esp}(N, T)$ é dado em A/cm^2 .

$$C_1(T) = 68,5 - 0,27T + 0,00081T^2 \quad (A / cm^2) \quad (3.25a)$$

$$D(T) = 6,11 - 0,022T + 0,000022T^2 \quad (3.25b)$$

A recombinação de Auger é um processo que envolve a simultânea aniquilação de um par elétron-lacuna e a absorção da energia liberada por uma terceira partícula, resultando desta associação um elétron ou uma lacuna de alta energia. O portador assim gerado perde sua energia quer através de uma colisão portador-portador, quer pela emissão de um fónon. Para descrever a injeção de corrente elétrica necessária para compensar a recombinação de Auger, em cada poço quântico, adotou-se a expressão [17]:

$$J_{Aug} = \left(\frac{N}{N_o} \right)^3 \cdot n_{QW} \left\{ C_{n_o} \exp(A_n T + B_n T^2) + C_{p_o} \exp(A_p T + B_p T^2) \right\} \quad (3.26)$$

$$C_{n_o} = 2,51 \times 10^{-3} \quad (A / cm^2) \quad (3.27a)$$

$$C_{p_o} = 12,5 \times 10^{-3} \quad (A / cm^2) \quad (3.27b)$$

$$A_n = 8,71 \times 10^{-3} \quad (K^{-1}) \quad (3.27c)$$

$$A_p = 1,05 \times 10^{-2} \quad (K^{-1}) \quad (3.27d)$$

$$B_n = -3,66 \times 10^{-6} \quad (K^{-2}) \quad (3.27e)$$

$$B_p = -7,74 \times 10^{-6} \quad (K^{-2}) \quad (3.27f)$$

Na Eq. (3.26), a dependência cúbica, em relação a densidade de portadores, da recombinação de Auger, explica-se por se tratar de um processo envolvendo três partículas simultaneamente [33a]. A primeira parcela da Eq. (3.26) representa a contribuição de processos dominados por colisões do tipo elétron-elétron, enquanto que a segunda parcela representa processos dominados por colisões do tipo lacuna pesada-lacuna da banda de "split-off". A dependência com a temperatura, por sua vez, corresponde, aproximadamente, à habitual relação do tipo Arrhenius [31], isto é:

$$J_{Aug} \propto \exp[(T - 300) / T_0] \quad (3.28)$$

onde:

T_0 é a temperatura característica do laser.

A diferença entre a Eq. (3.26) e a relação de Arrhenius consiste, simplesmente, no fato de que, na primeira, a temperatura característica foi considerada como um parâmetro dependente com a temperatura do meio ativo.

A parcela da densidade de corrente associada ao processo de emissão espontânea nas barreiras é considerada como independente da temperatura da junção, sendo dada por [17]:

$$J_{bar} = 0,0979(N / N_o)^3 \cdot n_{QW} \quad (A / cm^2) \quad (3.29)$$

Finalmente, assume-se que a fuga de corrente da heterojunção dá-se de forma similar à que ocorre em um diodo de homojunção, sendo válida a expressão [17]:

$$J_{fuga} = J_o \cdot \exp \left\{ - \frac{(E_{gB}(T) - \Delta E_{fcv}(N, T))}{k_B T} \right\} \quad (3.30)$$

onde:

k_B é a constante de Boltzman, em eV/K.

$$J_o = 8,0 \times 10^6 \quad A / cm^2 \quad (3.31)$$

3.4 - DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DE PORTADORES E DA DENSIDADE DE CORRENTE ELÉTRICA DE LIMIAR

A condição de limiar de oscilação ocorre quando as perdas por absorção somadas às perdas por transmissão para o meio externo igualam-se ao ganho do meio ativo. Usando-se a Eq. (3.14b), que descreve a condição de ganho na cavidade do VCSEL, e a Eq. (3.18), a qual descreve o ganho material do meio ativo, obteve-se, neste trabalho, a seguinte expressão analítica para a densidade de portadores no limiar de oscilação:

$$N_{th}(T) = N_o C + N_o B(T).$$

$$\exp \left\{ \frac{\alpha \left[L + \left(\frac{n_L(T)(d_L n_L(T) + d_H n_H(T))}{2(n_H(T) - n_L(T)) \cdot n_s(T)} \right)_B + \left(\frac{n_L(T)(d_L n_L(T) + d_H n_H(T))}{2(n_H(T) - n_L(T)) \cdot n_s(T)} \right)_T \right] - 2\ell n|r_B r_T|}{\Gamma_{en} A(T) d} \right\} \quad (3.32)$$

A Eq. (3.32) determina a densidade de portadores no limiar de oscilação através da adequada incorporação da penetração do campo elétrico nos espelhos e do conseqüente impacto sobre as perdas efetivas da cavidade.

Para o laser do tipo BEML, em análise, o qual possui cavidade de uma onda, pode-se estimar, com o auxílio da Eq. (3.10), que, a 300K, a profundidade de penetração em cada espelho é da ordem de $1,37\lambda_{\text{DBR}}$. Isto significa que menos de 27% das perdas por absorção ocorrerão no interior da cavidade propriamente dita; portanto, a maior parte das perdas por absorção são devidas à penetração do campo elétrico nos espelhos.

Define-se a densidade de portadores de transparência como sendo aquela em que o meio ativo apresenta ganho material nulo. Conforme pode ser observado na Fig. 3.3, a densidade de portadores de transparência cresce monotonicamente com a temperatura do meio ativo do laser aqui analisado.

A variável $B(T)$ introduzida nas Eqs. (3.18) e (3.19) está associada à densidade de portadores de transparência, através de:

$$B(T) = \frac{N_{\text{trans}}}{N_o} - C \quad (3.33)$$

onde:

N_{trans} é a densidade de portadores de transparência.

Introduz-se, ainda, o coeficiente de perdas relativas, $\nu(T)$, da cavidade do laser, o qual é definido como se segue:

$$\nu(T) = \frac{L_{\text{tot}}(T)}{G_o(T)} \quad (3.34)$$

onde:

$L_{\text{tot}}(T)$ corresponde às perdas totais, ópticas e por absorção, efetivamente ocorridas na cavidade - este parâmetro é dado pelo numerador do termo exponencial presente na Eq. (3.32).

A grandeza $G_o(T)$ que aparece na Eq. (3.34), por sua vez, corresponde ao denominador da exponencial presente na Eq. (3.32). Esta grandeza pode ser interpretada como o ganho efetivamente proporcionado pelo meio ativo do laser na densidade de portadores de referência, a qual é aqui definida como se segue:

$$N_{ref}(T) = e \cdot N_{trans}(T) \quad (3.35)$$

onde:

e é a constante de Euler.

Derivando-se a Eq. (3.32) em relação à temperatura da junção, obtém-se:

$$\frac{dN_{th}}{dT} = (N_{th} - N_o C) \cdot \left[\frac{1}{B(T)} \cdot \frac{d(B(T))}{dT} + \frac{d}{dT}(v(T)) \right] \quad (3.36)$$

As perdas totais efetivamente ocorridas na cavidade, $L_{tot}(T)$, variam com a temperatura apenas devido à penetração do campo elétrico nos espelhos. Esta variação é, portanto, suave quando comparada à variação do ganho material efetivamente propiciado pelo meio ativo, $G_o(T)$, na densidade de portadores de referência, conforme pode ser estimado a partir da Eq. (3.19b), da Eq. (3.32) e da Eq. (3.34).

Das considerações acima, conclui-se que, na Eq. (3.36), o primeiro termo dentro dos colchetes é positivo, enquanto que o segundo termo dentro dos colchetes é negativo. Há, assim, a possibilidade de existência de um mínimo no valor da densidade de portadores como função da temperatura. Este valor se concretizaria quando a taxa de variação com a temperatura do coeficiente de perdas relativas, conforme se pode deduzir a partir da Eq. (3.33) e da Eq. (3.36), fosse igual a:

$$\frac{dv(T)}{dT} = \left(\frac{1}{N_{trans} - CN_o} \right) \cdot \frac{dN_{trans}}{dT} \quad (3.37)$$

Na Fig. 3.4 mostra-se a dependência da densidade de portadores de limiar de oscilação com a temperatura da junção, para o laser tipo BEML em análise. Observa-se a presença de um mínimo, em torno de 320K, no valor da densidade de portadores de limiar. Observa-se, ainda, que em uma faixa de temperaturas de largura aproximadamente igual a 40K, centrada no ponto de mínimo, a densidade de portadores varia suavemente.

Para temperaturas à direita da faixa mencionada observa-se um rápido crescimento no valor da densidade de portadores de limiar de oscilação.

Na Fig. 3.5 mostra-se a variação do ganho de limiar de oscilação, por poço quântico, com a temperatura da região ativa do laser. Esta curva foi obtida a partir da Eq. (3.18) e da Eq. (3.32).

O ganho de limiar deve ser interpretado como sendo aquele que cada poço quântico deve oferecer de modo a suportar as perdas totais efetivamente ocorridas na cavidade. Da Eq. (3.18) e da Eq. (3.32), pode-se concluir que o ganho de limiar obedece à relação:

$$g_{th}(T) = \frac{L_{tot}(T)}{\Gamma_{en} \cdot d} \quad (3.38)$$

Da Eq. (3.38), conclue-se que o ganho de limiar de oscilação, por poço quântico, e as perdas totais da cavidade seguem o mesmo comportamento qualitativo com a elevação da temperatura do meio ativo. Além disto, em uma cavidade em que as estruturas dos espelhos superior e inferior sejam idênticas, a profundidade de penetração em cada espelho ditará esse comportamento qualitativo.

A descrição do comportamento da parcela da densidade de corrente elétrica de limiar associada à emissão espontânea no interior dos poços quânticos pode ser obtida substituindo-se a Eq. (3.32) na Eq. (3.24). Similarmente, a parcela da densidade de corrente associada à recombinação de Auger é descrita substituindo-se a Eq. (3.32) na Eq. (3.26); e, ainda, o efeito da emissão espontânea nas barreiras sobre a densidade de corrente de limiar é computado por meio da Eq. (3.32) e da Eq. (3.29).

Na Fig. 3.6, são mostradas as diversas componentes associadas aos mecanismos de recombinação supracitados.

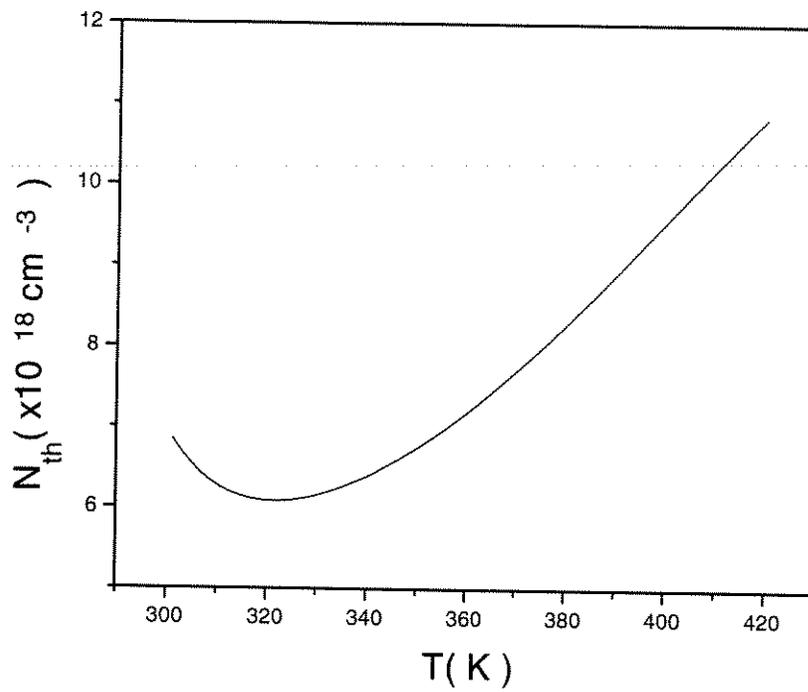


Fig. 3.4 - Densidade de Portadores de Limiar de Oscilação como Função da Temperatura do Meio Ativo em um Laser BEML.

A espessura de cada poço é 80Å. $n_{QW}=3$; $L=280\text{nm}$; $\Gamma_{ch}=2$.

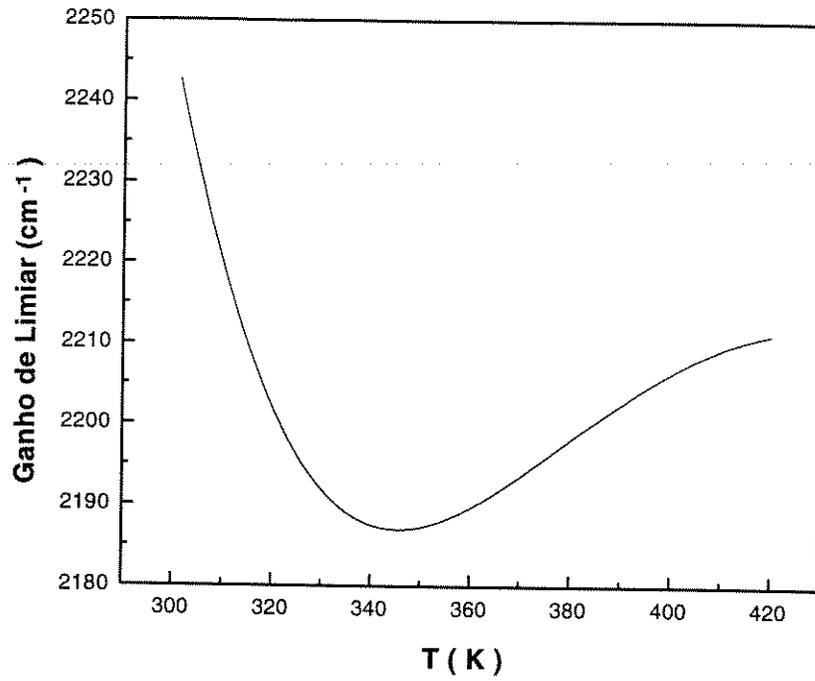


Fig. 3.5 - Ganho de Limiar de Oscilação, por Poço Quântico, como Função da Temperatura da Região Ativa em um Laser BEML.

A espessura de cada poço é 80Å. $n_{QW} = 3$; $L = 280\text{nm}$; $\Gamma_{en} = 2$.

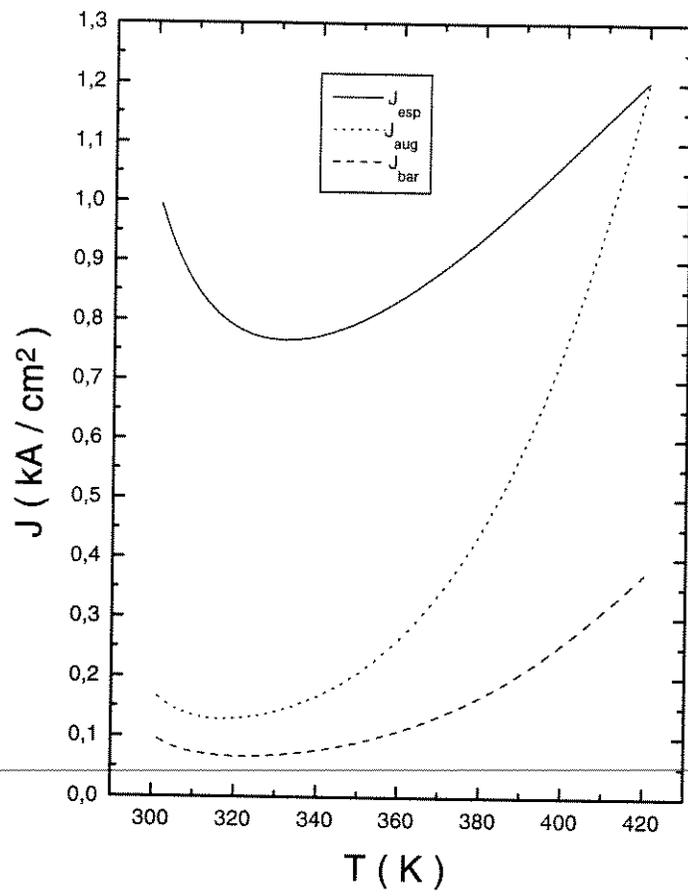


Fig. 3.6 - Componentes da Densidade de Corrente Elétrica Associadas à Recombinação de Portadores em um Laser BEML.

Observa-se que a componente associada à recombinação nas barreiras (curva em linha tracejada) tem seu comportamento atrelado diretamente à densidade de portadores, posto que apresenta uma dependência cúbica com essa. Desta forma, pode-se perceber a presença de um mínimo (em torno de 320K) na curva para a densidade de corrente associada à recombinação nas barreiras. Note-se, ainda, um sensível crescimento, em relação a este valor mínimo, com a elevação da temperatura da junção.

Torna-se conveniente introduzir o conceito da densidade de corrente elétrica associada ao efeito global da recombinação de portadores, a qual é, simplesmente dada pela soma [17]:

$$J_{rec}(N, T) = J_{esp}(N, T) + J_{bar}(N, T) + J_{Aug}(N, T) \quad (3.39)$$

Observa-se, da Fig. 3.6, que a contribuição da recombinação espontânea nas barreiras sobre a componente global de recombinação da densidade de corrente elétrica situar-se-á em níveis modestos (< 10%) para toda a escala de temperaturas analisada.

Ainda na Fig. 3.6, são observados mínimos nas curvas da densidade de corrente associada à emissão espontânea no interior dos poços quânticos (J_{Aug} , linha pontilhada). Observa-se que a emissão espontânea dentro dos poços quânticos será o efeito dominante a baixas temperaturas, quando a contribuição do efeito da recombinação de Auger é modesta. Com a elevação da temperatura da junção, uma variação relativamente pequena é observada sobre a componente da densidade de corrente elétrica associada à emissão espontânea nos poços quânticos. Por outro lado, a recombinação de Auger apresenta um sensível crescimento com a elevação da temperatura devido a dois motivos principais: crescimento cúbico do nível de recombinação com a densidade de portadores; e redução da temperatura característica associada ao processo de recombinação. Vale lembrar que uma das razões pelas quais os VCSELs de emissão no infravermelho distante (LW-VCSELs) apresentam altas densidades de corrente elétrica de limiar é a maior importância relativa da recombinação de Auger - causada por baixas temperaturas características.

Substituindo-se a Eq. (3.32) na Eq. (3.22) obtém-se uma descrição do efeito que a temperatura exerce sobre a separação entre os níveis de quase-Fermi. Na Fig. 3.7,

mostram-se os resultados obtidos seguindo-se tal procedimento (linha cheia). Também é mostrado nesta figura o efeito que a temperatura da junção exerce sobre a largura de banda nas barreiras dos poços quânticos (linha pontilhada), conforme a Eq. (3.21). Observa-se que a separação entre os níveis de quase-Fermi será predominantemente determinada pela densidade de portadores da temperatura. Acima do ponto de mínima separação entre os níveis de quase-Fermi, observa-se um rápido empobrecimento na qualidade do confinamento da junção, isto é, reduz-se a diferença entre a largura do *gap* nas barreiras e a separação entre os níveis de quase-Fermi.

Substituindo-se a Eq. (3.32) e as Eqs. (3.20-22) na Eq. (3.30) obtém-se uma descrição do efeito que a temperatura da junção exerce sobre a componente da densidade de corrente elétrica associada à fuga de portadores da junção. Na Fig. 3.8, são mostrados estes resultados obtidos para o laser do tipo BEML [17] aqui simulado. Observa-se nesta figura que, para baixas temperaturas (até, aproximadamente, 340K), esta componente da densidade de corrente elétrica mantém-se a níveis bastante satisfatórios ($J_{fug} \leq 2,5\text{kA/cm}^2$, correspondendo a, aproximadamente, 2mA, no caso do laser simulado, cujo diâmetro do meio ativo é 10 μm). À medida que a temperatura da junção se eleva, é verificado um rápido valor desta componente da densidade de corrente de limiar. Observa-se que para temperaturas da ordem de 380K, são previstos valores de densidade de corrente elétrica superiores a 20kA/cm², portanto absolutamente inviáveis do ponto de vista prático. Finalmente, para valores de temperatura da junção acima do acima mencionado, o nível de densidade de corrente elétrica necessário para suportar o fenômeno de fuga de portadores poderá ser superior a 100kA/cm².

Na Fig. 3.9, mostra-se a densidade de corrente elétrica de limiar de oscilação (J_{th} , linha cheia), conforme dada pela Eq. (3.23). Também são mostradas nesta figura as contribuições da densidade de corrente elétrica associadas à recombinação (J_{rec} , linha tracejada), descrita pela Eq. (3.39), e à fuga de portadores (J_{fug} , linha pontilhada), conforme descrita pela Eq. (3.30).

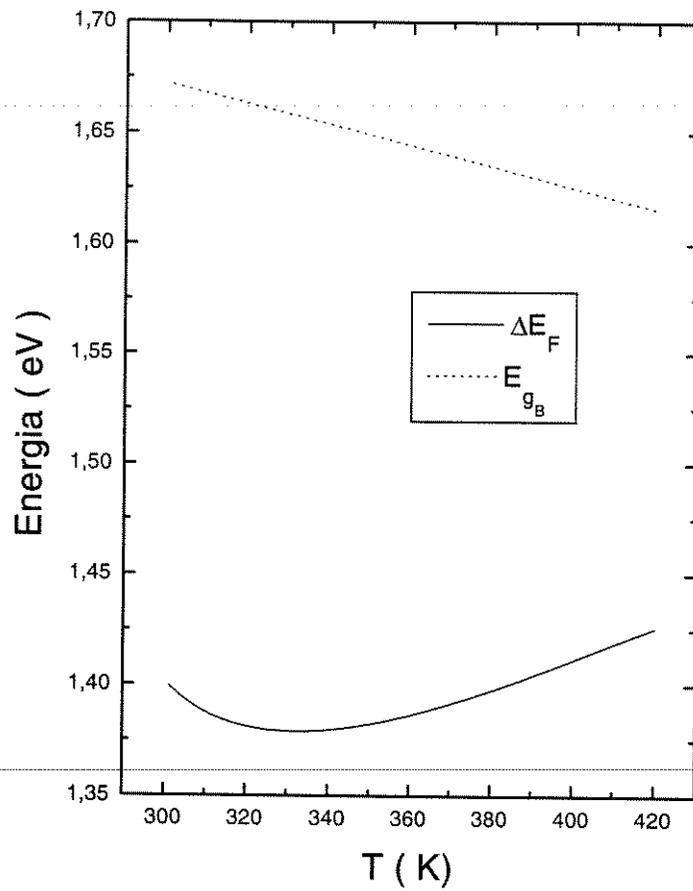


Fig. 3.7 - Separação entre os Níveis de Quase-Fermi nos Poços Quânticos e Largura de Banda nas Barreiras, em um Laser BEML. Assumiu-se que a largura de banda nas barreiras segue a mesma dependência com a temperatura que GaAs intrínseco.

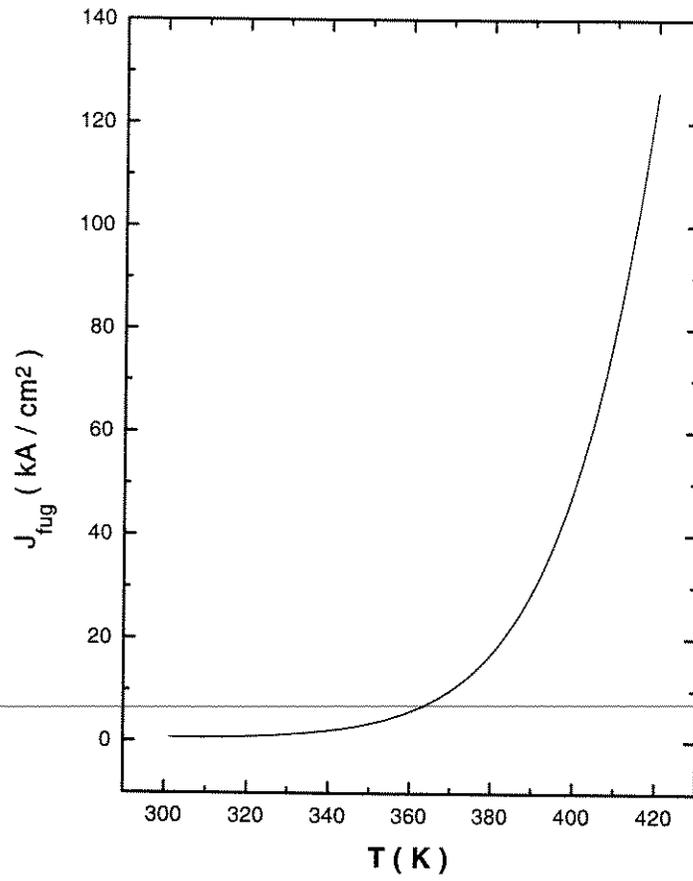


Fig. 3.8 - Dependência com a Temperatura do Meio Ativo da Densidade de Corrente Elétrica de Fuga em um Laser BEML. Curva obtida a partir da densidade de portadores de limiar.

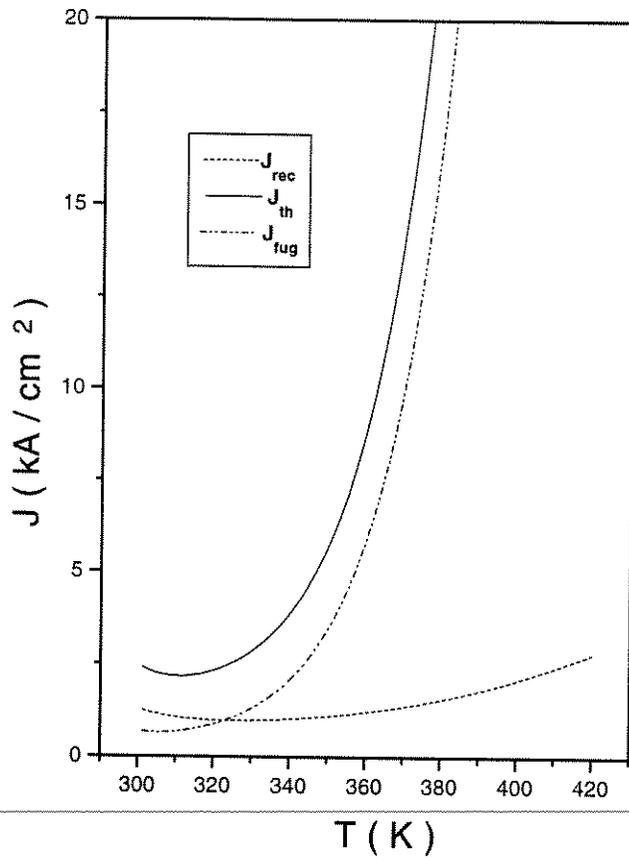


Fig. 3.9 - Densidade de Corrente Elétrica de Limiar e suas Componentes Associadas à Fuga (J_{fug}) e à Recombinação (J_{rec}) de Portadores, em um Laser BEML. Curva obtida a partir da densidade de portadores de limiar.

Para baixas temperaturas, as contribuições à corrente de limiar advindas da recombinação e da fuga de portadores possuem magnitudes semelhantes. Nesta situação, nossos cálculos indicam, de acordo com resultados teóricos [17] e experimentais [18], a existência de uma faixa de temperaturas, cuja largura aproximada é de 40K, sobre a qual o limiar de oscilação ocorre a níveis satisfatórios de densidade de corrente elétrica (no caso, $J_{th} < 5\text{kA/cm}^2$). À direita dessa faixa de temperaturas, a recombinação de portadores passa a exercer um efeito apenas residual sobre a densidade de corrente elétrica de limiar de oscilação, a qual passa a ser determinada primordialmente pelo mecanismo de fuga de portadores.

3.5 - CONCLUSÃO

Neste Capítulo desenvolveu-se um modelo teórico para descrever a influência da temperatura sobre propriedades elétrica e ópticas de VCSELs. O modelo aqui proposto é geral, e, aplica-se a quaisquer estruturas de VCSELs, independentemente do mecanismo de guiamento, seja por ganho ou por índice de refração, e da presença de cavidade externa. Em particular, o formalismo foi empregado para analisar as características de um laser do tipo BEML de InGaAs - cuja emissão se dá em torno de $0,98\mu\text{m}$. Em particular, calculou-se a influência do efeito térmico sobre os desvios do comprimento de onda de emissão, sobre a densidade de portadores de limiar e sobre a densidade de corrente elétrica de limiar de tal dispositivo. Uma boa concordância com resultados experimentais da literatura foi verificada para os resultados aqui calculados.

A concordância com resultados experimentais dos resultados obtidos aqui para a descrição dos desvios do comprimento de onda de emissão deve-se à incorporação, no modelo aqui desenvolvido, do efeito da penetração do campo elétrico nos espelhos de quarto de onda da cavidade.

O modelo aqui desenvolvido é também adequado para o estudo de VCSELs que empregam cavidades externas e pode ser estendido para o estudo de excitações do laser acima do limiar de oscilação.

A incorporação do efeito de uma cavidade externa e, conseqüentemente, do efeito da temperatura sobre as propriedades dos modos longitudinais de oscilação, pode ser implementada por meio de adoção de um plano de referência adequadamente escolhido na análise do tipo “linha de transmissão” do laser, ao passo que os modos transversos seriam analisados por meio de um modelo de guiamento fraco, conforme indicado na Secção 3.2.

No intuito de estender o modelo aqui desenvolvido para torná-lo adequado para a análise do comportamento do laser acima do limiar de oscilação, um procedimento iterativo deverá ser adotado considerando-se que:

- (i) da potência elétrica fornecida, acima do limiar de oscilação, uma parcela é transformada, via eficiência quântica, em potência óptica de saída e o restante é dissipado na forma de energia térmica;
- (ii) a dissipação térmica produz o aquecimento da junção do laser;
- (iii) o aquecimento do meio ativo eleva a densidade de corrente elétrica de limiar, produzindo uma redução na parcela da potência elétrica que pode, efetivamente, ser transformada em potência óptica.

CAPÍTULO 4

ANÁLISE DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA EFETIVA EM VCSELS EMISSORES PELO TOPO

4.1 - INTRODUÇÃO

Discutiram-se, no Capítulo 3, os efeitos negativos que o auto-aquecimento exerce sobre o desempenho de VCSELS. Em particular, mostrou-se que a elevação da temperatura da região ativa limita o ganho, provoca desvios no comprimento de onda de emissão e altera a corrente de limiar de oscilação. Comentaram-se, ainda, os efeitos sobre o modo transversal de oscilação. Por fim, vale lembrar que a temperatura exerce influência negativa sobre o tempo de vida útil do laser.

Apesar de muitos esforços no sentido de se desenvolverem diferentes configurações de VCSELS, buscando a redução do aquecimento do laser, este continua sendo o principal problema a limitar a potência de saída no regime de operação contínua, sendo que, no caso de diodos operando no infravermelho distante, tal regime de operação foi pela primeira vez relatado na literatura durante os trabalhos de redação desta Tese [33b].

A resistência térmica é um parâmetro fundamental para a descrição do desempenho de VCSELS em regime de operação contínua. Seu conhecimento é essencial para avaliar o potencial de um determinado dispositivo operar com alta potência de saída. Se o laser possuir resistência térmica alta, a região ativa sofrerá grande aumento de temperatura com o bombeamento eletrônico do dispositivo. Desta forma, para a operação eficiente de SW-VCSELS (Short Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers) e, mesmo, para se viabilizar a operação contínua de LW-VCSELS (Long Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers) é necessário que se possa calcular a resistência térmica do dispositivo. É desejável, ainda, do ponto de vista do projeto e da otimização de

dispositivos, que se possa prever sob que condições a resistência térmica de uma dada configuração de VCSEL seria minimizada.

A resistência térmica relaciona o aumento da temperatura da região ativa do laser com as potências de alimentação elétrica e de saída óptica na seguinte forma:

$$R_{th} = \frac{\Delta T_A}{P_{IV} - P_{hv}} \quad (\text{K/W}) \quad (4.1)$$

onde:

ΔT_A (K) é o aumento de temperatura da região ativa provocado pela operação do laser,

P_{IV} (W) é a potência de alimentação fornecida ao dispositivo,

P_{hv} (W) é a potência óptica emitida.

A caracterização da operação dinâmica do laser comumente faz uso da Eq. (4.1) e das equações de taxas para os elétrons e para os fótons, levando ao cálculo da curva luz-corrente (LI) e de sua dependência com a temperatura.

Scott et al. [17] utilizaram a resistência térmica na forma acima descrita no projeto de VCSELS com espelhos semicondutores de quarto de onda com região ativa constituída por poços quânticos de InGaAs. No seu modelamento, entretanto, Scott et al. tratam, no cálculo da resistência térmica, a estrutura intrinsecamente anisotrópica do laser como a do caso simples de uma fonte de calor na forma de um disco colocado no topo de um meio semi-infinito e uniforme. Essa aproximação foi combinada com um modelamento complexo incluindo fenômenos tais como a recombinação de Auger, a emissão espontânea dentro e fora dos poços quânticos e a corrente de fuga da heterojunção. Se, por um lado, em um modelo com este grau de sofisticação, o tratamento térmico rigoroso do dispositivo dificultaria a obtenção da solução numérica do problema e o tempo consumido no projeto, por outro lado, o emprego de uma simplificação exagerada no cálculo da resistência térmica pode comprometer a credibilidade dos resultados como um todo.

Neste Capítulo, são desenvolvidos dois métodos simples que permitem calcular a resistência térmica de VCSELs que emitem pelo topo. O primeiro método despreza diferenças entre as características de propagação do fluxo de calor nos espelhos e no substrato. Este método aplica-se, por exemplo, para o caso de VCSELs de GaAs/AlGaAs. O segundo método considera eventuais diferenças em tais características de propagação, e, por isto, é aplicável também para VCSELs de InP/InGaAsP.

Ambos os modelos levam em consideração a anisotropia da estrutura dos espe-lhos de quarto de onda e têm como atrativo a possibilidade de fornecerem a relação entre o diâmetro da região ativa e o valor do diâmetro do diodo que minimiza a resistência térmica do laser.

Estuda-se, empregando esses modelos, a influência que um espessamento do substrato, no caso de PITSELs (Proton Implanted Top Surface-Emitting Lasers), produz sobre a resistência térmica de lasers isolados e de redes bidimensionais de lasers.

Analisa-se, ainda, o efeito que o uso de espelhos semicondutores de quarto de onda com elevada refletividade ($> 99\%$) produziria sobre a resistência térmica de PITSELs de InP/InGaAsP.

4.2 - MODELOS TÉRMICOS SIMPLIFICADOS

4.2.1 - Fonte Circular Uniforme Posicionada Concentricamente sobre Cilindro Finito Homogêneo de Mesmo Diâmetro

O caso mais simples de propagação de calor em estruturas cilíndricas consiste no fluxo unidimensional proveniente de uma fonte de calor plana, na forma de disco, colocada sobre um cilindro homogêneo de mesmo diâmetro. Neste caso, o fluxo propaga-se verticalmente da fonte até o absorvedouro de calor, sendo a resistência térmica dada por[36]:

$$R_{th} = \frac{4}{\pi D_S^2} \cdot \frac{d}{k} \quad (\text{K/W}) \quad (4.2)$$

onde:

D_S (m) é o diâmetro do cilindro,

d (m) é a altura do cilindro,

k (W/m.K) é a condutividade térmica do material que compõe o cilindro.

Baets [34] aplicou a Eq. (4.2) no cálculo da resistência térmica de VCSELS do tipo poço cavado (“etched well”), cuja configuração é mostrada na Fig. 4.1. O fluxo de calor através das múltiplas camadas do laser foi tratado unidimensionalmente; como se fora proveniente de fontes circulares uniformes colocados no topo de cilindros uniformes sobrepostos. A aplicabilidade de tal formulação a VCSELS é, em geral, questionável, tendo em vista que as fontes de calor em tais dispositivos costumam ocupar área bem menor que o diâmetro do diodo. Desta forma, tal procedimento tende a superestimar o valor da resistência térmica do dispositivo [35].

4.2.2 - Fonte Circular Uniforme Posicionada sobre Meio Homogêneo Semi-Infinito

Um outro exemplo da propagação de fluxo de calor em estruturas cilíndricas que apresenta solução exata é o caso de uma fonte de calor circular, de diâmetro D_Q , posicionada no topo de um meio homogêneo semi-infinito, de condutividade térmica k , sendo que o disco encontra-se a temperatura constante. Neste caso, a temperatura do disco é calculada considerando-se que o calor propaga-se bidimensionalmente no meio semi-infinito, a partir da seguinte expressão para a resistência térmica [36]:

$$R_{th} = \frac{1}{2kD_Q} \quad (4.3)$$

A Eq. (4.3) foi empregada por Scott et al. [17] no cálculo da resistência térmica de lasers do tipo BEML (Bottom Emitting Mesa Laser), ilustrados na Fig. 4.2.

O emprego da Eq. (4.3) pressupõe que a fonte de calor no laser esteja uniformemente distribuída ao longo da área da região ativa. Além disto, foi desprezada a

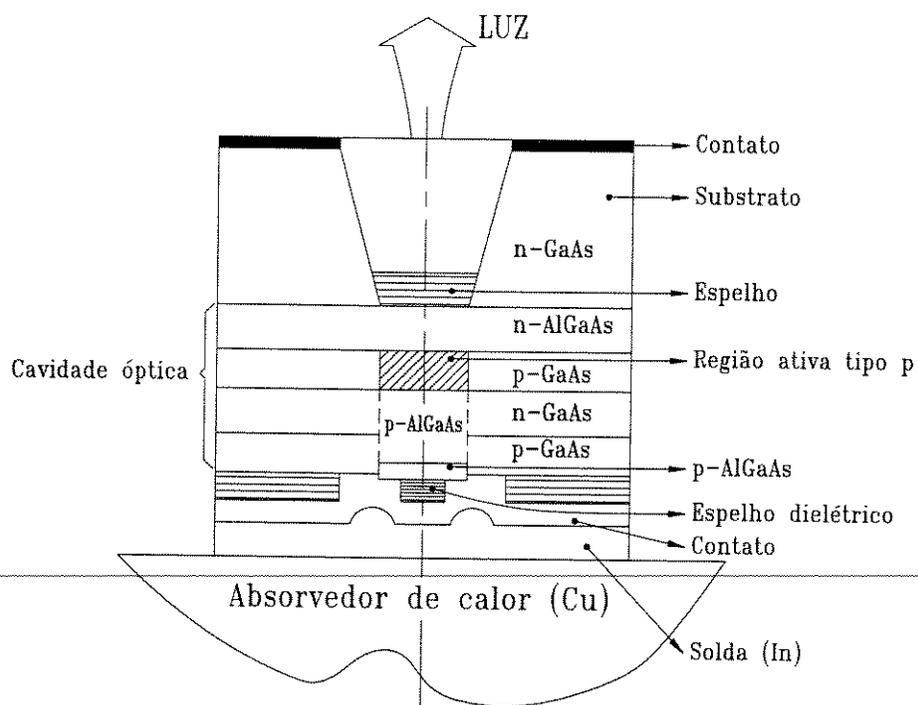


Fig. 4.1 - Representação Esquemática de um VCSEL do Tipo Poço Cavado.
 Na Ref. [34] a Resistência Térmica deste Dispositivo foi Calculada Considerando-se que a Fonte de Calor está Posicionada no Centro da Região Ativa, cujo Diâmetro é D_A , em Direção ao Absorvedor de Calor.

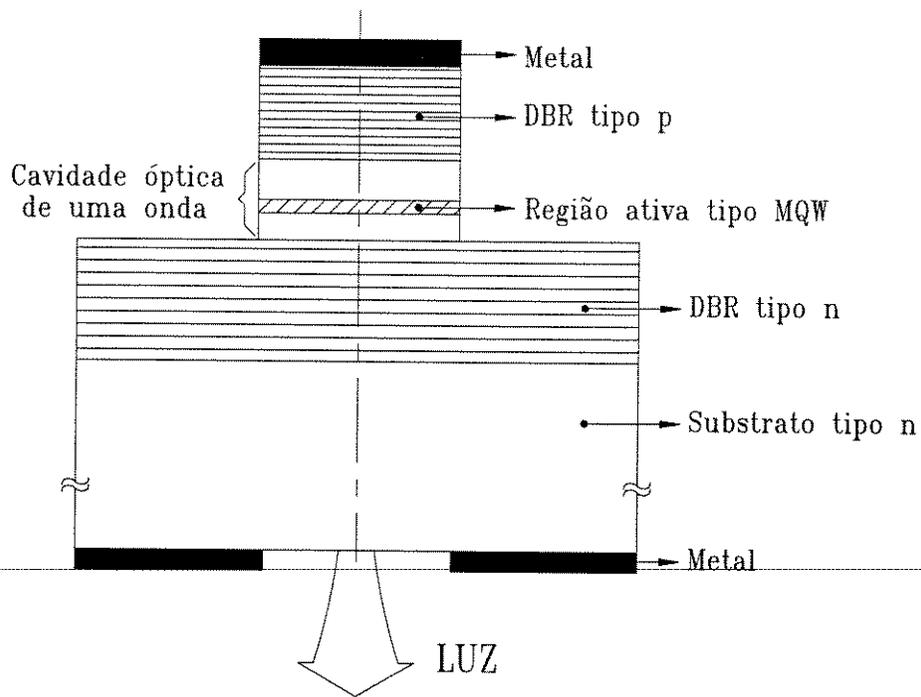


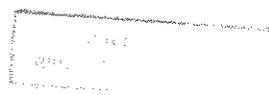
Fig. 4.2 - Configuração Esquemática de um VCSEL Tipo Mesa com Emissão por Baixo (BEML). Na Ref. [17] esta Estrutura foi Tratada como uma Fonte de Calor Uniforme Posicionada sobre um Meio Semi-Infinito homogêneo (substrato).

diferença entre as condutividades térmicas de GaAs ($44 \text{ W/m}^\circ\text{C}$) e de AlAs ($91 \text{ W/m}^\circ\text{C}$) dentro do espelho de quarto de onda, de modo que o conjunto formado pelo espelho DBR e pelo substrato de GaAs foi considerado como um meio semi-infinito uniforme com condutividade térmica igual à condutividade térmica do substrato. Tal aproximação não considera o efeito da propagação do fluxo vertical e superestima o efeito da propagação do fluxo radial do calor no dispositivo. Sua aplicabilidade restringe-se a uma faixa estreita de valores de diâmetros da região ativa para VCSELS empregando GaAs/AlGaAs. Para VCSELS usando InP/InGaAsP, nos quais as características de propagação do fluxo radial do calor nos espelhos diferem grandemente das correspondentes características apresentadas pelo substrato, o uso da aproximação adotada na Ref. [17] levaria a erros grosseiros no valor calculado para a resistência térmica do laser.

4.2.3 - Fonte Circular Uniforme Posicionada Concentricamente sobre um Cilindro Finito Homogêneo

Não existe expressão analítica exata em forma fechada para a resistência térmica associada a uma fonte de calor circular, com diâmetro D_Q , em temperatura constante, posicionada sobre um cilindro uniforme de diâmetro D_S e condutividade térmica k . A configuração associada a esta situação encontra-se mostrada esquematicamente na Fig. 4.3. Nesta figura, mostram-se, também, as condições de contorno e o sistema de coordenadas adotados.

As condições de contorno sobre a variação da temperatura ao longo do eixo z , no topo do cilindro, indicam que a fonte está uniformemente distribuída sobre um disco de espessura infinitesimal e diâmetro D_Q . A condição de contorno sobre a variação radial da temperatura indica que foram desprezadas as perdas de calor através da parede lateral do cilindro. No fundo do cilindro, o fluxo de calor está, supostamente, completo, de modo que a temperatura é constante.



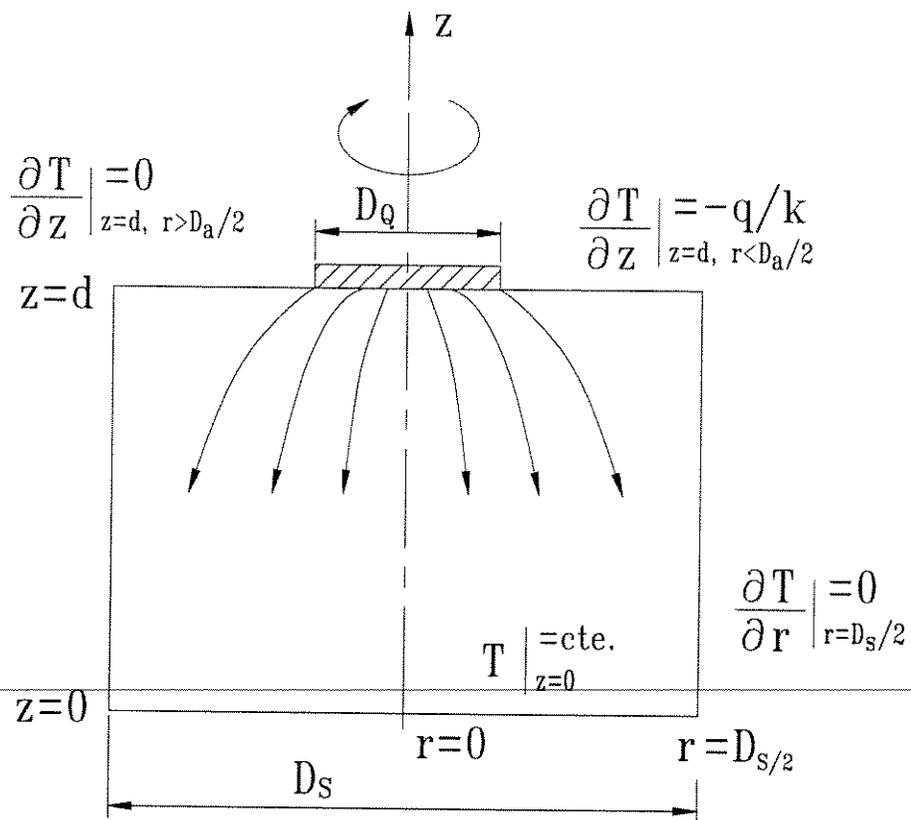


Fig. 4.3 - Representação Esquemática, com as Respectivas Condições de Contorno, de uma Fonte Circular e Uniforme de Calor Posicionada sobre um Cilindro Homogêneo.

Considerando-se que as dimensões do cilindro são muito maiores que o caminho médio livre dos fônons (*phonon mean-free-path*), a condução de calor neste meio isotrópico será descrita através da clássica equação de Fourier[36]:

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + k \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q = 0 \quad (4.4)$$

onde:

q é a densidade volumétrica (em $W \cdot m^{-3}$) de geração local de calor.

Copper et al. [37a], quando estudavam os contatos térmicos entre tambores de combustíveis de forma cilíndrica empregados em reatores nucleares, obtiveram para a Eq. (4.4), sujeita às condições de contorno mostradas na Fig. 4.3, a seguinte expressão para a resistência térmica:

$$R_{th} = \frac{4d}{\pi k D_S^2} + R_C \quad (4.5)$$

onde:

R_C representa a resistência térmica de contato para o espalhamento lateral do calor; podendo ser representada por uma série infinita de funções de Bessel[37a].

A solução em série obtida para a resistência térmica associada ao fluxo lateral de calor pode ser aproximada pela seguinte expressão analítica [37b]:

$$R_C \cong \frac{1}{2k D_Q} (1 - D_Q / D_S)^{3/2} \quad (4.6)$$

A Eq. (4.6) aproxima a solução em série com erro máximo de 2% sobre o valor da resistência térmica. A região na qual o erro é máximo situa-se entre os limites $0,7 < D_Q / D_S < 0,8$.

O primeiro termo da Eq. (4.5) corresponde à resistência térmica associada ao fluxo de calor unidimensional em um cilindro uniforme de diâmetro D_S , altura d e condutividade térmica k .

A análise da Eq. (4.5) permite concluir que ela abrange, como casos extremos, os exemplos apresentados nas duas Subsecções anteriores. Quando D_Q é igual a D_S , o segundo termo da Eq. (4.5) se anula e tem-se apenas o fluxo vertical de calor, conforme também descreve a Eq. (4.2). Quando o diâmetro do cilindro, D_S , é muito maior que o diâmetro da fonte, D_Q , a Eq. (4.5) pode ser aproximada pela Eq. (4.3), correspondendo à expressão para a resistência térmica de contato de um meio semi-infinito.

Convém ressaltar que, para a validade da Eq. (4.6), presume-se que o meio no qual o calor se propaga é suficientemente espesso, de modo que todo o fluxo lateral se complete, conforme ilustrado na Fig. 4.3 através das condições de contorno

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=D_S/2} = 0 \quad \text{e} \quad T = \text{cte.} \Big|_{z=0} \quad [38].$$

Apesar de as Eqs. (4.5) e (4.6) terem sido originalmente propostas para o caso de um cilindro isotrópico, a sua extensão para a situação em que existe anisotropia é imediata. Considerando-se a mesma situação representada na Fig. 4.3 e, ainda, que a condutividade térmica para o fluxo vertical de calor é k_z e que a condutividade térmica para o fluxo radial é k_r , k_z e k_r constantes, tem-se que, neste caso, a equação de condução de Fourier será dada por:

$$k_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + k_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q = 0 \quad (4.7)$$

Pode, então, a resistência térmica associada a tal fluxo anisotrópico de calor ser dada por:

$$R_{th} \equiv \frac{4d}{\pi k_z D_S^2} + \frac{1}{2k_r D_Q} (1 - D_Q / D_S)^{3/2} \quad (4.8)$$

O erro cometido na aproximação dada pela Eq. (4.8) é o mesmo apresentado pela Eq. (4.6), isto é, corresponde apenas ao erro da aproximação da solução em série para a resistência de contato pela forma analítica fechada.

4.3 - CONDUÇÃO TÉRMICA ANISOTRÓPICA EM MEIOS COM MÚLTIPLAS CAMADAS

Em um meio com múltiplas camadas, tal como os espelhos de quarto de onda comumente empregados em VCSELs, a Eq. (4.8) pode ser aplicada desde que se introduza o conceito de um meio uniforme e anisotrópico equivalente ao sistema de várias camadas.

Em um meio com N camadas isotrópicas, sendo d_i e k_i ($i = 1, 2, \dots, N$) a espessura e a condutividade térmica, respectivamente, da i -ésima camada; introduz-se o conceito da condutividade térmica equivalente para o fluxo radial de calor como sendo a condutividade térmica equivalente para o sistema de camadas conectadas em paralelo, obtendo-se:

$$k_{eq,r} = \frac{\sum_{i=1}^N k_i d_i}{\sum_{i=1}^N d_i} \quad (4.9)$$

Similarmente, define-se a condutividade térmica equivalente para o fluxo vertical de calor como sendo a condutividade térmica da associação em série do sistema de camadas isotrópicas, isto é:

$$k_{eq,z} = \frac{\sum_{i=1}^N d_i}{\sum_{i=1}^N (d_i / k_i)} \quad (4.10)$$

A anisotropia do meio equivalente não deve ser confundida com a eventual anisotropia das camadas constituintes.

O transporte de calor pode ser intrinsecamente anisotrópico em camadas com espessura inferior ao caminho livre médio dos fônons, o qual para GaAs, em temperatura ambiente, é de, aproximadamente, 20nm [40].

O caminho livre médio dos fônons em um meio, a uma dada temperatura, é definido como sendo o percurso médio que um fônon faz sem que sofra colisões. Se a camada na qual a propagação ocorre é comparável ao caminho livre médio, o fenômeno de espalhamento nas interfaces deve ser considerado, tendo em vista que a condutividade térmica assume magnitude significativamente inferior ao seu valor intrínseco.

São exemplos de meios intrinsecamente anisotrópicos com aplicação em VCSELs: as camadas de composição gradual introduzidas nas interfaces das camadas de quarto de onda nos espelhos DBR [41] e os poços quânticos da região ativa.

4.4 - RESISTÊNCIA TÉRMICA DE VCSELs QUE APRESENTAM EMISSÃO PELO TOPO - FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Vários mecanismos são responsáveis pela geração de calor dentro de VCSELs. Dentre tais fenômenos pode-se citar: o aquecimento devido ao efeito Joule nos espelhos DBR; a recombinação não radiativa de portadores na região de ganho; a absorção de radiação por portadores livres (*free carrier absorption*) e o aquecimento Joule nas barreiras das heterojunções.

Na Fig. 4.4 mostra-se a configuração esquemática de um PITSEL (**P**roton-**I**mplanted **T**op-**S**urface **E**mitting **L**aser), uma das estruturas mais populares de VCSELs desenvolvidos recentemente [42, 43, 44]. Assume-se que o dispositivo apresenta simetria cilíndrica. No exemplo ilustrado, a região ativa é composta por múltiplos poços quânticos (MQW) de GaAs/AlGaAs e encontra-se posicionada entre dois espelhos de quarto de

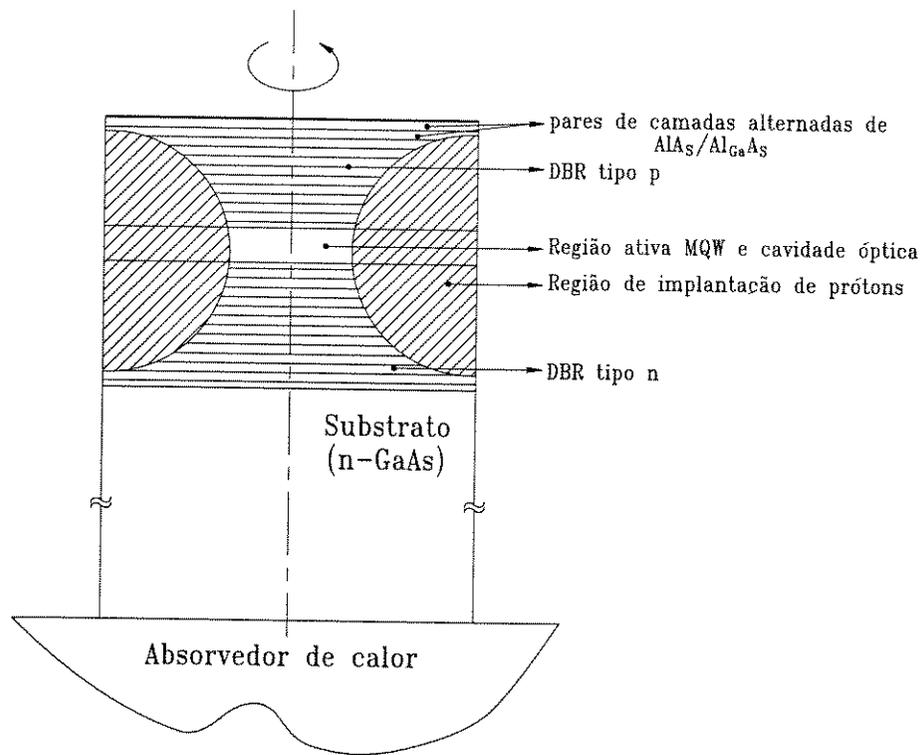


Fig. 4.4 - Típica Configuração de um Laser de Emissão Superficial pelo Topo com Regiões de Implante de Prótons (PITSEL) de GaAs/AlGaAs.

onda de AlAs/AlGaAs. Lateralmente, a região ativa está posicionada entre regiões de alta resistividade elétrica, obtidas por implante de prótons. O dispositivo é montado sobre um meio absorvedor de calor, de forma a facilitar a dissipação térmica.

Na Fig. 4.5 ilustra-se a distribuição das fontes de calor que será assumida no modelamento do dispositivo ilustrado na Fig. 4.4. As principais fontes de calor estão associadas à alta resistência série dos espelhos e à recombinação não radiativa, a qual se dá com a emissão de fônons, na região ativa.

Assume-se que as fontes de calor encontram-se concentradas em discos, com diâmetros iguais ao diâmetro da região ativa, posicionados nos centros das regiões às quais estão associadas. Isto corresponde a assumir que a recombinação não radiativa distribui-se uniformemente por toda a região ativa; e, que o fluxo vertical de corrente elétrica, em cada espelho, concentra-se em um cilindro de raio igual ao raio da região ativa, sendo o aquecimento Joule uniformemente distribuído sobre tal cilindro. Como a espessura da região ativa é muito menor que a espessura de cada espelho, despreza-se uma eventual diferença entre a condutividade térmica da região ativa e a condutividade térmica de cada espelho.

Cada espelho tipo DBR consiste, conforme anteriormente descrito, de camadas alternadas com alto índice de refração, n_H , e baixo índice de refração, n_L . As correspondentes espessuras destas camadas são d_H e d_L , nesta ordem; as condutividades térmicas dos meios alternados são, respectivamente, k_H e k_L . Cada espelho de quarto de onda será substituído, na análise que se segue, conforme discutido na Secção 4.3, por um meio uniforme e anisotrópico equivalente, no qual a condutividade térmica para o fluxo vertical de calor é dada por:

$$k_{DBR,z} = (d_L + d_H) / (d_L / k_L + d_H / k_H) \quad (4.11)$$

A condutividade térmica para o espalhamento lateral do calor será dada por

$$k_{DBR,r} = (k_L d_L + k_H d_H) / (d_L + d_H) \quad (4.12)$$

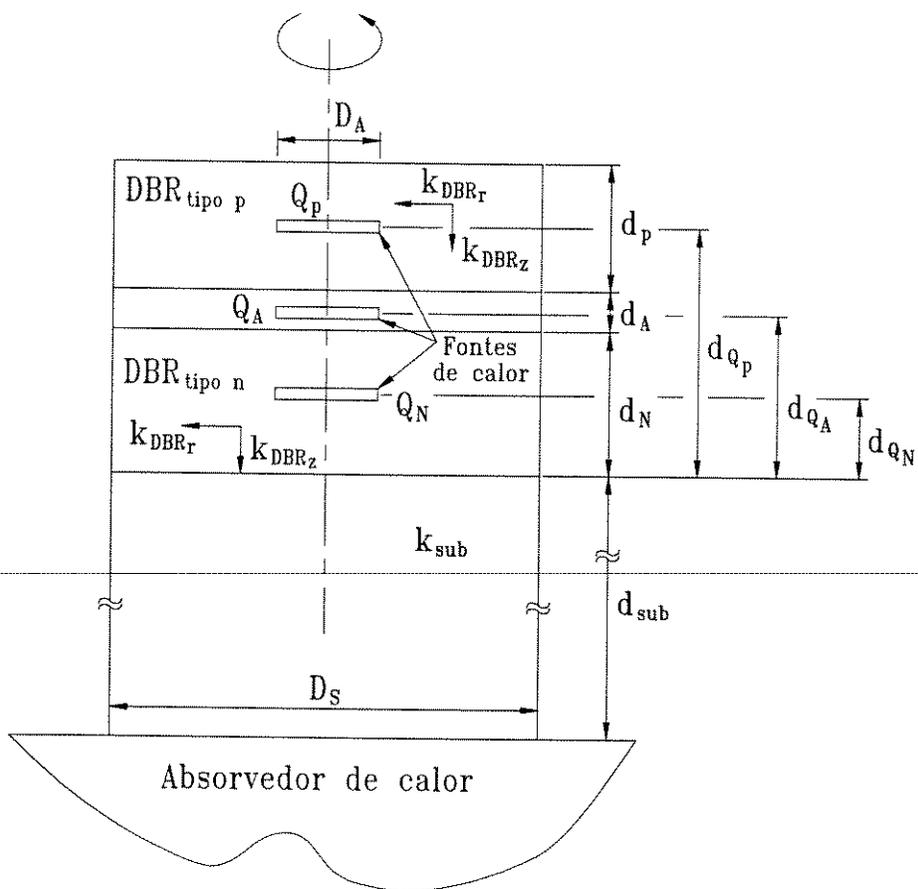


Fig. 4.5 - Representação Esquemática das Fontes de Calor em um PITSEL.

A fonte de calor, Q_α , $\alpha = A, P, N$, posiciona-se no centro da região à qual está associada. Dentro de cada uma destas regiões, admite-se que o fluxo é anisotrópico. A espessura de cada região é d_α , $\alpha = A, P, N$. A distância entre a fonte Q_α e a interface do espelho tipo **n** com o substrato é d_{Q_α}

É interessante observar que, a menos que as condutividades térmicas das camadas constituintes do espelho sejam idênticas - correspondendo ao caso de um meio uniforme e isotrópico - o valor da condutividade térmica para o espalhamento lateral será sempre superior ao valor da condutividade térmica para o fluxo vertical.

As Eqs. (4.11) e (4.12) são aplicáveis no caso em que a estrutura do espelho apresenta interfaces abruptas. Na prática, freqüentemente, utilizam-se, nas interfaces entre as camadas de quarto de onda, camadas ultrafinas de composição gradual. A finalidade de se introduzir interfaces de composição gradual entre as camadas de quarto de onda é reduzir as barreiras de potencial nas junções, provocando uma diminuição nos valores da resistência série e da tensão de limiar de operação do dispositivo. A extensão das Eqs. (4.11) e (4.12) para o caso de DBRs que apresentam interfaces graduais é imediata, bastando que as somatórias sejam tomadas sobre todas as camadas que constituem um período da estrutura refletora.

Será objeto de uma outra Secção deste Capítulo o tratamento do fluxo anisotrópico em camadas de composição gradual.

No modelamento aqui proposto, considera-se, a partir de cada fonte de calor, o fluxo bidimensional de calor em direção ao absorvedouro de calor. despreza-se o fluxo que se propaga em sentido contrário.

4.5 - MODELO DO CILINDRO UNIFORME

Nesta Secção, como primeira aproximação, assume-se que as características de propagação do calor em PITSELS são determinadas pelo substrato. A argumentação que fundamenta esta premissa é o fato de que a espessura do substrato em configurações típicas destes dispositivos é mais de uma dezena de vezes superior à espessura acumulada de cada espelho de quarto de onda. Desta forma, considerar-se-á que o dispositivo pode ser tratado como um cilindro uniforme de condutividade térmica igual à condutividade

térmica do substrato e cuja espessura, $d_{eq,\alpha}$, é obtida, para cada fonte de calor, convertendo-se a região tipo DBR em seu equivalente térmico como se segue [45]:

$$d_{eq,\alpha} = d_{SUB} + d_{Q\alpha} k_{SUB} / k_{DBR,z}; \quad \alpha = P, A, N \quad (4.13)$$

onde:

d_{SUB} é a espessura do substrato,

$d_{Q\alpha}$ é a distância entre a fonte de calor, Q_α , e a interface do DBR tipo n com o substrato (vide Fig. 4.5),

k_{SUB} é a condutividade térmica do substrato,

$k_{DBR,z}$ é a condutividade térmica para o fluxo vertical de calor no espelho de quarto de onda.

Na Eq. (4.13), a espessura equivalente é escolhida de modo a tornar o fluxo vertical de calor invariante mediante esta transformação. Isto é, a conversão em um cilindro uniforme do sistema composto pelo cilindro de altura $d_{Q\alpha}$ e pelo substrato se dá através da imposição de que o fluxo vertical - avaliado pelo primeiro termo do lado direito da Eq. (4.8) - não se altera. É interessante observar que, nesta formulação, as características anisotrópicas da propagação do calor nos espelhos de quarto de onda foi considerada. Eventuais diferenças entre as propriedades térmicas dos espelhos e do sistema formado pela região ativa e pela cavidade óptica na qual esta se situa (“*spacer*”) foram desprezadas, devido à pequena dimensão relativa do segundo.

Mediante as aproximações supramencionadas, a resistência térmica associada a cada fonte de calor α , pode facilmente ser calculada empregando-se as Eqs. (4.5), (4.6) e (4.13), isto é:

$$R_{th,\alpha} = \frac{4d_{eq}}{\pi k_{SUB} D_S^2} + \frac{1}{2k_{SUB} D_A} (1 - D_A / D_S)^{3/2} \quad (4.14)$$

A Eq. (4.14) é aplicável, isoladamente, para cada fonte de calor; o aumento da temperatura da região ativa pode ser calculado aplicando-se o princípio da superposição, resultando em:

$$\Delta T_A = R_{th,N} Q_N + R_{th,A} Q_A + R_{th,P} Q_P \cdot \frac{d_{eq,A}}{d_{eq,P}} \quad (4.15)$$

onde:

Q_α representa a potência dissipada pela fonte de calor α .

Na Eq. (4.15), a forma da contribuição da fonte de calor situada no espelho de quarto de onda tipo p difere das demais contribuições pois esta fonte encontra-se situada acima da região ativa.

A resistência térmica do dispositivo é, então, dada pela razão entre o acréscimo total da temperatura da região ativa e a quantidade total de potência térmica gerada, como se segue:

$$R_{th} = \left[R_{th,N} Q_N + R_{th,A} Q_A + R_{th,P} Q_P \cdot \frac{d_{eq,A}}{d_{eq,P}} \right] / Q_T \quad (4.16)$$

$$Q_T = Q_P + Q_A + Q_N \quad (4.17)$$

A Eq. (4.14) é aplicável desde que a altura $d_{eq,\alpha}$ do cilindro seja suficientemente grande para que o espalhamento lateral do calor possa se completar, de modo a serem satisfeitas as condições de contorno que impõem ausência de espalhamento lateral nas paredes do cilindro e temperatura constante em sua base, situada na interface entre o substrato e o observador de calor (vide Fig. 4.3).

Desta forma, para um dado valor de diâmetro da região ativa, se d_{eq} é muito pequeno (ou, equivalentemente, se o diâmetro do dispositivo, D_S , é demasiado grande) a Eq. (4.14) superestima o valor da resistência térmica do laser. Nesse sentido, convém estabelecer-se um limite para o qual tal equação não mais se aplica. Nakwaski e Osinski [38] concluíram que o valor dessa espessura crítica, para a qual a Eq. (4.14) perde sua

validade, pode ser estimado, com erros da ordem de 1%, a partir da condição de mínima resistência térmica, a qual se exprime, para um dado valor de diâmetro da região ativa, D_A , e de condutividade térmica, k , pela equação:

$$\frac{\partial R_{th}}{\partial D_S} = 0 \quad (4.18)$$

Para o caso tratado nesta Subsecção, em que a condutividade térmica do cilindro independe dos demais parâmetros que o caracterizam, a condição de validade do método aqui proposto resulta em:

$$d_{eq,\alpha} > d_{cr} = \frac{3\pi D_S}{32} (1 - D_A / D_S)^{1/2} \quad (4.19)$$

4.6 - MODELO DA CONDUTIVIDADE TÉRMICA EFETIVA

Se a condutividade térmica para o fluxo radial de calor nos espelhos de múltiplas camadas for muito distinta da condutividade térmica do substrato, o modelo do cilindro uniforme, apresentado na Secção anterior não é aplicável.

Neste sentido, introduz-se, nesta Secção, o conceito de uma condutividade térmica efetiva, $k_{eff,\alpha}$, para cada fonte de calor α , de modo que a resistência térmica associada à referida fonte seja dada por:

$$R_{th,\alpha} = \frac{4d_{eff}}{\pi k_{eff,\alpha} D_S^2} + \frac{l}{2k_{eff,\alpha} D_A} (1 - D_A / D_S)^{3/2}; \quad \alpha = P, A, N \quad (4.20)$$

A Eq. (4.20) significa que a estrutura do dispositivo será tratada como se fosse um cilindro uniforme com altura d_{eff} e condutividade térmica k_{eff} . A altura efetiva de tal cilindro será calculada de modo a manter invariante a componente vertical do fluxo de calor, de forma análoga à Secção anterior, sendo dada por:

$$d_{eff} = k_{eff,\alpha} \cdot \left(\frac{d_{SUB}}{k_{SUB}} + \frac{d_{Q\alpha}}{k_{DBR,z}} \right) \quad (4.21)$$

A aplicação das Eqs. (4.20) e (4.21) presume que o espalhamento lateral do fluxo seja completo dentro do dispositivo. Por esta razão, a condutividade térmica efetiva que aparece nessas equações é escolhida como sendo a condutividade térmica para o fluxo lateral de calor em um cilindro que tem o topo imediatamente abaixo da fonte de calor e cuja altura é dada pela espessura crítica d_{cr} , isto é, pela espessura mínima necessária para que o fluxo lateral do calor se complete. Duas situações distintas podem ser esperadas quanto ao valor da condutividade térmica efetiva relativa à fonte α : a primeira possibilidade é que a altura d_{cr} desse cilindro equivalente seja inferior ou igual à distância entre a fonte de calor e a interface do espelho DBR tipo n com o substrato. Se assim for, a condutividade térmica equivalente deverá ser dada, simplesmente, pela condutividade térmica para o fluxo radial no espelho de quarto de onda, isto é:

$$k_{eff,\alpha} = k_{DBR,r} \quad (4.22)$$

A segunda possibilidade, quanto ao valor da condutividade térmica efetiva relativa à fonte α , corresponde ao caso em que a altura, d_{cr} , associada ao completo espalhamento lateral, é superior à distância entre a fonte de calor e a interface entre o substrato e o espelho DBR tipo n. A condutividade efetiva, nesta situação, será dada pela condutividade para o fluxo lateral de calor em um cilindro composto por uma camada superior com condutividade térmica $k_{DBR,r}$ e espessura $d_{Q\alpha}$ e por uma camada inferior com condutividade térmica k_{SUB} e espessura $d_{s,\alpha}$; o valor $d_{s,\alpha}$ é a profundidade que o fluxo de calor necessita penetrar no substrato para que as condições de contorno nas paredes laterais do cilindro sejam satisfeitas. Neste caso, a condutividade térmica efetiva associada à fonte α pode ser escrita como se segue[39]:

$$k_{eff,\alpha} = \left(k_{DBR,r} d_{Q\alpha} + k_{SUB} d_{s,\alpha} \right) / \left(d_{Q\alpha} + d_{s,\alpha} \right) \quad (4.23)$$

Por outro lado, de acordo com a argumentação acima, a espessura crítica no meio equivalente obedecerá à relação[39]:

$$d_{cr,eq} = k_{eff,\alpha} \cdot \left(\frac{d_{s,\alpha}}{k_{SUB}} + \frac{d_{Q\alpha}}{k_{DBR,z}} \right) \quad (4.24)$$

O sistema não linear formado pelas Eqs. (4.23) e (4.24) pode ser resolvido analiticamente, resultando na seguinte expressão para a parcela do substrato efetivamente utilizada para que o espalhamento lateral do fluxo de calor se completasse:

$$d_{s,\alpha} = \frac{l}{2} A_{\alpha} + \frac{l}{2} \left[A_{\alpha}^2 + 4d_{Q\alpha} \left(d_{cr,eq} - d_{Q\alpha} \frac{k_{DBR,r}}{k_{DBR,z}} \right) \right]^{1/2} \quad (4.25)$$

onde:

$$A_{\alpha} = \left[d_{cr,eq} - d_{Q\alpha} \left(k_{SUB} / k_{DBR,z} + k_{DBR,r} / k_{SUB} \right) \right] \quad (4.26)$$

A condutividade térmica efetiva correspondente às Eqs. (4.24) e (4.25) será, então dada por:

$$k_{eff,\alpha} = \left\{ B_{\alpha} - \left[B_{\alpha}^2 - 4d_{Q\alpha} d_{cr,eq} \left(k_{SUB} / k_{DBR,z} - 1 \right) \right]^{1/2} \right\} / \left[2d_{Q\alpha} \left(k_{DBR,z}^{-1} - k_{SUB}^{-1} \right) \right] \quad (4.27)$$

$$B_{\alpha} = d_{cr,eq} + d_{Q\alpha} \left(\frac{k_{SUB}}{k_{DBR,z}} - \frac{k_{DBR,z}}{k_{SUB}} \right) \quad (4.28)$$

O sistema formado pelas Eqs. (4.23) e (4.24) admite uma outra solução além daquela expressa através das equações (4.25) e (4.27). A escolha adequada da solução para o problema foi feita de modo a assegurar a continuidade do fluxo de calor na interface do espelho com o substrato.

Em outros termos, a condutividade térmica k_{eff} deve ser contínua na interface.

4.7 - PITSELS BASEADOS EM GaAs

4.7.1 - Camadas Ultrafinas de Composição Gradual

VCSELS operando em regime contínuo (cw) e com alta potência de saída tendem a apresentar alta resistência série e elevada tensão de limiar. Se a resistência série for alta, o dispositivo apresentará grande dissipação ôhmica, limitando a potência óptica de saída e a faixa de temperatura na qual a operação em regime cw é possível. Resistências séries elevadas resultam, principalmente, da resistência devido aos contatos e da dificuldade de transportar os portadores através das barreiras de potenciais formadas nas interfaces entre as sucessivas camadas de quarto de onda nos espelhos. A primeira das causas do efeito indesejado mencionado acima pode ser minimizada aumentando-se a área de contato e por meio de mecanismos que melhorem o confinamento da corrente, como, por exemplo, o implante de prótons. O potencial das barreiras nas interfaces entre camadas de composição alternada sucessivas, nos espelhos, pode, por sua vez, ser reduzido empregando-se, entre as camadas de quarto de onda, camadas ultrafinas de composição gradual. Deste procedimento resulta que são removidos saltos abruptos no diagrama de banda de energia nas heterointerfaces.

Nesta Subsecção desenvolve-se um método simples para contabilizar o efeito da introdução de tais estruturas de composição gradual sobre as características de propagação térmica do dispositivo.

Para compostos ternários envolvendo elementos dos grupos III e V da tabela periódica, é válida a seguinte expressão geral para a condutividade térmica [46]:

$$k(x) = (A + Bx - Cx^2)^{-1} \quad (4.29)$$

Para o caso específico de $Al_xGa_{1-x}As$, na temperatura ambiente, podem-se utilizar os valores [23]:

$$A = 2,27 \times 10^{-2} \text{ K/W} \quad (4.30a)$$

$$B = 2,883 \times 10^{-1} \text{ K/W} \quad (4.30b)$$

$$C = 3,00 \times 10^{-1} \text{ K/W} \quad (4.30c)$$

Estas camadas ultrafinas, geralmente com composição linearmente graduada, apresentam propriedades intrinsecamente anisotrópicas quanto à propagação do calor. Pode-se definir a condutividade térmica média para o espalhamento lateral do calor, através de uma generalização da Eq. (4.9), como se segue:

$$k_{G,r} = \int_0^{d_G} k(z) dz / d_G \quad (4.31)$$

onde:

d_G é a espessura da camada de composição gradual,

z é a posição medida ao longo da camada.

Similarmente, generalizando-se a Eq. (4.10), define-se a condutividade térmica média para o fluxo vertical de calor através de:

$$k_{G,z} = d_G / \int_0^{d_G} \frac{dz}{k(z)} \quad (4.32)$$

A condução do calor será localmente dependente da posição, a qual está relacionada com a composição do material através da simples relação linear:

$$x(z) = x_H + (x_L - x_H)z / d_G \quad (4.33)$$

onde:

x_L é a fração molar de $A\ell$ na camada com baixo índice de refração,

x_H é a fração molar de $A\ell$ na camada com alto índice de refração.

Usando-se a Eq. (4.33) pode-se perfazer a integração expressa pela Eq. (4.31), através da transformação de variáveis expressa pela Eq. (4.33), resultando na seguinte expressão analítica para a condutividade térmica associada ao fluxo lateral de calor em camadas de composição gradual linear:

$$k_{G,r} = \frac{1}{E_G} \ln \left| \frac{2A + B(x_L + x_H) - 2C x_L x_H + E_G}{2A + B(x_L + x_H) - 2C x_L x_H - E_G} \right| \quad (4.34)$$

onde:

$$E_G = (x_L - x_H)(B^2 + 4AC)^{1/2} \quad (4.35)$$

Similarmente, integrando-se a Eq. (4.32), obtém-se a seguinte expressão para a condutividade térmica associada ao fluxo vertical de calor:

$$k_{G,z} = \frac{3}{A + \frac{1}{2} B(x_L + x_H) - C(x_L^2 + x_L x_H + x_H^2)} \quad (4.36)$$

Para o caso específico da estrutura que se deseja analisar nesta Secção, a localização das fontes de calor, dentro da hipótese de estarem elas concentradas em um disco no centro da respectiva região de origem, é tomada como sendo: $d_{Q_N} = 3,02\mu\text{m}$; $d_{Q_A} = 6,19\mu\text{m}$ e $d_{Q_P} = 7,99\mu\text{m}$. Todas as medidas acima são consideradas em relação à interface entre o espelho tipo n-DBR e o substrato, conforme ilustra a Fig. 4.5.

Por fim, as condutividades térmicas associadas ao fluxo anisotrópico nas camadas de composição gradual são calculadas, a partir das Eqs. (4.34) a (4.36), resultando em $k_{G,r} = 17,08\text{W/m.K}$ e $k_{G,z} = 14,04\text{W/m.K}$.

Finalmente, podem ser generalizadas as Eqs. (4.11) e (4.12) no cálculo das condutividades térmicas radial e vertical dos espelhos tipo DBR. A generalização consiste em perfazerem-se as somatórias envolvidas no cálculo sobre todas as camadas componentes de um período da estrutura, obtendo-se, então:

$$k_{DBR,r} = (k_L d_L + k_H d_H + k_{G,r} d_G) / (d_L + d_H + d_G) \quad (4.37)$$

$$k_{DBR,z} = (d_L + d_H + d_G) / (d_L / k_L + d_H / k_H + d_G / k_{G,z}) \quad (4.38)$$

Utilizando-se a Eq. (4.29) obtém-se:

$$k_H = 16,9W / m.K; \quad k_{SUB} = 44,0W / m.K \quad e \quad k_L = 90,9W / m.K.$$

A partir dos valores acima e das Eqs. (4.37) e (4.38) obtém, então:

$$k_{DBR,r} = 48,87W / m.K \quad e \quad k_{DBR,z} = 24,72W / m.K.$$

Como a condutividade térmica para o fluxo radial de calor nos espelhos é um pouco superior ao valor da condutividade térmica do substrato, pode-se prever que o método simplificado da Secção 4.5 produza resultados ligeiramente superestimados para a resistência térmica do dispositivo para sistemas baseados em GaAs emitindo em comprimentos de onda no infravermelho próximo. No entanto, a diferença entre os resultados produzidos pelo método da Secção 4.5 e aqueles obtidos usando-se o método mais rigoroso da Secção 4.6 em SW-VCSELs tenderá a ser muito pequena.

4.7.2 - Distribuição das Fontes de Calor

Nas duas Secções anteriores foram apresentados modelos que permitem calcular, de forma simplificada e eficiente, a resistência térmica associada a cada fonte de calor existente em uma típica configuração de VCSEL com emissão pelo topo.

Para o cálculo da elevação de temperatura da região ativa, conforme a Eq. (4.15), e da resistência térmica do laser, conforme a Eq. (4.16), entretanto, é necessário que se conheça a contribuição relativa de cada uma dessas fontes sobre o total da potência térmica gerada no dispositivo.

A distribuição da potência térmica depende dramaticamente da específica estrutura de VCSEL empregada e do nível de injeção eletrônica.

Nakwaski e Osinski [3] concluíram que, em um VCSEL do tipo “poço cavado” (ilustrado na Fig. 4.1), o aquecimento Joule varia, aproximadamente, quadraticamente com a corrente de injeção; enquanto que, o aquecimento devido a fenômenos originados na região ativa, tais como a recombinação não radiativa e a absorção da radiação por portadores livres, mantém dependência, aproximadamente, linear com a corrente. Desta forma, Nakwaski e Osinski [3] observaram que o aquecimento devido a fenômenos que ocorrem na região ativa predomina para baixos níveis de bombeamento eletrônico e que o aquecimento Joule prevalece se a corrente de injeção for elevada.

Chen et al. [19] estudaram o comportamento térmico de um VCSEL com cavidade externa, crescido sobre um substrato de GaAs com dopagem tipo p e empregando espelhos semicondutores de quarto de onda; a região ativa era composta por 3 poços quânticos de $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ - portanto, o comprimento de onda de emissão estava em torno de 980nm. O dispositivo por eles estudado emitia pelo topo, sendo o espelho tipo p composto por apenas 7 períodos de $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$, de modo a possuir refletividade baixa o suficiente para possibilitar a realimentação óptica pela cavidade externa. Cheng et al. [19] concluíram que, no dispositivo por eles analisado, tanto o aquecimento resistivo como aquele com origem na região ativa do laser dependem linearmente da corrente de injeção. A observação foi feita sobre uma faixa de operação relativamente extensa: desde a corrente de limiar até, aproximadamente, três vezes esse valor. Além disso, Cheng e seus colaboradores afirmam [19] que o aquecimento Joule da região p será sempre predominante sobre as demais fontes de calor, e que a contribuição relativa da região ativa sobre o aumento global de temperatura varia desde 21%, no limiar de oscilação, até 44%, para uma corrente de injeção três vezes maior.

Com a discussão acima, a qual aponta exemplos conflitantes, pretende-se ilustrar quão difícil pode ser de se prever que fração da potência térmica total, Q_T , deve ser atribuída a uma específica fonte de calor.

Propõe-se, nesta Subsecção, a investigação de uma questão ligeiramente distinta daquela que procura calcular a exata partição da potência térmica entre as diversas fontes de calor: Qual a sensibilidade que o aumento da temperatura da junção apresenta em relação à localização específica das fontes que lhe dão origem?

Considera-se, aqui, o caso de um VCSEL com diâmetro, D_S , igual a $250\mu\text{m}$, estando a região ativa posicionada simetricamente em torno do eixo do diodo. A espessura do substrato é de $100\mu\text{m}$. A potência térmica total gerada, para cada nível de bombeamento escolhido, é tomada a partir da Ref. [47], obtendo-se que a potência térmica é 80mW , para uma corrente de injeção três vezes superior ao valor de limiar, e, 250mW para uma corrente seis vezes superior à corrente de limiar. A condutividade térmica efetiva associada a cada fonte de calor pode ser, facilmente, calculada, a partir da Eq. (4.27), obtendo-se: $k_{\text{eff},p} = 44,64\text{W / mK}$; $k_{\text{eff},A} = 44,48\text{W / mK}$ e $k_{\text{eff},N} = 44,22\text{W / mK}$. Todos estes valores são ligeiramente superiores ao valor da condutividade térmica do substrato. Desta forma, pode-se empregar o método da Secção 4.5, para os fins propostos nesta Secção, sabendo-se, de antemão, que uma ligeira superestimativa dos efeitos térmicos advém de tal procedimento.

Calculou-se o aumento de temperatura da região ativa do laser para diferentes distribuições das fontes de calor. Os resultados estão apresentados na Fig. 4.6. As três curvas superiores, na Fig. 4.6, em linha tracejada, referem-se a um nível de corrente de injeção seis vezes superior ao valor de limiar; a escala de temperatura para este caso encontra-se no lado direito da figura. As três curvas inferiores, em linha cheia, referem-se a uma corrente de injeção três vezes superior ao valor de limiar; a escala de temperatura, neste caso, encontra-se no lado esquerdo da Fig. 4.6.

Para ambas as situações mencionadas acima, três diferentes hipóteses são analisadas:

- 1) O aquecimento proveniente do espelho tipo n-DBR é desprezível. Os aumentos de temperatura para todas as distribuições possíveis da potência térmica, entre o espelho

tipo p-DBR e a região de ganho, compatíveis com este caso, são ilustrados na curva rotulada por 1 na Fig. 4.6. Esta hipótese está de acordo com o trabalho de Cheng et al. [19], o qual explica a alta resistividade elétrica de espelhos tipo p-DBR através da elevada descontinuidade no diagrama de banda nas interfaces entre camadas de quarto de onda sucessivas. Aqueles autores apontaram como principal mecanismo de fluxo de portadores, nessas barreiras de potencial, a corrente de tunelamento quântico [19]. O tunelamento quântico das lacunas é mais difícil que o tunelamento de elétrons, pois as primeiras apresentam massa muito mais elevada, e, o valor da corrente de tunelamento decai exponencialmente com a massa da partícula transportada.

2) Metade da potência térmica é gerada na região ativa. Os correspondentes aumentos de temperatura para as configurações de distribuição das fontes de calor compatíveis com esta situação são mostrados nas curvas rotuladas por 2 na Fig. 4.6. Esta hipótese corresponde a considerar uma situação em que efeitos como a recombinação não-radiativa e a absorção da radiação por portadores livres possuem grande importância sobre a temperatura da região ativa.

3) A potência térmica gerada no espelho tipo p-DBR é o dobro da potência térmica gerada no espelho tipo n-DBR. Os valores de aumento de temperatura da região ativa correspondentes a esta situação são ilustrados nas curvas marcadas com 3 na Fig. 4.6. Esta hipótese corresponde, ao contrário da primeira hipótese, a considerar relevante contribuição do efeito Joule, dentro de parâmetros realistas, presente no espelho n-DBR sobre a temperatura da região ativa.

Conclui-se da análise da Fig. 4.6 que a localização das fontes de calor possui importância secundária sobre o aumento de temperatura da região ativa. A maior variação de temperatura, associada com uma eventual redistribuição de potência entre as fontes de calor, seria inferior a 3%. Portanto, o comportamento térmico de PITSELS de AlGaAs/GaAs pode ser obtido mediante uma aproximação que considere todas as fontes de calor dentro do dispositivo como se fossem concentradas em uma única localização: na região ativa. Conseqüentemente, a resistência térmica associada às fontes concentradas na região ativa, $R_{th,A}$, representa uma excelente aproximação para a resistência térmica do

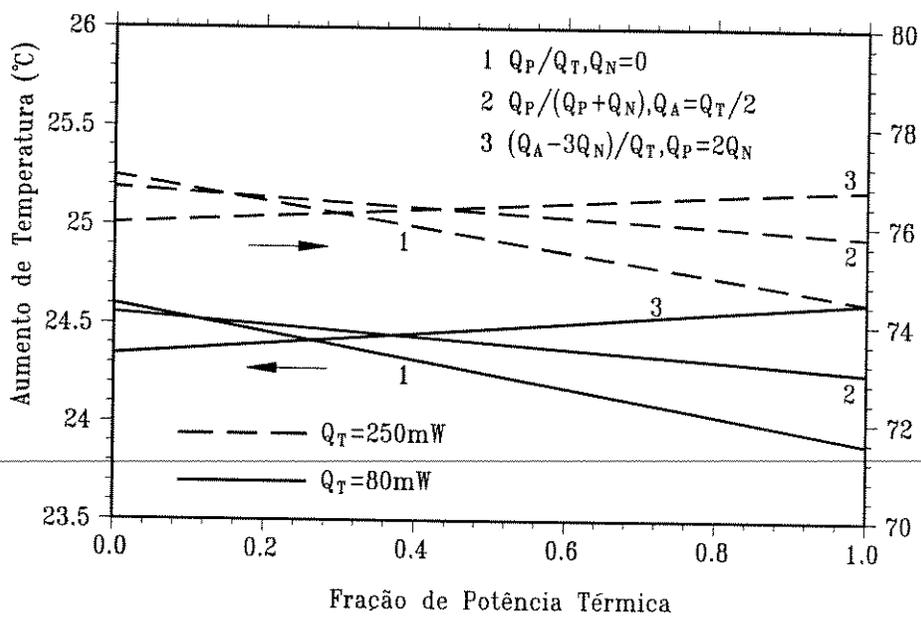


Fig. 4.6 - Aumentos da Temperatura da Região Ativa para Várias Distribuições das Fontes de Calor em PITSELS de GaAs/AlGaAs.

laser como um todo. Esta hipótese, fundamentada nesta Secção, facilitará grandemente os cálculos de resistência térmica de PITSELS ao longo desta Tese.

4.7.3 - Cálculo de Resistência Térmica de SW-VCSELS

Através dos métodos simples propostos nas Secções 4.5 e 4.6, e mediante a argumentação apresentada na Subsecção anterior - justificando considerarem-se, para efeito de análise, todas as fontes de calor como se estivessem concentradas na região ativa do laser - pode-se proceder a rápida avaliação da resistência térmica para uma grande diversidade de configurações de dispositivos.

Na Fig. 4.7 mostram-se os valores de resistência térmica calculados para vários diâmetros da região ativa do laser, D_A , em função da razão entre o diâmetro da região ativa e o diâmetro do dispositivo. As simulações são feitas para lasers que empregam espelhos de quarto de onda com estrutura idêntica à discutida na Subsecção 4.7.1 [44]. Para cada valor de diâmetro da região ativa, conforme se pode observar na Fig. 4.7, existe um diâmetro do laser que minimiza o valor da resistência térmica. A curva que representa esses valores ótimos de resistência térmica encontra-se rotulada por na Fig.4.7.

À direita da curva de mínima resistência térmica na Fig. 4.7, encontra-se uma região de rápido crescimento da resistência térmica do dispositivo. Esse crescimento será tão mais acelerado quanto menor for o diâmetro da região ativa. Isso deve-se ao fato de que o espalhamento do fluxo lateral de calor prevalece em PITSELS cuja região de ganho tenha pequena dimensão.

Ainda na Fig. 4.7, são mostrados resultados, para cada valor de diâmetro da região ativa, obtidos através dos métodos apresentados na Secção 4.5 (linhas tracejadas) e na Secção 4.6 (linhas cheias). Observa-se que através do modelo simplificado do cilindro uniforme obtêm-se, praticamente, os mesmos resultados que são obtidos pelo modelo da condutividade térmica efetiva. Isto se deve à pequena diferença entre a condutividade térmica para o espalhamento radial do calor nos espelhos e a condutividade térmica do substrato. A diferença entre os resultados obtidos pelos dois métodos é, ainda que peque-

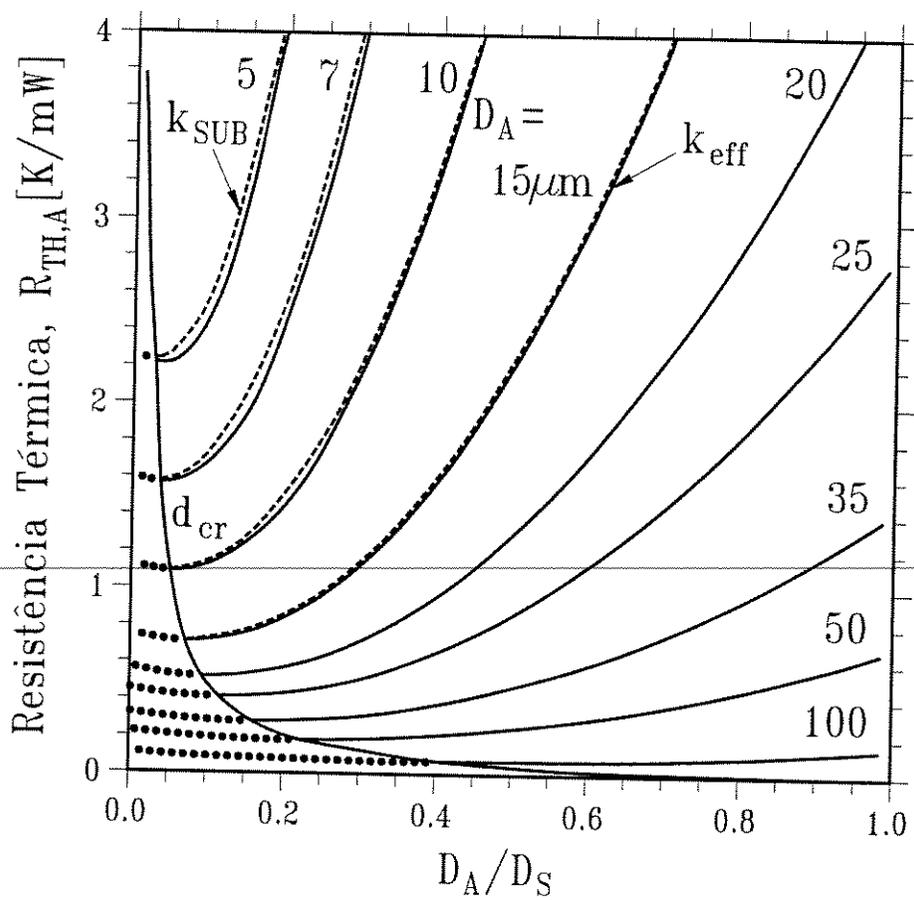


Fig. 4.7 - Resistência Térmica para Várias Configurações de PITSELS de GaAs/AlGaAs. A Espessura do Substrato é $100\mu\text{m}$. $d_{QA} = 6,19\mu\text{m}$; $k_{\text{sub}} = 44,0 \text{ W/m.K}$; $k_{\text{DBRr}} = 48,87 \text{ W/m.K}$; $k_{\text{subz}} = 24,72 \text{ W/m.K}$.

na, mais visível para pequenos valores de diâmetro da região ativa, justamente porque o fluxo lateral de calor torna-se mais significativo em tal situação.

O valor da espessura do substrato empregado nas simulações apresentadas na Fig. 4.7 foi de $100\mu\text{m}$.

Na Fig. 4.8 são mostrados cálculos para PITSELS de GaAs/AlGaAs, com a mesma estrutura de espelhos DBR apresentada na Subsecção 4.7.1 [44]; a espessura do substrato é, neste caso, $50\mu\text{m}$. Observa-se que o valor da resistência térmica de um VCSEL isolado permanece praticamente inalterado pela redução da espessura do substrato.

A comparação dos resultados apresentados nesta Secção com resultados obtidos experimentalmente para a resistência térmica de PITSELS mostra uma excelente concordância. Para um dispositivo com diâmetro da região ativa igual a $15\mu\text{m}$ e diâmetro total igual a $200\mu\text{m}$, a Fig. 4.7 dá um valor de resistência térmica igual a 760K/W ; correspondendo a uma diferença de 5% em relação ao valor experimental de 800K/W encontrado para tal estrutura [48].

Outro resultado experimental recente obtido para a resistência térmica de um PITSEL de GaAs/AlGaAs foi 920K/W [49], sendo que o diâmetro da região ativa era $16\mu\text{m}$ e a espessura do substrato encontrava-se na faixa de $300\mu\text{m}$ a $400\mu\text{m}$. O resultado correspondente a tal situação não se encontra ilustrado nas Figs. 4.7-4.8, mas a aplicação do modelo do cilindro uniforme (Secção 4.5) permite a rápida avaliação do valor de resistência térmica esperado para tal estrutura, admitindo-se, novamente, que o diâmetro do substrato era $200\mu\text{m}$. O valor calculado foi 888K/W , correspondendo a uma diferença percentual de, aproximadamente, 3,5% em relação ao valor experimental.

Uma possível razão para a diferença obtida entre os valores de resistência térmica previstos pelos métodos apresentados neste Capítulo e os correspondentes valores experimentais é a influência do efeito do contato elétrico superior do laser. Um recente estudo sobre o efeito do contato elétrico superior [50] prevê que, para o caso de PITSELS montados com o lado p para cima, uma redução da ordem de 10% no valor da resistência térmica pode ser obtida pelo aumento da espessura do contato de seu valor típico - $0,3\mu\text{m}$

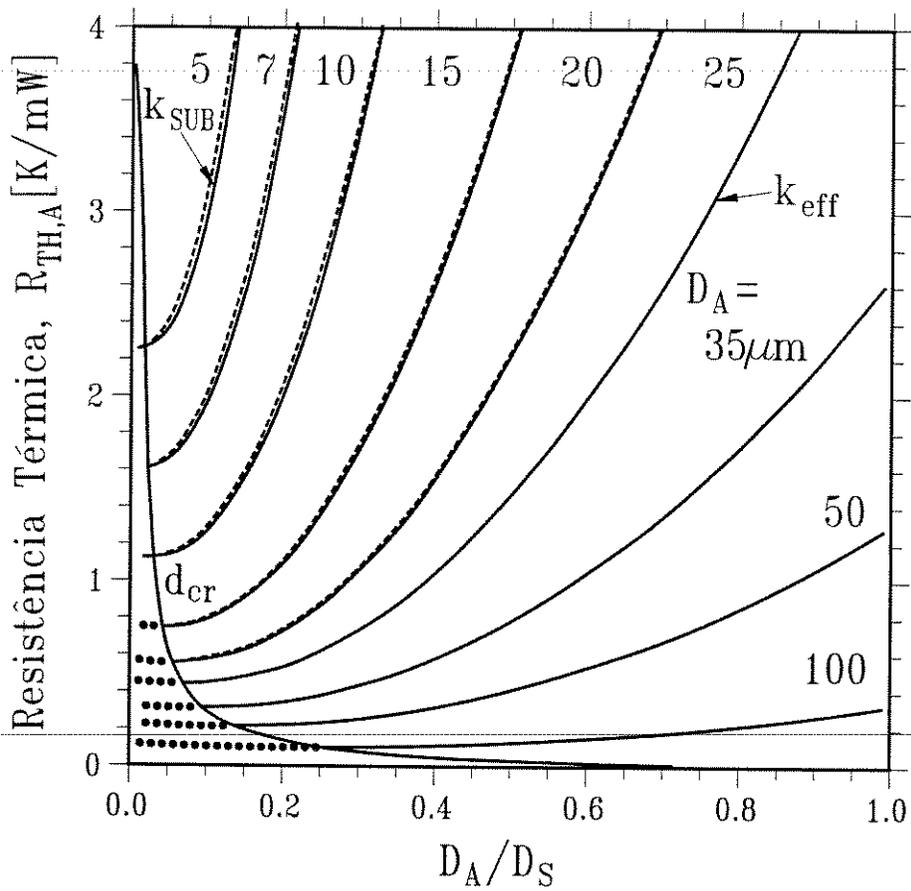


Fig. 4.8 - Resistência Térmica para Várias Configurações de PITSELS de GaAs/AlGaAs. A Espessura do Substrato é $50\mu m$. $d_{QA} = 6,19\mu m$; $k_{sub} = 44,0$ W/m.K; $k_{DBRr} = 48,87$ W/m.K; $k_{subz} = 24,72$ W/m.K.

[51] - para 1,0 μ m. Vale lembrar que o efeito dos contatos não foi considerado na análise aqui apresentada.

Ainda para o caso do dispositivo descrito na Ref. [49] pode-se prever que uma sensível redução, da ordem de 20%, do valor de resistência térmica seria, potencialmente, obtida se o diâmetro do laser fosse aumentado para 400 μ m.

Isto ilustra quão úteis podem ser os métodos simples e rápidos desenvolvidos neste Capítulo no projeto e otimização de PITSELS.

Os métodos desenvolvidos nas Secções 4.5 e 4.6 aplicam-se, também, no caso de redes bidimensionais de PITSELS. Serão desprezados os efeitos das bordas, isto é, a análise restringe-se ao caso de redes com grande número de PITSELS. Será analisada a situação crítica do ponto de vista de problemas térmicos, onde todos os elementos da rede são simultaneamente excitados de modo uniforme.

Na Fig. 4.9 ilustra-se, de forma esquemática, uma rede bidimensional de PITSELS. O espaçamento entre dois vizinhos próximos é dado por S e D_A é o diâmetro de cada emissor. Na Fig. 4.9, a representação esquemática pressupõe que a alimentação dos vários emissores se dá de forma simultânea; na prática, esta situação ideal, do ponto de vista da produção de alta potência, não foi ainda atingida. Na prática, têm sido empregados diferentes esquemas de endereçamento independente laser a laser - para pequena escala de integração - ou, em caso de larga escala de integração, de endereçamento matricial - onde os contatos tipo p de todos os lasers de uma linha são conectados, enquanto que os contatos n de laser em coluna são conectados; aplicando-se polarização à i -ésima linha e à j -ésima coluna, o ij -ésimo laser é ligado [52].

O comportamento térmico da rede de lasers ilustrada na Fig. 4.9 pode ser analisado considerando-se o fluxo tridimensional do calor através de uma estrutura de base quadrada e lado S , sobre o qual se posiciona uma fonte de calor circular de diâmetro D_A . De modo a simplificar os cálculos, fazendo proveito da simetria cilíndrica inerente a cada emissor, a região quadrada da base é, para efeito de análise, substituída por uma base circular de área equivalente. Isto significa que o fluxo tridimensional de calor na estrutura original será estimado através do fluxo bidimensional sobre uma estrutura cilíndrica cujo diâmetro é dado por:

$$D_S = \frac{2}{\sqrt{\pi}} S \quad (4.39)$$

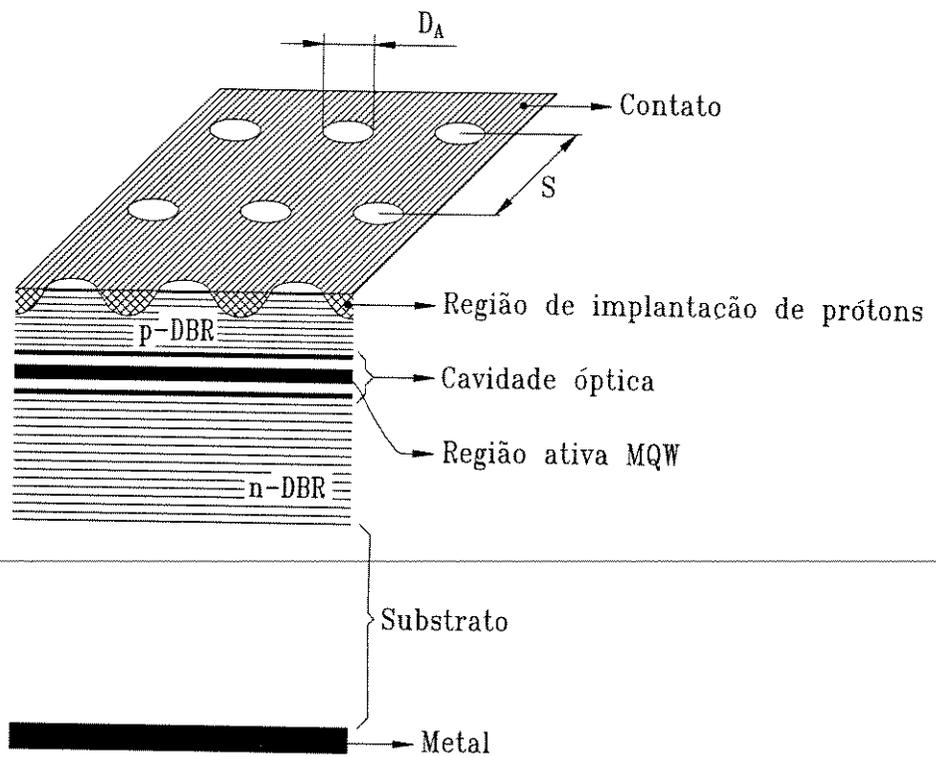


Fig. 4.9 - Representação Esquemática de uma Rede Bidimensional de PITSELS. O Espaçamento, Medido Centro-a-Centro, entre Dois Emissores Vizinhos é S . O Diâmetro de Cada Emissor é Dado por D_A .

A aproximação dada pela Eq. (4.39) é válida se a densidade de integração, D_A / S , tiver magnitude muito inferior à unidade. Para redes em que esta condição não seja satisfeita, a diafonia térmica (“crosstalk”) entre as diversas fontes deve ser considerada e a situação requer uma análise rigorosa que poderia ser feita, por exemplo, através do método dos elementos finitos aplicado sobre células tridimensionais.

Na Fig. 4.10 mostra-se a variação da resistência térmica de redes bidimensionais para três valores típicos de diâmetro da região ativa ($D_A = 5\mu\text{m}$, $7\mu\text{m}$ e $10\mu\text{m}$). São mostrados os resultados para dois valores de espessura do substrato: $50\mu\text{m}$ e $100\mu\text{m}$. Os resultados são obtidos de forma idêntica aos mostrados nas Figs. 4.7-4.8; simplesmente, neste caso, D_S deve ser interpretado, de acordo com a Eq. (4.39), como uma medida do espaçamento entre emissores sucessivos. Além disto, toda a escala de valores de resistência térmica é mostrada na Fig. 4.10, de modo a ressaltar a severidade da penalidade imposta pelos efeitos térmicos em redes bidimensionais de PITSELS com alta densidade de integração.

Observa-se, ainda, na Fig. 4.10, que uma sensível redução do valor da resistência térmica da rede seria proporcionada pela redução da espessura do substrato. Isto se deve ao fato de que, ao contrário do caso de dispositivos isolados, em redes de PITSELS, o fluxo vertical do calor prevalece sobre o fluxo radial.

4.8 - LW-VCSELS BASEADOS EM InP

Apesar de notáveis progressos terem sido alcançados em SW-VCSELS (Short Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers), baseados em GaAs, nos últimos anos, LW-VCSELS (Long Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers) possuem características térmicas que grandemente limitam suas propriedades ópticas e elétricas. Dentre as razões que se podem citar para o desempenho ainda insatisfatório de VCSELS no infravermelho distante está a pequena diferença entre os índices de refração de InP e InGaAsP, a qual faz com que seja necessário um grande número de períodos, em espelhos

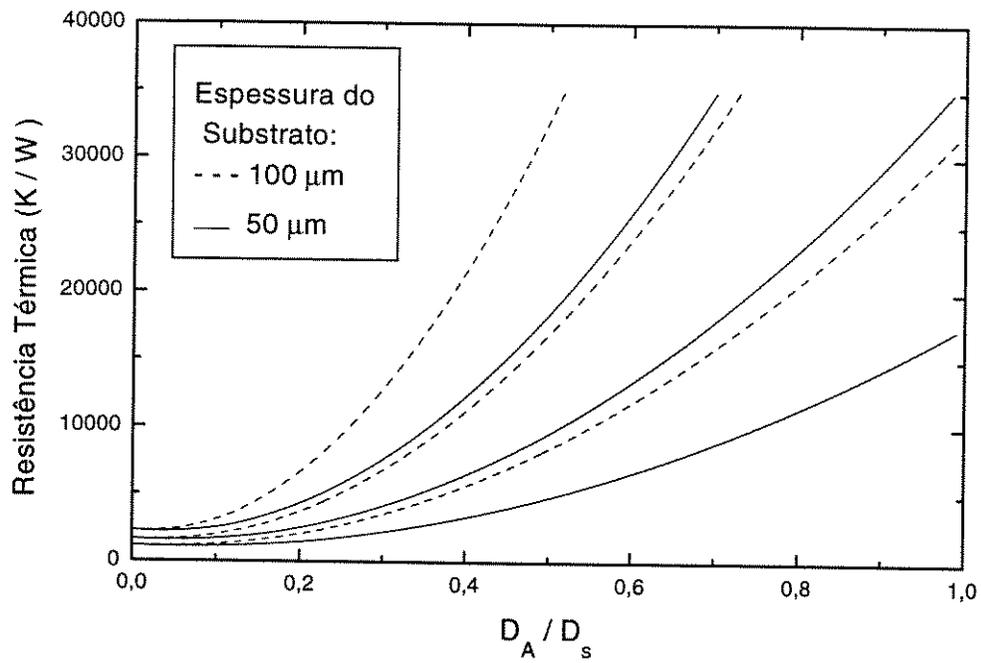


Fig. 4.10 - Resistência Térmica de Redes Bidimensionais de PITSELS de GaAs/AlGaAs. As Linhas Cheias Correspondem a Redes com Substrato com Espessura de 50 μm . As Linhas Tracejadas Representam Redes com Espessura do Substrato Igual a 100 μm .

semicondutores de quarto de onda, de modo a se atingirem refletividades altas o suficiente para proporcionar a oscilação em baixos níveis de corrente.

Por causa da dificuldade supramencionada, freqüentemente, espelhos dielétricos são empregados em substituição a espelhos semicondutores em LW-VCSELS. Espelhos dielétricos, no entanto, possuem características elétricas inferiores a espelhos semicondutores, e, desta substituição, resulta uma elevação da resistência elétrica série do laser. Com o crescimento da resistência elétrica série, ocorre um agravamento do efeito Joule nos espelhos, provocando a elevação da temperatura da região ativa. Finalmente, conforme discutido no Capítulo 3, o aumento da temperatura da região ativa produz uma série de efeitos negativos sobre várias características do laser.

Se, por um lado, a operação em regime pulsado, mediante excitação por bombeamento eletrônico, já foi obtida para VCSELS empregando espelhos dielétricos, tanto em $1,3\mu\text{m}$ [53, 54] como em $1,5\mu\text{m}$ [55, 56], por outro lado, apenas operação em temperatura próxima a ambiente (14°C) foi obtida, em regime contínuo, para dispositivos emitindo em $1,3\mu\text{m}$ [57]. Em se tratando de VCSELS emitindo em $1,5\mu\text{m}$, a temperatura mais elevada em que já se obteve operação contínua ainda é de 77K [55, 58].

A dificuldade em se obter operação contínua no infravermelho distante pode estar ligada ao número de períodos empregados no espelho semicondutor de quarto de onda posicionado sobre o substrato, tipicamente, em torno de quarenta períodos, o qual proporciona um valor de refletividade inferior a 99% [59], valor este, baixo, se comparado com correspondentes valores para estruturas montadas sobre GaAs.

Nesta Secção, são calculados os valores de resistência térmica para configurações típicas de PITSELS emitindo em $1,55\mu\text{m}$. É, também, analisado o efeito que o emprego de um número mais elevado de períodos no espelho DBR situado sobre o substrato produziria sobre a resistência térmica de LW-VCSELS.

O primeiro caso a ser analisado consiste de um PITSEL empregando 45,5 períodos no espelho DBR tipo n, adjacente ao substrato, e 26 períodos no espelho DBR tipo p, através do qual a radiação é emitida para o meio externo, configurando-se em uma estrutura típica de LW-VCSEL [60]. Cada período dos espelhos de quarto de onda é composto como se segue: uma camada de InP, com baixo índice de refração, n_L , e espessura, d_L , igual a 1348\AA ; e, uma camada de $\text{In}_{0,63}\text{Ga}_{0,37}\text{As}_{0,79}\text{P}_{0,21}$, com alto

índice de refração, n_H , e espessura, d_H , igual a 1216\AA . A região ativa é composta por múltiplos poços quânticos (MQW) e a cavidade óptica tem comprimento igual a um comprimento de onda no material. A espessura do substrato é $100\mu\text{m}$. A localização das fontes de calor, de acordo com a discussão apresentada na Subsecção 4.7.2, pode ser calculada, conforme ilustrado na Fig. 4.5, considerando-se sempre que a fonte se posiciona no centro da região correspondente. Deste procedimento resulta que:

- (i) O aquecimento Joule no espelho n-DBR é devido a uma fonte uniforme de calor, cuja distância, d_{QN} , da interface com o substrato é $5,83\mu\text{m}$;
- (ii) O aquecimento devido à recombinação não-radiativa é gerado por uma fonte uniforme de calor posicionada no centro da região ativa, isto é, a uma distância, d_{QA} , igual a $11,92\mu\text{m}$ da interface entre o substrato e o espelho n-DBR;
- (iii) O aquecimento Joule no espelho p-DBR representa-se através de uma fonte uniforme de calor posicionada no centro desta região, isto é, a uma distância, d_{QP} , da interface entre o espelho n-DBR e o substrato, dada por $15,51\mu\text{m}$.

Assume-se que todas as fontes acima mencionadas têm diâmetro igual ao diâmetro da região ativa do laser. Esta hipótese justifica-se pelo fato da estrutura do laser, devido às regiões de implante de prótons, apresentar ganho e corrente elétrica confinados à região central do dispositivo.

A condutividade térmica do substrato e da camada de baixo índice de refração no espelho, constituídas por InP, é $68,0\text{W/m.K}$ [61], enquanto que a condutividade térmica da camada quaternária foi obtida interpolando-se dados apresentados na Ref. [46], obtendo-se o valor de $5,15\text{W/m.K}$.

A condução de calor nos espelhos de quarto de onda dar-se-á de forma anisotrópica, sendo que a condutividade térmica, $k_{\text{DBR},r}$, para o fluxo radial, obtida através da Eq. (4.12), é $38,2\text{W/m.K}$. Similarmente, a condutividade térmica para o fluxo vertical, $k_{\text{DBR},z}$, obtida através da Eq. (4.11), é $10,05\text{W/m.K}$.

Tendo em vista a grande diferença entre os valores de condutividade térmica do substrato e da componente radial do fluxo nos espelhos, o método simplificado do cilindro uniforme, descrito na Secção 4.5, não se aplica para lasers montados sobre InP. Todos os resultados apresentados nesta Secção baseiam-se, portanto, no método apresentado na Secção 4.6.

Na Fig. 4.11, mostra-se, de forma similar à Fig. 4.6, a pequena importância da partilha da potência térmica entre as diversas fontes de calor presentes no laser. As curvas em linha tracejada referem-se a um nível de potência térmica total igual a 80mW, a escala de temperatura a elas associada encontra-se representada no lado esquerdo da Fig. 4.11. As curvas em linha cheia referem-se a um nível de potência térmica total igual a 250mW, e, sua escala de temperatura encontra-se no lado direito da Fig. 4.11. As curvas marcadas com $\left(\frac{Q_A}{Q_A + Q_P}\right)$ correspondem ao caso em que se despreza o efeito do aquecimento

Joule no espelho n-DBR. As curvas marcadas com $\left(\frac{Q_N}{Q_N + Q_P}\right)$ representam a situação

em que o aquecimento Joule nos dois espelhos responde por metade da potência térmica global, sendo a outra metade gerada na região ativa. As curvas marcadas com

$\left(\frac{Q_A - Q_N - Q_P}{Q_A}\right)$ representam a situação em que se considera que a potência térmica

gerada no espelho tipo p é o dobro da potência térmica gerada no espelho tipo n; são consideradas, neste caso, partições de potência variando desde o extremo em que metade da potência térmica é gerada na região ativa até o caso em que todo o aquecimento se origina nesta região.

Conclui-se, dos resultados apresentados na Fig. 4.11, que a distribuição relativa da potência térmica entre as fontes de calor não afetará a temperatura da região ativa em mais de 7%. Desta forma, similarmente ao caso de SW-VCSELS montados sobre GaAs, a resistência térmica associada à fonte de calor posicionada na região ativa do laser, $R_{th,A}$, representa uma boa aproximação para a resistência térmica de PITSEL montados sobre InP e emitindo no infravermelho distante.

Na Fig. 4.12 são mostrados valores de resistência térmica para diversas confi-

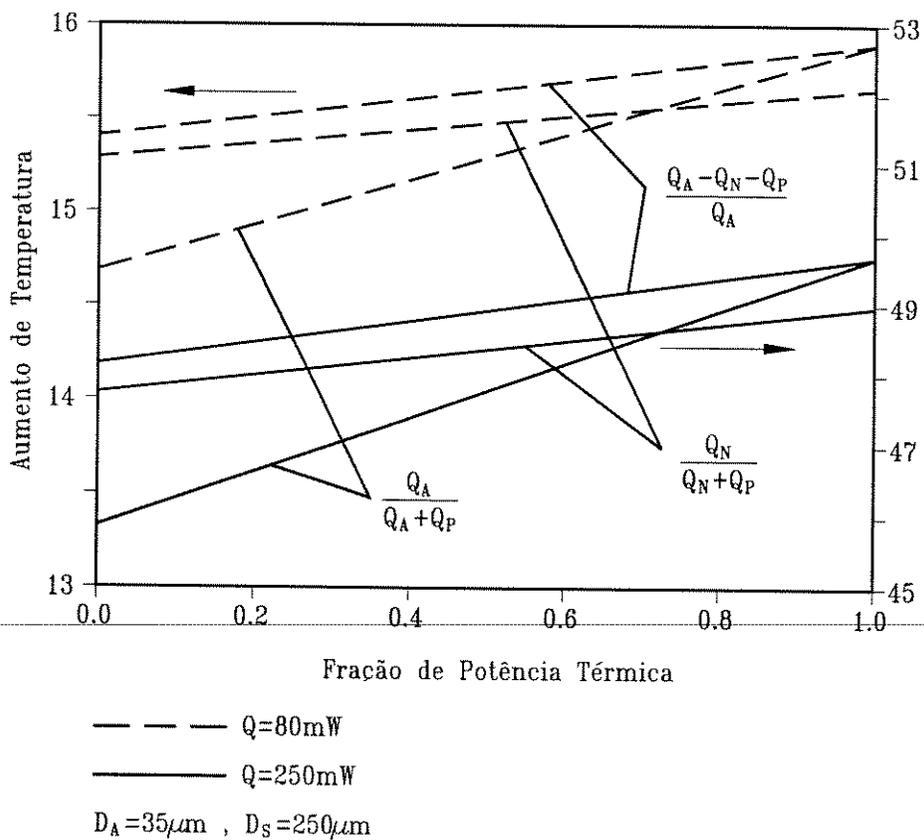


Fig. 4.11 - Efeito da Partição da Energia Térmica entre as Diversas Fontes de Calor em um PITSEL de InP/InGaAsP.

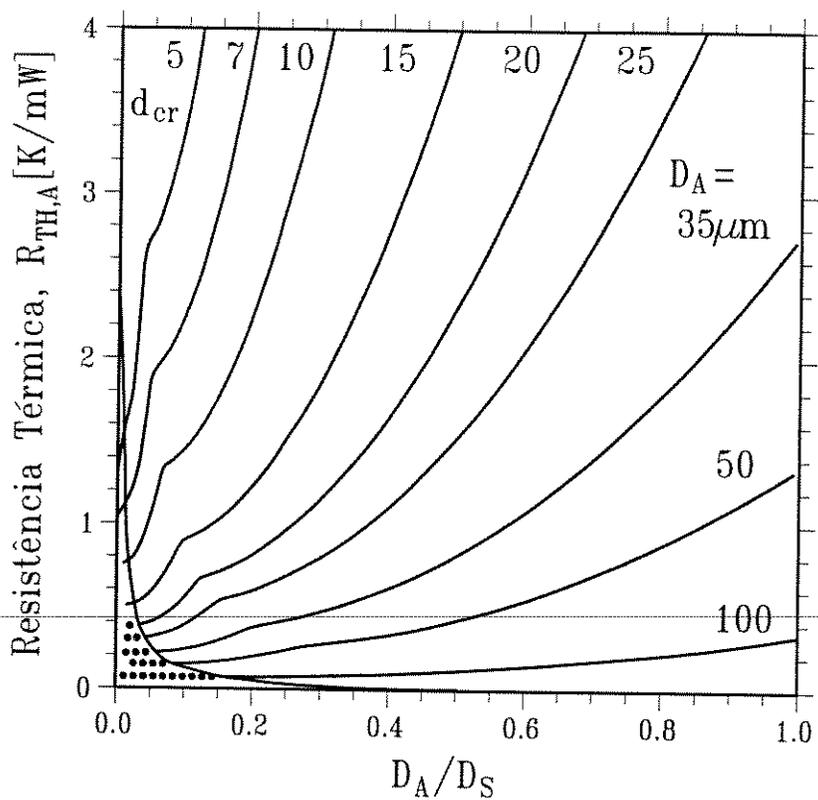


Fig. 4.12 - Valores de Resistência Térmica Calculados para Diversas Configurações de PITSELS de InP/InGaAsP. Os Lasers Empregam Espelhos com 45,5 períodos (lado n) e 26 períodos (lado p).

gurações de PITSELS montados sobre um substrato de InP com espessura igual a $100\mu\text{m}$. Os números ao lado de cada curva (5, 7, 10, ...) representam o valor do diâmetro da região ativa. O espelho DBR tipo n possui 45,5 períodos, enquanto que o espelho DBR tipo p possui 26 períodos. A linha tracejada, marcada com d_{cr} , representa a situação de otimização das características térmicas de um VCSEL isolado. As linhas pontilhadas, à esquerda da curva de mínima resistência térmica, correspondem a situações nas quais a condição de completo espalhamento lateral do fluxo de calor não mais se aplica. Ao contrário do que, em princípio, se poderia esperar, os valores de resistência térmica obtidos para configurações típicas de PITSELS emitindo em $1,55\mu\text{m}$ não são superiores aos correspondentes valores para PITSELS emitindo em $0,85\mu\text{m}$; inclusive, a Fig. 4.12 mostra que, dado um diâmetro da região ativa, D_A , o valor da resistência térmica para a configuração ótima em PITSELS emitindo no infravermelho distante é inferior ao correspondente valor para PITSELS emitindo em $0,85\mu\text{m}$.

Na Fig. 4.12 observa-se, ainda, que, para cada valor de diâmetro da região ativa, existe um ponto no qual a curva que representa os valores de resistência térmica sofre uma brusca mudança de inclinação. À direita deste ponto encontra-se a região em que o espalhamento lateral do fluxo de calor completa-se no interior do espelho DBR. À esquerda deste ponto encontra-se a região em que um forte espalhamento lateral do fluxo de calor se faz presente. À medida que este fluxo for necessitando de maiores porções do substrato para se completar, crescerá a condutividade térmica efetiva devido à maior influência do valor da condutividade térmica do substrato. Este ponto não foi observado nas figuras apresentadas na Secção anterior devido à ínfima diferença entre o valor da condutividade térmica para o fluxo radial de calor no espelho DBR tipo n e o valor da condutividade térmica do substrato em PITSELS de GaAs/AlGaAs.

Na Fig. 4.13 são mostrados resultados para diferentes configurações de PITSELS, todas empregando 65,5 períodos no espelho DBR tipo n. O comprimento óptico da cavidade do laser é, como nos casos anteriores, igual a um comprimento de onda no material correspondente. A espessura utilizada para o substrato foi $100\mu\text{m}$. Desta configuração resulta que as fontes de calor associadas ao aquecimento Joule no espelho n-DBR, à recombinação não-radiativa na região ativa e ao aquecimento Joule no espelho p-DBR, nesta ordem, estão localizadas, respectivamente, a $8,40\mu\text{m}$, $17,05\mu\text{m}$ e $21,41\mu\text{m}$

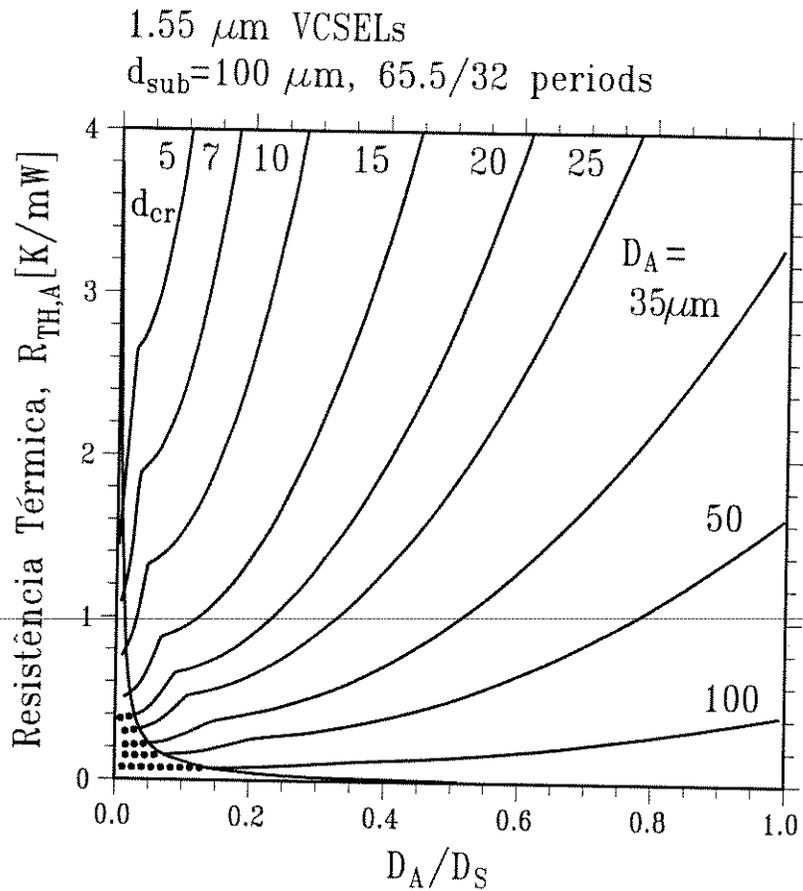


Fig. 4.13 - Valores Calculados de Resistência Térmica para Várias Configurações de PITSELS de InP/InGaAsP. Admitiu-se na Simulação a Presença de Espelhos Mais Espessos do que os Habitualmente Empregados (65.5/32 períodos).

da interface entre o espelho n-DBR e o substrato. Novamente, considera-se que todas as fontes de calor podem, para fins de análise, ser posicionadas no centro da região ativa.

Observa-se, ao comparar a Fig. 4.12 com a Fig. 4.13, que um acréscimo apenas marginal no valor da resistência térmica é obtido pelo espessamento dos espelhos. A explicação para este fato é que, em PITSELS isolados, a resistência térmica terá como componente mais relevante a parcela associada ao espalhamento lateral do fluxo; e, tal espessamento altera primordialmente o fluxo vertical de calor.

Convém lembrar que o espessamento dos espelhos em LW-VCSELS aqui proposto produziria um sensível acréscimo no valor da refletividade dos espelhos, e que, potencialmente, afetaria de forma favorável o desempenho do laser no que se refere à corrente de limiar de oscilação e à operação em níveis de potência mais elevados.

Na Fig. 4.14 mostra-se o efeito que o espessamento supramencionado dos espelhos de quarto de onda produziriam sobre o valor da resistência térmica de redes bidimensionais de larga escala integradas monoliticamente em alta densidade. Observa-se que acréscimos apenas moderados, de ordem de 15%, seriam obtidos nesta situação.

4.9 - SUMÁRIO E DISCUSSÃO

Neste Capítulo foram derivados dois modelos para calcular a resistência térmica de VCSELS de emissão pelo topo.

O método do cilindro uniforme [45] aplica-se quando a condutividade térmica para o fluxo radial de calor nos espelhos tem valor próximo ao da condutividade térmica do substrato; este é o caso, por exemplo de PITSELS compostos por GaAs/AlGaAs.

O método da condutividade térmica efetiva [39] leva em consideração as diferenças nas características de propagação do fluxo radial de calor no substrato e nas estruturas refletoras. Este método aplica-se ao caso de PITSELS compostos por InP/InGaAsP, para os quais o método anterior não é válido.

Ambos os modelos permitem a determinação da configuração que minimiza a resistência térmica do dispositivo.

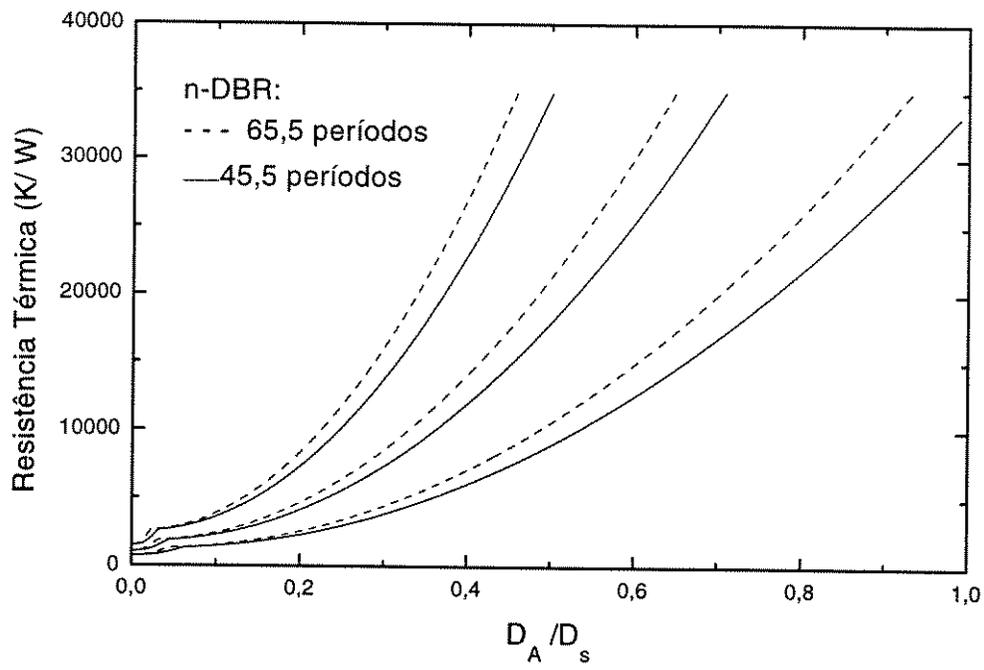


Fig. 4.14 - Efeito Produzido pelo Espessamento dos Espelhos em Redes Bidimensionais de PITSELS de InP/InGaAsP.

Foram, também, examinadas as características térmicas de redes bidimensionais de PITSELS. Duas conclusões importantes advêm da análise:

- Redes bidimensionais compactas de PITSELS possuem resistências térmicas extremamente elevadas. Isto se deve à grande importância do fluxo vertical de calor em tais estruturas. Pela mesma razão, os resultados obtidos prevêm que uma redução da espessura do substrato provoca, aproximadamente, proporcional redução no valor da resistência térmica em redes de PITSEL integradas com grande densidade;
- Apesar de os métodos terem sido originalmente propostos para VCSELS de emissão pelo topo e de só serem aplicáveis para dispositivos isolados que satisfaçam tal condição, dada a ínfima importância do fluxo radial em redes bidimensionais, os métodos aplicar-se-iam, também, para o caso de redes bidimensionais de VCSELS de emissão por baixo. Assim, por exemplo, podem-se, para o caso de redes bidimensionais de PIBELs (Proton Implanted Bottom Emitting Lasers), prever valores de resistência térmica, tipicamente, uma ordem de grandeza menores que em redes de PITSELS. A justificativa para tal afirmação é que, em PIBELs, a distância entre a região ativa e o absorvedor de calor será pelo menos dez vezes inferior à correspondente distância em PITSELS, nos quais o substrato é posicionado entre o espelho n-DBR e o absorvedor de calor.

Nossos resultados indicam que VCSELS emitindo no infravermelho distante não possuem, apesar de apresentarem espelhos mais espessos, valores de resistência térmica mais elevados que VCSELS de GaAs/AlGaAs. Assim, a dificuldade em se obter operação contínua (cw) em $1,55\mu\text{m}$ não é causada por valores de resistência térmica intrinsecamente elevados. Uma causa provável para tal dificuldade é a excessiva recombinação de Auger e o baixo valor da temperatura característica em dispositivos montados sobre InP; de modo que, mesmo um moderado acréscimo no valor da temperatura provoca significativas elevações sobre a componente da corrente de limiar do laser associada à recombinação de Auger.

Finalmente, examinou-se o efeito que o uso de espelhos mais espessos do que habitualmente são empregados em VCSELS de InP/InGaAsP, potencialmente, produziria

sobre as características térmicas destes dispositivos. Os resultados indicam um acréscimo apenas marginal sobre o valor da resistência térmica de PITSELS montados sobre InP para um espessamento da ordem de 44%, em relação à configuração típica, do espelho n-DBR posicionado sobre o substrato. Isto sinaliza que um dos possíveis passos necessários para a obtenção de operação cw em $1,55\mu\text{m}$ seja o aprimoramento das técnicas epitaxiais de crescimento de estruturas de quarto de onda baseados em InP/InGaAsP, no intuito de serem obtidos espelhos semicondutores com refletividades equivalentes às que atualmente são obtidas para estruturas de GaAs/AlGaAs.

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DO ESPALHAMENTO DO FLUXO DE CALOR NAS MÚLTIPLAS CAMADAS DA ESTRUTURA DE UM VCSEL

5.1 - INTRODUÇÃO

Foi visto nos Capítulos anteriores que a capacidade de um VCSEL operar em regime cw e entregar alta potência está seriamente limitada por problemas térmicos.

Mediante o bombeamento eletrônico do laser, energia térmica é gerada devido, primordialmente, a dois efeitos, que são: a dificuldade encontrada pelos portadores em transpor as barreiras de potencial nas heterointerfaces do interior dos espelhos; e a recombinação não-radiativa na região ativa do laser. A energia térmica, assim produzida, no interior do laser, causa a elevação da temperatura do meio ativo.

Com o aquecimento da região ativa, se dá a redução do ganho do material. De modo a compensar esta queda no valor do ganho, é necessário que se eleve o nível de bombeamento, produzindo novos aumentos na temperatura da junção.

São conseqüências do mecanismo supramencionado: elevação das densidades de corrente e de portadores de limiar, empobrecimento do confinamento de portadores no meio ativo e redução da potência de saída.

A capacidade que um VCSEL tem em dissipar eficientemente o calor gerado mediante o bombeamento eletrônico será, portanto, uma medida da capacidade do laser de operar em densidades de correntes baixas e a potências de saída elevadas. Pode-se inferir, das conclusões do Capítulo 3, que a avaliação térmica se faz mister no estudo do desempenho dinâmico do dispositivo.

A avaliação da capacidade de dissipação térmica tem seguido até aqui dois caminhos básicos. O primeiro deles consiste na descrição conjunta das propriedades ópticas e elétricas, a partir de equações de taxas, e propriedades térmicas, via equação de difusão. Os modelos assim originados têm a desvantagem de árduas complicações numéricas em sua resolução e foram adotadas, por exemplo, por Nakwaski e Osinski [3].

A segunda forma de avaliação da capacidade de dissipação do calor por VCSELS, consiste em substituir a estrutura de múltiplas camadas do dispositivo, para fins de análise, por um meio uniforme equivalente. Desta linha de formalismo, são exemplos os modelos apresentados no Capítulo 4 [39, 45]. Ainda como variante deste tipo de formalismo, podemos citar o trabalho de Piprek e Yoo [62], no qual as múltiplas camadas dos espelhos DBR são substituídas por um meio anisotrópico equivalente (segundo o método que apresentamos no Capítulo anterior) e a equação diferencial para a condução térmica é, então, resolvida nos espelhos e no substrato.

Neste Capítulo, desenvolve-se um método [63] para calcular a resistência térmica em estruturas cilíndricas com múltiplas camadas. O método tem a vantagem de ser aplicável tanto para VCSELS de emissão pelo topo como para VCSELS que emitem a luz pelo lado do substrato. Além disto, de forma simples, o fluxo bidimensional de calor é considerado sobre cada uma das múltiplas camadas da estrutura do laser. Este procedimento possibilita, inclusive, a obtenção do perfil de temperaturas no dispositivo. Este método resulta ser adequado para o cálculo, de forma simples e precisa, do desempenho dinâmico de um VCSEL.

5.2 - DESCRIÇÃO DO LASER ANALISADO

Nesta Secção apresenta-se a estrutura básica do dispositivo a ser estudado de acordo com o modelo desenvolvido neste Capítulo, o qual considera a propagação do calor nas múltiplas camadas que compõem o espelho de quarto de onda do laser.

Conforme anteriormente comentado, há um grande número de técnicas de fabricação e de estruturas de VCSELS. VCSELS são comumente classificados, de acordo

com o mecanismo de guiamento óptico transversal, em lasers do tipo ganho-guiado (*Gain-Guided*) e em lasers do tipo índice-guiado (*Index-Guided*). Nos lasers que empregam o mecanismo de guiamento por índice de refração, tipicamente, algum processo de desbaste (*etching*) é necessário, tornando a fabricação mais laboriosa, essencialmente, em se tratando de redes monolíticas de lasers. Em contraponto, tal mecanismo tem-se mostrado eficiente na confecção de lasers de InGaAs (como a estrutura BEML analisada no Capítulo 3) e, recentemente, na fabricação do primeiro dispositivo a operar em regime cw no infravermelho distante [33b].

Por outro lado, a fabricação de lasers que empregam o mecanismo de guiamento por ganho apresenta o conveniente da facilidade de implementação de redes bidimensionais monolíticas. Nestes dispositivos, regiões de baixa condutividade elétrica são obtidas por meio de implantação de prótons.

O dispositivo aqui analisado [44] trata-se de um PITSEL (*Proton Implanted Top Surface Emitting Laser*). A região ativa contém quatro poços quânticos de GaAs, cada um deles com 80Å de comprimento; os poços são separados por barreiras de $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$, com 20Å de dimensão. O meio ativo é posicionado em uma estrutura simétrica de confinamento, com composição gradual (*Graded-Index Separate-Confinement Heterostructure, GRIN-SCH*). Cada um dos ramos da estrutura de confinamento tem 1025Å de extensão e a composição de alumínio é linearmente variada desde 15% (que é a composição nas barreiras dos poços) até 55%. Em seguida, há uma fina interface (60Å) entre a região SCH e a primeira camada do espelho; nesta interface a composição de alumínio varia entre 55% e 100%. Seguem-se 43,5 períodos da estrutura do espelho DBR tipo n, no lado do substrato, e 24 períodos da estrutura do espelho DBR tipo p, no lado de emissão.

Cada período do espelho é composto como se segue: uma camada de AlAs com extensão de 651Å; uma interface, de composição gradual, na qual a concentração de alumínio varia entre 15% e 100%, com extensão de 120Å; uma camada de $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$, com extensão de 558Å; e, finalmente, uma outra interface de composição gradual igual à anteriormente descrita. Na Fig. 5.1, reproduz-se [44] o perfil da composição da estrutura do VCSEL estudado.

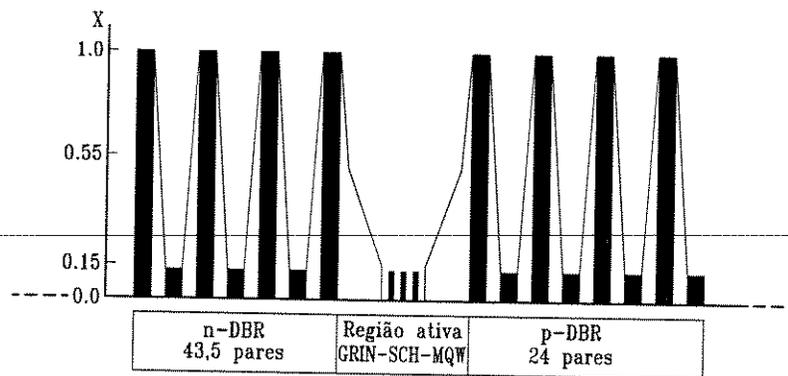


Fig. 5.1 - Fração Molar (x) de Alumínio em $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ao Longo da Estrutura do Laser. O Eixo Horizontal Apresenta as Espessuras Relativas das Camadas do Espelho e do Meio Ativo.

5.3 - ESTUDO DO ESPALHAMENTO DE CALOR EM ESTRUTURAS CILÍNDRICAS COM MÚLTIPLAS CAMADAS

Nas Secções 4.5 e 4.6 do Capítulo anterior desta Tese, foram desenvolvidos modelos simples que permitem a rápida avaliação do valor da resistência térmica de VCSELs. Tais modelos podem se constituir em uma ferramenta primordial no projeto de uma dada configuração de laser, apresentando, ainda, a comodidade de possibilitar a determinação da razão entre o diâmetro do meio ativo e o diâmetro do diodo que minimiza o valor da resistência térmica do dispositivo.

Nesta Secção propõe-se a elaboração de um modelo, para calcular o valor da resistência térmica de VCSELs, que leve em consideração o efeito da propagação do calor em cada uma das camadas que compõe a estrutura do espelho e da estrutura de confinamento (GRINSCH) do laser. O modelo tem a vantagem de permitir a precisa descrição do fluxo de calor, possibilitando inferências sobre a própria distribuição de temperaturas no interior do laser, sem o inconveniente de um excessivo esforço computacional.

Na Fig. 5.2 representa-se esquematicamente a estrutura sobre a qual considera-se a propagação de calor, que consiste em uma fonte de calor circular de diâmetro D_A posicionada concentricamente sobre cilindros de diâmetro D_S e altura d_1 . O fluxo de calor no i -ésimo cilindro poderá se dar de forma isotrópica, em se tratando de uma das camadas homogêneas de quarto de onda dos espelhos, ou de forma anisotrópica, em se tratando de uma das interfaces de composição de gradual ou da estrutura de confinamento, conforme o formalismo apresentado na Subsecção 4.7.1 desta Tese.

A hipótese básica necessária à formulação do problema consiste em assumir que o fluxo de calor na estrutura de múltiplas camadas seguirá o caminho mais fácil. Este princípio é análogo ao princípio de Fermat em Óptica. Deste princípio resulta que o diâmetro sobre o qual se espalhará o fluxo de calor no i -ésimo cilindro não é igual ao diâmetro total do mesmo, D_S , mas corresponde apenas a uma parcela do mesmo, D_{A_i} .

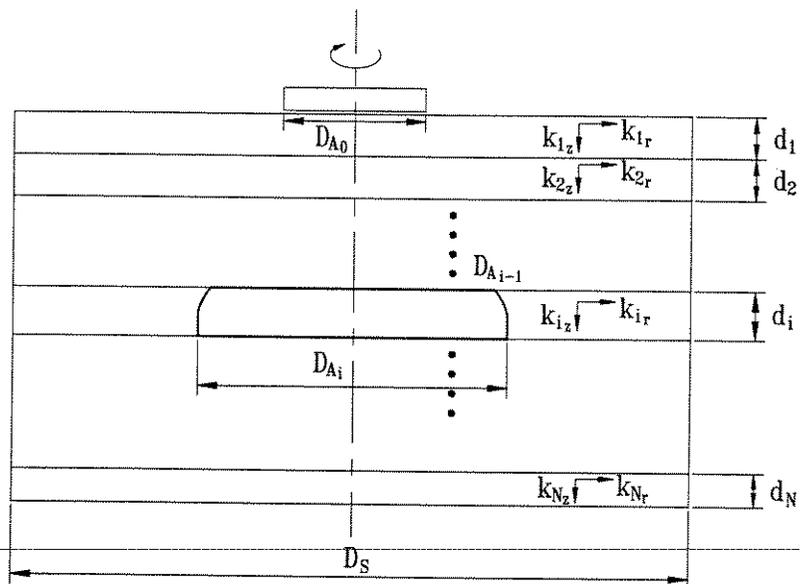


Fig. 5.2 - Representação Esquemática das Várias Camadas Cilíndricas Superpostas nas quais o Fluxo de Calor se Propaga desde a Fonte até o Absorvedor de Calor. Admite-se o Fluxo Anisotrópico em cada Camada.

A contribuição da camada j à resistência térmica total será dada por [37a]:

$$R_{thj} = \frac{4d_j}{\pi \cdot k_{zj} \cdot D_{Aj}^2} + \frac{l}{2k_{rj} \cdot D_{Aj-1}} \cdot \left(1 - \frac{D_{Aj-1}}{D_{Aj}}\right)^{3/2} \quad (5.1)$$

onde:

- d_j é a espessura da camada j ,
- k_{zj} é a condutividade térmica para o fluxo vertical de calor na camada j ,
- k_{rj} é a condutividade térmica para o fluxo radial de calor na camada j ,
- D_{Aj} é o diâmetro de saída do fluxo de calor na camada j ,
- D_{Aj-1} é o diâmetro de entrada do fluxo de calor na camada j .

De modo a tornar a Eq. (5.1) válida para todas as camadas, resultando em uma notação mais concisa, podemos definir:

$$D_{A0} = D_A \quad (5.2a)$$

$$D_{AN} = D_S \quad (5.2b)$$

onde:

N é o número total de camadas.

As Eqs. (5.2a-5.2b) representam, simplesmente, que o diâmetro de entrada do fluxo de calor na primeira camada corresponde ao próprio diâmetro da fonte, ao passo que o diâmetro de saída na última camada da estrutura será o diâmetro dos cilindros sobrepostos. A Eq. (5.1) considera o caso geral da propagação anisotrópica do fluxo de calor; na representação de uma camada isotrópica basta igualar as componentes radial e vertical da condutividade térmica.

A resistência térmica total da estrutura será dada por:

$$R_{th} = \sum_{j=1}^N R_{th,j} \quad (5.3)$$

Finalmente, para determinar o melhor caminho térmico, basta exigir que:

$$\nabla R_{th}(\vec{D}_A) = 0 \quad (5.4)$$

onde:

- o operador ∇ representa o gradiente da função escalar R_{th} ,
- o vetor \vec{D}_A é definido como o conjunto ordenado dos diâmetros das fontes virtuais de calor; isto é, $\vec{D}_A = (D_{A_1}, D_{A_2}, D_{A_3}, \dots)$, cuja dimensão variará de acordo com o problema específico de minimização abordado, conforme discutido nas Secções que se seguem.

A Eq. (5.4) está expressa em sua forma vetorial e pode ser desmembrada em um sistema de equações escalares da forma:

$$\frac{\partial R_{th}}{\partial D_{A_j}} = 0 \quad (5.5)$$

Dois diferentes problemas de minimização podem ser formulados a partir do procedimento supra, quais sejam:

- Para um dado valor de diâmetro do meio ativo, D_{A_0} , deseja-se conhecer o diâmetro do substrato de um VCSELs que minimiza o valor de sua resistência térmica;
- Dados os valores do diâmetro do meio ativo e do diâmetro do substrato do laser, deseja-se conhecer qual o caminho térmico entre a fonte e o absorvedor de calor e,

conseqüentemente, qual o valor de resistência térmica desta específica configuração de VCSEL.

O detalhamento da formulação matemática, o método de resolução e a solução de cada um dos problemas supramencionados serão abordados em diferentes Secções deste Capítulo.

5.4 - FLUXO DE CALOR ILIMITADO LATERALMENTE EM ESTRUTURAS COM MÚLTIPLAS CAMADAS

5.4.1 - Discussão Preliminar

Nesta Secção, para um dado valor de diâmetro da fonte de calor, propõe-se a determinação do diâmetro de cada uma das fontes virtuais de calor, inclusive do diâmetro do substrato, de forma que o valor da resistência térmica seja mínimo. Este procedimento resulta, para uma estrutura com N camadas, em usar sistema de N equações não-lineares. A imposição da condição expressa pela Eq. (5.5) para cada um dos diâmetros ($j = 1, 2, \dots, N$) dá origem ao seguinte sistema de equações escalares:

$$\frac{\partial R_{th}}{\partial D_{A1}} = -\frac{8d_1}{\pi k_{z1} \cdot D_{A1}^3} + \frac{3}{4 k_{r1} \cdot D_{A1}^2} \left(1 - \frac{D_{A0}}{D_{A1}}\right)^{1/2} = 0, \text{ se } N = 1 \quad (5.6a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial R_{th}}{\partial D_{Aj}} = & -\frac{8d_j}{\pi k_{zj} \cdot D_{Aj}^3} + \frac{3}{4 k_{rj} \cdot D_{Aj}^2} \left(1 - \frac{D_{Aj-1}}{D_{Aj}}\right)^{1/2} - \frac{1}{2 k_{rj+1} \cdot D_{Aj}^2} \left(1 - \frac{D_{Aj}}{D_{Aj+1}}\right)^{3/2} - \\ & - \frac{3}{4 k_{rj+1} \cdot D_{Aj} \cdot D_{Aj+1}} \left(1 - \frac{D_{Aj}}{D_{Aj+1}}\right)^{1/2} = 0, \text{ para } j = 1, 2, \dots, N-1 \end{aligned} \quad (5.6b)$$

$$\frac{\partial R_{th}}{\partial D_{A_N}} = -\frac{8d_N}{\pi k_{z_N} \cdot D_{A_N}^3} + \frac{3}{4 k_{r_N} \cdot D_{A_N}^2} \left(1 - \frac{D_{A_{N-1}}}{D_{A_N}}\right)^{1/2} = 0, \text{ se } j = N \quad (5.6c)$$

A Eq. (5.6a) representa a condição de minimização do fluxo de calor para o caso particular de uma fonte de calor circular posicionada sobre um cilindro homogêneo e anisotrópico. Neste caso, o problema pode ser resolvido analiticamente e o diâmetro do cilindro que minimiza o valor da resistência térmica é dado por:

$$D_{A_1} = \frac{D_{A_0} + \sqrt{D_{A_0}^2 + \frac{4096 \cdot d_1^2 k_{r_1}^2}{9\pi^2 \cdot k_{z_1}^2}}}{2} \quad (5.7)$$

No caso ainda mais simples de um cilindro isotrópico, a Eq. (5.7) equivale à Eq. (4.19).

É interessante considerar o caso particular de um sistema com duas camadas. De modo a facilitar a interpretação do problema, é conveniente, ainda, admitir que o fluxo de calor em cada camada seja isotrópico; isto é $k_{z_1} = k_{r_1} = k_1$ e $k_{z_2} = k_{r_2} = k_2$. Neste caso o sistema de equações que representa a condição de minimização pode ser reescrito na forma:

$$-\frac{8d_1 \cdot k_2}{\pi} + \frac{3k_2 \cdot D_{A_1}^{1/2}}{4} (D_{A_1} - D_{A_0})^{1/2} - \frac{k_1 \cdot D_{A_1}}{2D_{A_2}^{3/2}} (D_{A_2} - D_{A_1})^{3/2} -$$

$$-\frac{3k_1 \cdot D_{A_1}^2}{4D_{A_1}^{3/2}} (D_{A_2} - D_{A_1})^{1/2} = 0 \quad (5.8)$$

$$D_{A_2} - D_{A_1} = \frac{1}{2} \left[-D_{A_1} + \frac{1}{3\pi} \left(9\pi^2 D_{A_1}^2 + 4096 d_2^2 \right)^{1/2} \right] \quad (5.9)$$

Das Eqs. (5.8) e (5.9) pode-se concluir que, no caso em que a condutividade térmica do meio mais próximo à fonte de calor (k_1) é muito maior que a condutividade

térmica do meio a ela adjacente (k_2), a propagação lateral do calor tende a se completar no primeiro meio, ocorrendo no segundo apenas o fluxo vertical de calor, isto é:

$$D_{A_2} \cong D_{A_1} \quad (5.10)$$

$$R_{th2} \cong \frac{4d_2}{\pi k_2 \cdot D_{A_1}^2} \quad (5.11)$$

Por outro lado, ainda considerando as Eqs. (5.8) e (5.9), se o valor da condutividade térmica do meio mais próximo à fonte fosse, ao contrário, muito inferior ao valor da condutividade térmica do meio subsequente, poder-se-ia esperar pelo completo espalhamento lateral do calor em cada uma das camadas; isto é:

$$D_{A_1} \cong \frac{1}{2} \left(D_{A_0} + \sqrt{D_{A_0}^2 + \frac{4096d_1^2}{9\pi^2}} \right) \quad (5.12)$$

$$D_{A_2} = \frac{1}{2} \left(D_{A_1} + \sqrt{D_{A_1}^2 + \frac{4096d_2^2}{9\pi^2}} \right) \quad (5.13)$$

Para todos os outros casos intermediários aos discutidos acima, uma solução numérica é necessária para as Eqs. (5.8) e (5.9). Convém observar, no entanto, que através da substituição da Eq. (5.9) na Eq. (5.8), a ordem do sistema pode ser trivialmente reduzida, resultando em apenas uma equação não-linear a ser resolvida.

Convém lembrar a discussão apresentada no Capítulo 4 desta Tese, da qual conclui-se que a distribuição da potência térmica entre as principais fontes de calor (aquecimento Joule nos espelhos e recombinação não-radiativa) possui efeito desprezível sobre o valor da resistência térmica de VCSELs. Com base neste argumento, a resistência térmica do laser apresentado na Secção 5.2 pode ser calculada considerando-se o fluxo de

calor que se propaga da região ativa até o substrato, passando pelo espelho de quarto de onda com dopagem n . A aplicação das Eqs. (5.6b) e (5.6c) a este caso resulta em um sistema com 176 equações não lineares nas variáveis D_{A_i} ($i = 1, 2, \dots$).

5.4.2 - Método de Resolução

Vale destacar que o desenvolvimento aqui apresentado para a avaliação do fluxo de calor em VCSELS apresenta progressos em relação a trabalho anterior [63] por considerar o fluxo anisotrópico na estrutura de confinamento (GRIN-SCH) e nas interfaces de composição gradual do espelho.

Conforme anteriormente afirmado, o sistema formado pelas Eqs. (5.6a) a (5.6c) é não linear. Uma das principais dificuldades usualmente encontradas na resolução deste tipo de problema, mormente se a ordem do sistema de equações é elevada, consiste em poder prever uma boa solução inicial, a qual deve ser refinada de modo a atingir a precisão desejada.

Nesta Subsecção descreve-se esquematicamente o procedimento que foi adotado neste trabalho, de forma a contornar o problema de achar uma boa solução inicial para o sistema de equações que se deseja resolver e assegurar a convergência do algoritmo de resolução.

Convém lembrar que o problema unidimensional representado pela Eq. (5.6a) apresenta solução exata. Pode-se, ainda, prever que cada camada do espelho, dada a sua pequena espessura, deve provocar uma pequena perturbação sobre o fluxo de calor na estrutura completa. Fundamentando-se nos pressupostos acima, pode-se adotar o seguinte procedimento iterativo para a resolução do problema representado pelas Eqs. (5.6b) e (5.6c):

- (i) Se apenas uma camada estivesse posicionada abaixo da região ativa, a solução para o melhor caminho térmico seria trivial, podendo ser encontrada analiticamente, sendo o valor do diâmetro da camada dado pela Eq. (5.7);

(ii) Para um número arbitrário de camadas, L ($L = 2, 3, \dots, n$), é necessário resolver um sistema não linear da forma:

$$\bar{F}(D_{A_1}, D_{A_2}, \dots, D_{A_L}) = 0 \quad (5.14)$$

onde \bar{F} é uma função vetorial cujas componentes são dadas por:

$$F_i = -\frac{8d_i \cdot k_{r_{i+1}}}{\pi} + \frac{3k_{z_i} \cdot k_{r_{i+1}}}{4k_{r_i}} \cdot D_{A_i}^{1/2} \cdot (D_{A_i} - D_{A_{i-1}})^{1/2} - \frac{k_{z_i} \cdot D_{A_i}}{2} \cdot \left(1 - \frac{D_{A_i}}{D_{A_{i+1}}}\right)^{1/2} \cdot \left(1 + \frac{D_{A_i}}{2D_{A_{i+1}}}\right) \quad (5.15)$$

onde $i = 1, 2, \dots, L-1$.

$$F_L = -\frac{8d_L}{\pi} \cdot k_{r_L} + \frac{3}{4} \cdot k_{z_N} \cdot D_{A_N} \left(1 - \frac{D_{A_{N-1}}}{D_{A_N}}\right)^{1/2} \quad (5.16)$$

(iii) Na etapa L do procedimento de resolução, a qual corresponde à introdução da camada L à estrutura, uma boa estimativa inicial para a solução do problema é dada por:

$$D_{A_i}^{(L)} = D_{A_i}^{(L-1)}; \quad \text{para } i = 1, 2, \dots, L-1 \quad (5.17)$$

$$D_{A_L}^{(L)} = \frac{D_{A_{L-1}} + \sqrt{D_{A_{L-1}}^2 + \frac{4096 d_L^2 \cdot k_{r_L}^2}{9\pi^2 \cdot k_{z_L}^2}}}{2} \quad (5.18)$$

O uso das Eqs. (5.17) e (5.18) corresponde a considerar que a introdução de uma camada a mais na estrutura não afeta sensivelmente o fluxo de calor nas camadas a ela sobrepostos e que o espalhamento lateral do calor será completo na camada introduzida. Evidentemente, a aproximação acima só será razoável se a camada introduzida for suficientemente fina, como é o caso de cada uma das camadas do espelho de quarto de onda. Se, por outro lado, a camada introduzida for espessa, como é o caso do substrato do laser, esta camada será, para efeito dos cálculos, subdividida em tantas subcamadas quantas forem necessárias para assegurar a convergência do método. Disto resulta a elevação da ordem do sistema

a ser resolvido de N para $N + n_{\text{sub}} - 1$, onde n_{sub} é o número de subdivisões adotado.

(iv) O sistema de equações de dimensão L, na etapa L, é, pois, resolvido pelo método de Newton. A matriz Jacobiana do sistema representado pelas Eqs. (5.15) e (5.16) pode ser calculada analiticamente, sendo dada por:

$$J_{i,i} = \frac{3}{4} \cdot \frac{k_{z_i} \cdot k_{r_{i+1}}}{k_{r_i}} \cdot \left(1 - \frac{D_{A_{i-1}}}{2D_{A_i}}\right) \cdot \left(1 - \frac{D_{A_{i-1}}}{D_{A_i}}\right)^{-1/2} - \frac{k_{z_i}}{2} \cdot \left(1 - \frac{D_{A_i}}{D_{A_{i+1}}}\right)^{-1/2} \cdot \left(1 - \frac{5}{4} \frac{D_{A_i}^2}{2D_{A_{i+1}}^2} - \frac{D_{A_i}}{2D_{A_{i+1}}}\right) \quad \text{para } i = 1, 2, \dots, L-1. \quad (5.19)$$

$$J_{i,i+1} = -\frac{3}{8} \cdot k_{z_i} \cdot \left(\frac{D_{A_i}}{D_{A_{i+1}}}\right)^3 \cdot \left(1 - \frac{D_{A_i}}{D_{A_{i+1}}}\right)^{-1/2} \quad \text{para } i = 1, 2, \dots, L-1. \quad (5.20)$$

$$J_{i,i-1} = -\frac{3}{8} \cdot \frac{k_{z_i} \cdot k_{r_{i+1}}}{k_{r_i}} \cdot D_{A_i}^{1/2} \cdot (D_{A_i} - D_{A_{i-1}})^{-1/2} \quad \text{para } i = 2, \dots, L-1. \quad (5.21)$$

$$J_{L,L} = \frac{3}{4} \cdot k_{z_L} \cdot \left(1 - \frac{D_{A_{L-1}}}{2D_{A_L}}\right) \cdot \left(1 - \frac{D_{A_{L-1}}}{D_{A_L}}\right)^{-1/2} \quad (5.22)$$

$$J_{L,L-1} = -\frac{3}{8} \cdot k_{z_L} \cdot D_{A_L}^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{D_{A_{L-1}}}{D_{A_L}}\right)^{-1/2} \quad (5.23)$$

(v) A matriz Jacobiana, $J = [J_{i,m}]$, apresentada nas Eqs. (5.19) a (5.23), é tridiagonal. Da tridiagonalidade advém duas conseqüências de grande interesse prático: economia de armazenagem e facilidade de triangularização na aplicação do método de Gauss a cada passo do refinamento de uma solução inicial. A partir da matriz tridiagonal J pode-se definir uma matriz triangular A equivalente como se segue:

$$A_{1,1} = J_{1,1} \quad (5.24)$$

$$A_{1,2} = J_{1,2} \quad (5.25)$$

$$A_{K,K} = J_{K,K} - \frac{J_{K,K-1}}{A_{K-1,K-1}} \cdot J_{KK} \quad \text{para } K = 2, 3, \dots, L \quad (5.26)$$

$$A_{K,K+1} = J_{K,K+1} \quad (5.27)$$

Todos os outros elementos da matriz A, definida acima, são nulos. Convém, assim, observar que a triangularização da matriz Jacobiana requer apenas uma divisão, uma multiplicação e uma subtração por linha.

5.4.3 - Resultados e Comentários

Aplicando-se o algoritmo comentado na Subsecção anterior, calculou-se o perfil da distribuição de calor no dispositivo descrito na Secção 4.2.

São considerados diferentes valores de diâmetro da região ativa de interesse prático. Como um primeiro estágio de solução do problema, calculam-se os diâmetros de fontes virtuais de calor (D_{A_i}) nas camadas dos espelhos DBR. A solução é atingida iterativamente aumentando-se o número de camadas, partindo-se da fonte, em direção ao substrato.

Na Fig. 5.3 mostra-se o perfil da distribuição de calor nas camadas do espelho tipo n de um PITSEL cujo diâmetro da região ativa é $5\mu\text{m}$. O efeito do substrato sobre o qual a estrutura do espelho é montada não é considerado neste ponto. A observação da Fig. 5.3 permite concluir que, nas camadas de quarto de onda, se alternam regiões de perceptível espalhamento lateral de calor com regiões onde o fluxo de calor ocorre verticalmente (isto é, não é perceptível o crescimento do diâmetro da fonte virtual de calor na camada correspondente). Isto pode ser compreendido utilizando-se a Eq. (5.1) e tendo-se em mente os valores de condutividade térmica das camadas de quarto de onda ($k_{\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}}(300\text{K}) = 16,87\text{W/m.K}$; $k_{\text{AlAs}}(300\text{K}) = 91,67\text{W/m.K}$). Assim sendo,

nas camadas compostas por $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$, que apresenta baixa condutividade térmica, o espalhamento lateral é pequeno; ao passo que nas camadas de AlAs , com alta condutividade, o espalhamento lateral do fluxo é significativo. Este comportamento segue a própria periodicidade da grade e dele resulta a minimização do valor da resistência térmica (escolha do melhor caminho térmico).

Na Fig. 5.4 e na Fig. 5.5 são mostrados os fluxos de calor para PITSELS com diâmetro da região ativa iguais a, respectivamente, $10\mu\text{m}$ e $25\mu\text{m}$.

O comportamento qualitativo do fluxo de calor observado na Fig. 5.4 e na Fig. 5.5 é o mesmo discutido para o caso de um PITSEL com diâmetro da região ativa igual a $5\mu\text{m}$, mostrado na Fig. 5.3. Observa-se, ainda, comparando-se os valores do diâmetro da fonte virtual de quarto de onda em cada situação, que ocorre uma gradativa redução relativa do espalhamento lateral do calor à medida que se aumenta o diâmetro do meio ativo. Na Fig. 5.3, para um diâmetro do meio ativo igual a $5\mu\text{m}$, o diâmetro no fim da grade do espelho é da ordem de $224\mu\text{m}$. Na Fig. 5.4, o diâmetro da região ativa é de $10\mu\text{m}$ (crescimento de 100%) e o diâmetro no final do espelho é de $232\mu\text{m}$ (crescimento de 3,5%). Finalmente, na Fig. 5.5, o diâmetro do meio ativo é de $25\mu\text{m}$ (crescimento de 400%), ao passo que o diâmetro da fonte virtual no final do espelho é de $250\mu\text{m}$ (crescimento relativo de 11,6%).

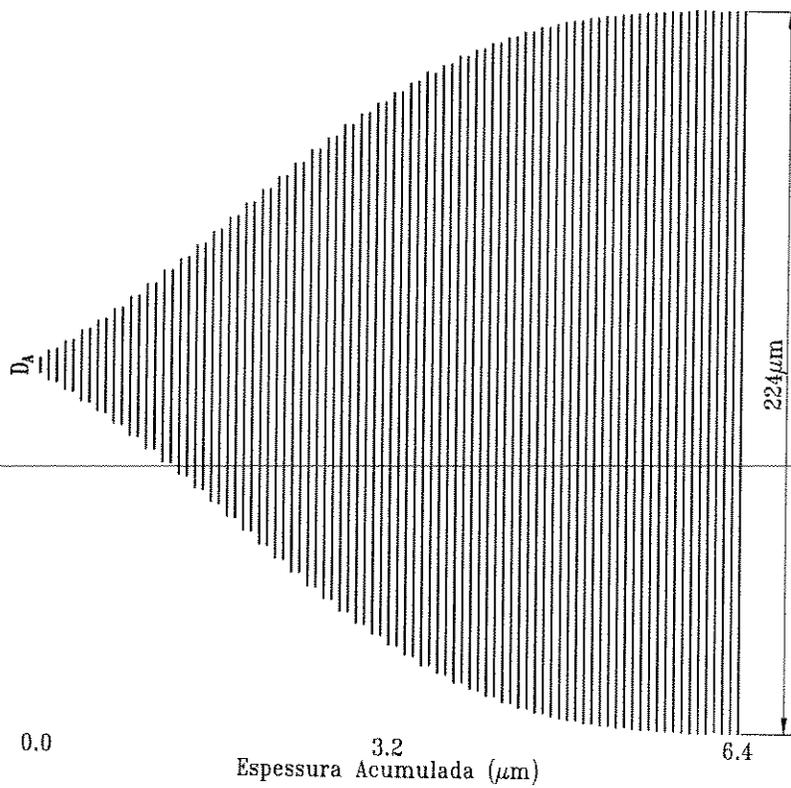


Fig. 5.3 - Perfil Bidimensional do Fluxo de Calor no Espelho n-DBR de um PITSEL. O Diâmetro do Meio Ativo é $5 \mu\text{m}$. O Efeito do Substrato Não é Considerado.

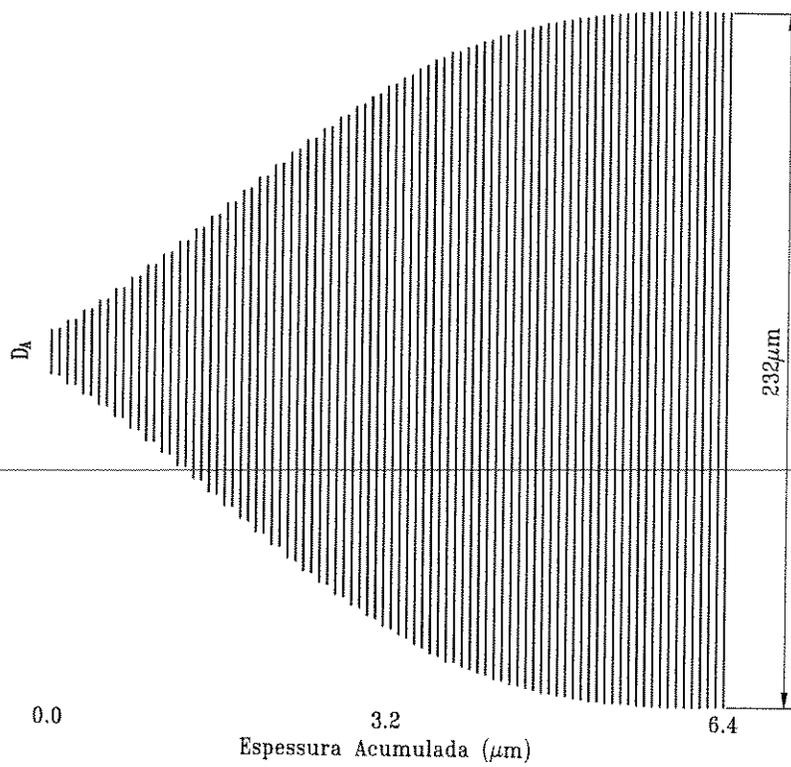


Fig. 5.4 - Fluxo Bidimensional de Calor em um PITSEL com Diâmetro do Meio Ativo Igual a $10\mu\text{m}$. O Efeito do Substrato Não foi Considerado.

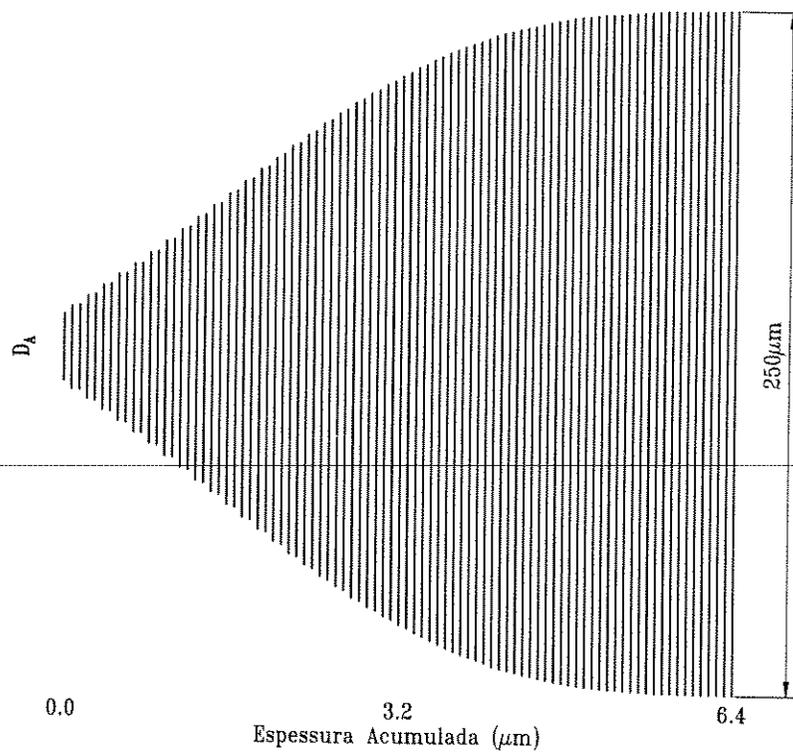


Fig. 5.5 - Perfil Bidimensional da Propagação de Calor na Estrutura Refletora Tipo DBR. O Diâmetro do Meio é $25\mu\text{m}$. O Efeito ao Substrato Posicionado entre o Espelho, e o Absorvedor de Calor Não é Considerado.

A esta altura, torna-se útil dividir-se a resistência térmica total do dispositivo em suas componentes associadas ao fluxo vertical e ao espalhamento lateral do calor, como se segue:

$$R_{th} = R_{thV} + R_{thS} \quad (5.28)$$

onde

$$R_{thV} = \sum_{j=1}^N \frac{4d_j}{\pi k_{zj} \cdot D_{Aj}} \quad (5.29)$$

$$R_{thS} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{2k_{rj} \cdot D_{Aj-1}} \cdot \left(1 - \frac{D_{Aj-1}}{D_{Aj}} \right)^{3/2} \quad (5.30)$$

e, onde:

R_{thV} e R_{thS} são as componentes da resistência térmica associadas, respectivamente, ao fluxo vertical e ao espalhamento lateral do calor.

Da observação das Figs. 5.3-5.5, concluiu-se que os diâmetros das fontes virtuais de calor em cada camada são maiores, em termos absolutos, nos lasers com maiores diâmetros do meio ativo. Pode-se prever, portanto, com o auxílio da Eq. (5.29), que uma ligeira redução da componente da resistência térmica associada ao fluxo vertical de calor deve ocorrer à medida em que é aumentado o diâmetro da região ativa.

Ainda da observação das Figs. 5.3-5.5, concluiu-se que o espalhamento lateral é relativamente maior em lasers com diâmetro do meio ativo menores. Isto significa que, na Eq. (5.30), o quociente D_{Aj-1} / D_{Aj} , na camada j , tende a ser mais próximo da unidade em lasers com diâmetros do meio ativo maiores. Conseqüentemente, o espalhamento lateral do calor tem efeito mais significativo sobre a resistência térmica do dispositivo em lasers com pequena área de meio ativo.

Na Fig. 5.6 mostra-se o crescimento do valor da resistência térmica de um PITSEL, cujas características foram descritas na Secção 5.2, ao longo do espelho DBR tipo n, para diferentes valores de diâmetro do meio ativo ($D_A = 5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ e $25\mu\text{m}$).

Observa-se que a principal contribuição para o valor da resistência térmica do dispositivo advém, em todos os casos, das camadas do espelho mais próximas ao meio ativo. Nestas camadas, conforme se pode observar nas Figs. 5.3-5.5, ocorre um intenso espalhamento lateral do fluxo de calor. Observou-se, ainda, nas Figs. 5.3-5.5, que o espalhamento é mais significativo nos lasers com pequeno diâmetro do meio ativo. Coerentemente com estas observações, constata-se na Fig. 5.6 que o valor de resistência térmica do laser cresce com a redução do diâmetro da região ativa.

Na Fig. 5.6, verifica-se que, para as três configurações de laser, o valor da resistência térmica, em termos práticos, aumenta apenas enquanto não se completa o fluxo lateral de calor, permanecendo praticamente invariante ao longo do restante da grade do espelho. Além disto, os valores ótimos de resistência térmica são: 100 K/W , para $D_A = 25\mu\text{m}$; 420K/W , para $D_A = 10\mu\text{m}$; e, 1250K/W , para $D_A = 5\mu\text{m}$.

Na Fig. 5.7 mostra-se a evolução das componentes da resistência térmica, ao longo dos primeiros 12,5 períodos do espelho DBR, para um PITSEL com diâmetro do meio ativo igual a $5\mu\text{m}$, antes e depois da inclusão do efeito provocado pelo substrato sobre a propagação do fluxo de calor. Na Fig. 5.7, as curvas marcadas com $R_{thV,B}$ e $R_{thS,B}$, nesta ordem, representam as componentes da resistência térmica associadas, respectivamente, ao fluxo vertical e ao espalhamento lateral de calor, antes da inclusão do efeito do substrato. Ainda, na Fig. 5.7, as curvas marcadas com $R_{thV,A}$ e $R_{thS,A}$, nesta ordem, representam as componentes da resistência térmica relacionadas ao fluxo vertical e ao fluxo lateral de calor, respectivamente, considerando-se, agora, que a estrutura DBR é posicionada sobre um substrato de GaAs com $50\mu\text{m}$ de espessura. Observe-se que a introdução do substrato provoca um acréscimo, da ordem de 10%, sobre a componente da resistência térmica associado ao fluxo lateral de calor no PITSEL estudado. Simultaneamente, ocorre uma redução da ordem de 6% sobre o valor da componente da resistência térmica associada ao fluxo vertical. As duas perturbações acima mencionadas tendem a se cancelar mutuamente, disto resultando que o acréscimo, provocado por um

Fig. 5.6 -

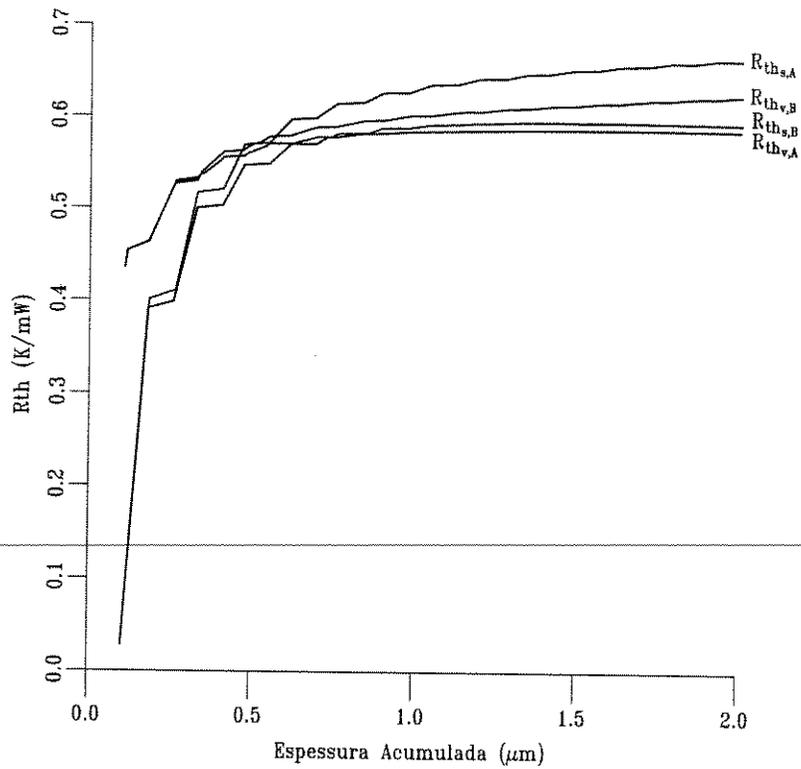


Fig. 5.7 - Componentes da Resistência Térmica Associadas ao Espalhamento Lateral e ao Fluxo Vertical, em um VCSEL com Diâmetro do Meio Ativo Igual a $5\mu m$, Antes e Depois da Inclusão do Efeito do Substrato. Apenas a Parte do Espelho mais Próxima ao Meio Ativo (Primeiros $2\mu m$) foi Considerada no Cálculo.

substrato com $50\mu\text{m}$ de espessura, sobre a resistência térmica total do laser é de menos de 2%.

A Fig. 5.8 mostra o perfil do fluxo de calor nos primeiros 12,5 períodos do espelho de quarto de onda antes do posicionamento do substrato abaixo da estrutura DBR. A Fig. 5.9 mostra o perfil do fluxo de calor, na mesma Secção da estrutura DBR, após a introdução do substrato abaixo do espelho. Estas duas figuras permitem melhor compreender os resultados mostrados na Fig. 5.7. O posicionamento do substrato faz com que o espalhamento lateral seja muito mais significativo; simultaneamente, vide Eq. 5.1, se dá uma redução do fluxo vertical, pois o mesmo passa a ocorrer, em cada camada, sobre um cilindro com maior diâmetro.

Na Fig. 5.10 é mostrada a evolução do valor da resistência térmica ao longo da estrutura DBR e do substrato para lasers com diâmetros do meio ativo iguais a $5\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ e $25\mu\text{m}$. Observa-se que ocorre, em todos os casos, uma perturbação apenas residual sobre os correspondentes valores previstos na Fig. 5.6, na qual não foi considerado o efeito do substrato. Conclui-se, coerentemente com os resultados apresentados nas Figs. 5.7-5.9, que a introdução do substrato, de modo a minimizar o fluxo vertical de calor sobre uma espessura considerável ($50\mu\text{m}$), provoca a redistribuição do fluxo lateral na grade do espelho. Esta redistribuição é feita de modo que a resistência térmica total do dispositivo permanece praticamente inalterada.

Conforme mencionado na Subsecção anterior, na resolução do sistema de equações representado pelas Eqs. (5.15) e (5.16), a ordem foi sendo incrementada gradativamente, camada por camada, da região ativa em direção ao substrato, até que se atingiu o número total de camadas. Este método funcionou sem dificuldades para camadas pertencentes à estrutura DBR, pois a solução inicial para o problema de ordem $L+1$ podia ser trivialmente obtida a partir da solução do problema de ordem L . Na incorporação do efeito do substrato, entretanto, alguns cuidados especiais foram necessários, pois o mesmo provoca significativas modificações sobre o fluxo de calor na estrutura do dispositivo devido a sua espessura ser muito superior à espessura das demais camadas. Utilizou-se, pois o artifício de subdividir o substrato em subcamadas, de modo a assegurar a convergência do método. A solução obtida para o sistema resultante da subdivisão

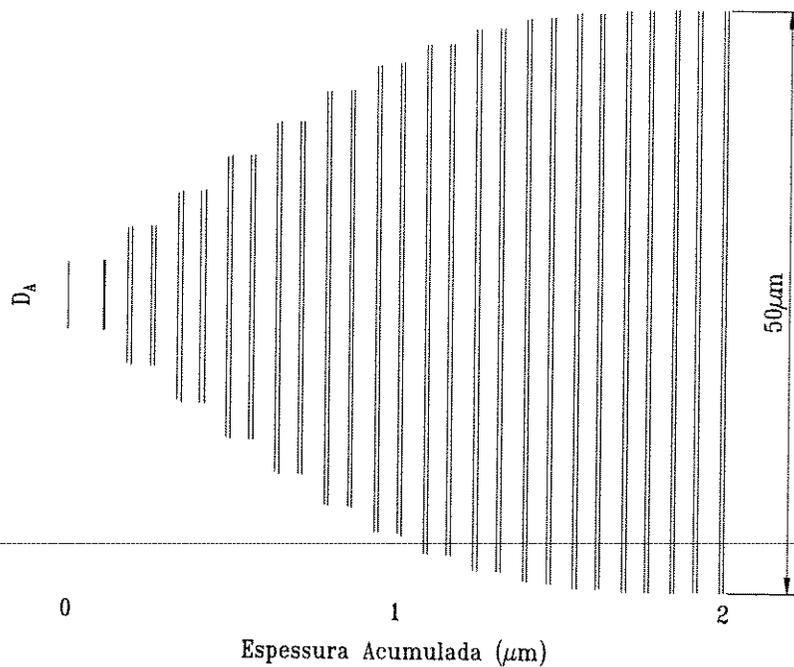


Fig. 5.8 - Perfil Bidimensional da Propagação de Calor nos Primeiros $2\mu\text{m}$ da Estrutura Refletiva. O Diâmetro do Meio Ativo é $5\mu\text{m}$. O Efeito do Substrato Não é Considerado.

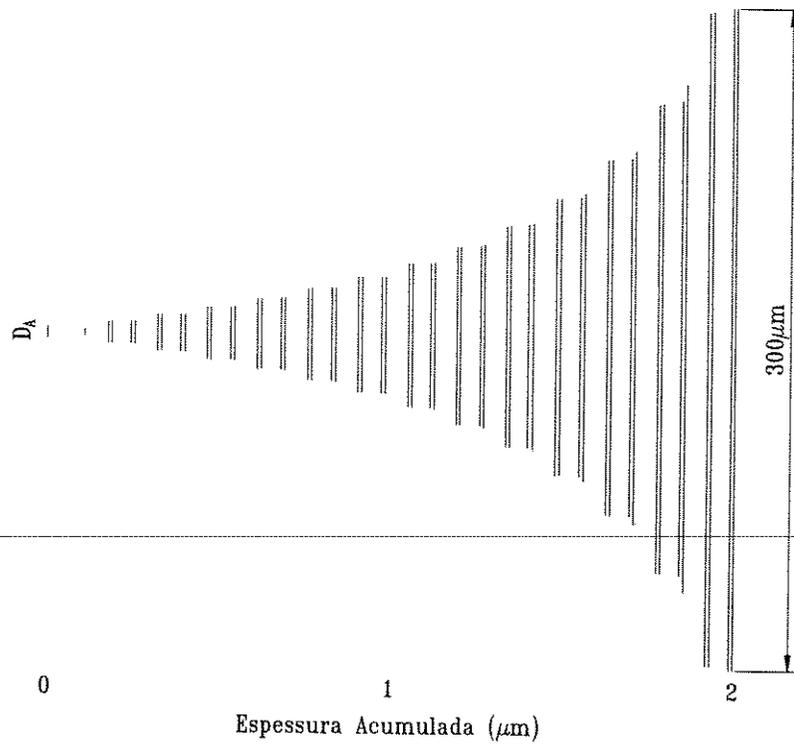


Fig. 5.9 - Perfil Bidimensional da Propagação de Calor nos Primeiros $2\mu\text{m}$ do Espelho n-DBR. O Diâmetro do Meio Ativo é $5\mu\text{m}$. O Efeito do Substrato é Considerado.

Fig. 5.10 -

supramencionada é, então, utilizada na obtenção, pela supressão das subdivisões artificialmente introduzidas, de uma solução inicial para o problema original.

A comparação da solução obtida, para o perfil do fluxo de calor, subdividindo-se o substrato em vinte e cinco subcamadas homogêneas com a solução obtida quando o substrato é considerado como uma camada única pode ser feita através do diâmetro de saída (diâmetro do substrato que minimiza o valor da resistência térmica) em cada situação. Na Fig. 5.11, são mostrados estes dois tipos de soluções para PITSELS com diâmetro do meio ativo variando desde $5\mu\text{m}$ até $100\mu\text{m}$. A linha pontilhada representa a solução obtida usando-se o artifício da subdivisão do substrato; a linha cheia representa a solução obtida quando o substrato foi tratado como uma camada única. A diferença entre as duas soluções varia na faixa de 0,2% a 0,4% e serve para comprovar a aferição do método aqui desenvolvido, posto que se encontra muito abaixo do máximo erro cometido na aproximação inicial representada pela Eq. (5.1), o qual é da ordem de 2% [37a-37b].

5.5 - FLUXO DE CALOR LIMITADO LATERALMENTE EM ESTRUTURAS COM MÚLTIPLAS CAMADAS

Na Secção anterior desenvolveu-se a formulação matemática para a análise do fluxo de calor gerado por um disco circular aquecido posicionado no topo de uma pilha de cilindros, com iguais diâmetros entre si. Nenhuma restrição foi feita sobre o valor do diâmetro dos cilindros. O modelamento adequou-se à determinação do valor do diâmetro de um VCSEL que propicia o menor valor possível para a resistência térmica. Os resultados apresentados na Secção anterior, para uma típica configuração de PITSEL, também, indicam que os valores de diâmetro do substrato que minimizam a resistência térmica de um laser isolado podem ser da ordem de 1mm, valor este demasiado alto quando comparado ao diâmetro de lasers usualmente fabricados, normalmente na faixa de $200\mu\text{m}$ a $400\mu\text{m}$.

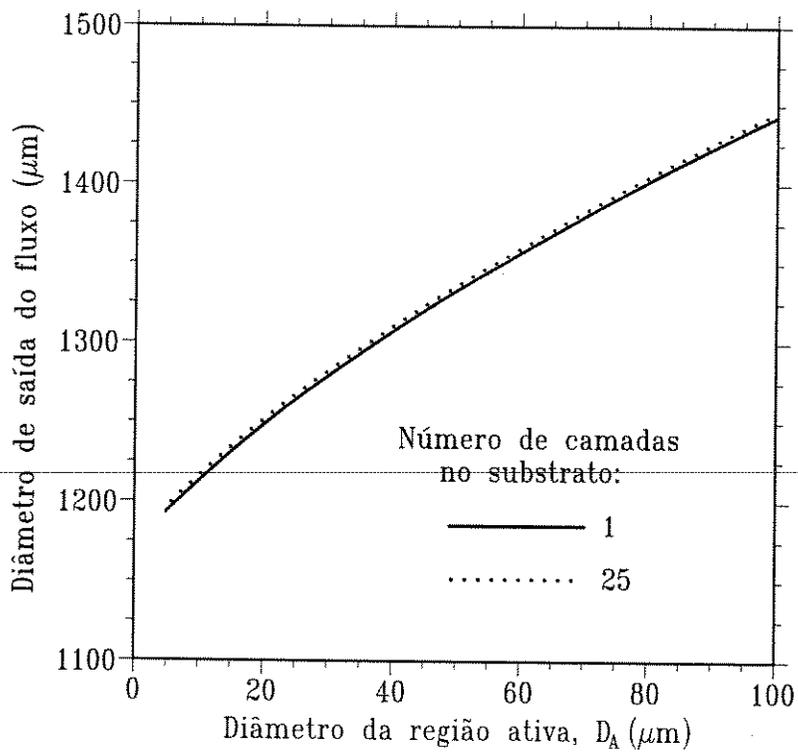


Fig. 5.11 - Diâmetro de Saída do Fluxo de Calor no Substrato de um PITSEL para Vários Valores de Diâmetros da Região Ativa. A Linha Pontilhada Representa a Solução Obtida quando o Substrato é Dividido em 25 Subcamadas. A Linha Cheia é a Solução Obtida quando o Substrato Não é Subdividido.

Convém, pois, modificar a formulação supramencionada de modo a permitir o cálculo do valor da resistência térmica de um VCSEL, dados os valores do diâmetro do meio ativo e do diâmetro do diodo. Tendo em vista que o diâmetro do substrato não é, nesta reformulação, uma variável, mas um dado fixo, a determinação do caminho térmico ótimo fez-se através da condição:

$$\frac{\partial R_{th}}{\partial D_{A_j}} = 0, \quad \text{para } j = 1, 2, \dots, N - 1 \quad (5.31)$$

A Eq. (5.31) tem a mesma forma da Eq. (5.6b). O problema de menor grau, obtido a partir da formulação acima, consiste no caso em que apenas uma camada é posicionada entre a fonte e o substrato. A dimensão da fonte virtual de calor na camada introduzida pode ser determinada a partir da condição:

$$F_I(D_{A_1}) = -\frac{8d_I \cdot k_S}{\pi} + \frac{3k_{z_I} \cdot k_S}{4k_{r_I}} \cdot D_{A_1}^{1/2} \cdot (D_{A_1} - D_{A_0})^{1/2}$$

$$-\frac{k_{z_I} \cdot D_{A_1}}{2} \cdot \left(1 - \frac{D_{A_1}}{D_S}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{D_{A_1}}{2D_S}\right) = 0 \quad (5.32)$$

onde:

k_S é a condutividade térmica do substrato;

D_{A_0} é o diâmetro da fonte de calor;

D_S é o diâmetro do substrato.

Ao contrário do caso da Secção anterior, o problema unidimensional não admite solução exata. A Eq. (5.32) deve, pois, ser resolvida numericamente com o auxílio da derivada abaixo:

$$F'(D_{A1}) = \frac{3}{4} \cdot \frac{k_{z1} \cdot k_S}{k_{r1}} \cdot \left(1 - \frac{D_{A0}}{2D_{A1}}\right) \left(1 - \frac{D_{A0}}{D_{A1}}\right)^{-1/2} - \frac{k_{z1}}{2} \cdot \left(1 - \frac{D_{A1}}{D_S}\right)^{-1/2} \cdot \left(1 - \frac{D_{A1}}{2D_S} - \frac{5}{4} \frac{D_{A1}^2}{D_S^2}\right) \quad (5.33)$$

Dado que o diâmetro da fonte (D_{A0}) é menor que o diâmetro do substrato (D_S), pode-se concluir, da Eq. (5.32), que:

$$F_1(D_{A1} = D_{A0}) < 0 \quad (5.34)$$

$$F_1(D_{A1} = D_S) = -\frac{8d_1 \cdot k_S}{\pi} + \frac{3k_{z1} \cdot k_S}{4k_{r1}} D_S^{1/2} (D_S - D_{A0})^{1/2} \quad (5.35)$$

Da Eq. (5.35) conclui-se que a condição para que a função $F_1(D_{A1})$ tenha pelo menos um zero real no intervalo (D_{A0}, D_S) é que o fluxo lateral de calor seja completo na camada introduzida, isto é:

$$D_S \geq \frac{1}{2} D_{A0} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4096 \cdot k_{r1}^2}{9\pi^2 \cdot k_{z1}^2} \cdot \left(\frac{d_1}{D_{A0}}\right)^2} \right) \quad (5.36)$$

Tendo em vista que a espessura de cada camada do espelho é significativamente menor que o diâmetro do meio ativo, pode-se concluir que, no caso de VCSELs, a condição expressa pela Eq. (5.36) será sempre satisfeita. Existe, portanto uma solução da Eq. (5.32) no intervalo (D_{A0}, D_S) . Para determinar tal raiz utilizou-se uma

combinação entre os métodos da Bisecção (para obter a solução inicial) e de Newton (para refinar a solução inicial).

Similarmente ao procedimento adotado na Secção anterior, a resolução da Eq. (5.31) fundamentar-se-á em um método iterativo, em que, passo a passo, a ordem do sistema é incrementada pela introdução de uma nova camada na estrutura do espelho.

O sistema de equações não-lineares a ser resolvido na etapa L do algoritmo é formado por (L-1) equações da forma da Eq. (5.15) e pela expressão abaixo:

$$F_L = -\frac{8d_L \cdot k_S}{\pi} + \frac{3k_{zL} \cdot k_S}{4k_{rL}} \cdot D_{AL}^{1/2} \cdot (D_{AL} - D_{AL-1})^{1/2} - \frac{k_{zL} \cdot D_{AL}}{2} \cdot \left(1 - \frac{D_{AL}}{D_S}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{D_{AL}}{2D_S}\right) = 0 \quad (5.37)$$

A matriz Jacobiana do sistema de equações assim formado é, por sua vez, dada pelas Eqs. (5.19) a (5.21), pela Eq. (5.23), sendo, no entanto, o último elemento diagonal dado por:

$$J_{L,L} = \frac{3}{4} \frac{k_{zL} \cdot k_S}{k_{rL}} \cdot \left(1 - \frac{D_{AL-1}}{2D_{AL}}\right) \left(1 - \frac{D_{AL-1}}{D_{AL}}\right)^{-1/2} - \frac{k_{zL}}{2} \cdot \left(1 - \frac{D_{AL}}{D_S}\right)^{-1/2} \cdot \left(1 - \frac{D_{AL}}{2D_S} - \frac{5}{4} \frac{D_{AL}^2}{D_S^2}\right) \quad (5.38)$$

A solução inicial para o sistema acima mencionado é obtida a partir da solução numericamente obtida (após o refinamento) para o sistema de ordem imediatamente inferior, admitindo-se, como primeira aproximação, que a introdução de uma nova camada na estrutura do espelho não afeta a distribuição do fluxo de calor nas camadas a ela sobrepostas. A extensão da fonte virtual de calor da camada introduzida pode ser obtida, nesta aproximação, a partir da solução da Eq. (5.37), conforme o caso do problema unidimensional descrito nas Eqs. (5.32) e (5.33).

Na Fig. 5.12 são mostrados os valores de resistência térmica calculados de acordo com o método descrito nesta Secção para o caso de um PITSEL de $AlGaAs/GaAs/AlAs$, cujo substrato tem diâmetro igual a $200\ \mu m$ e espessura igual a $50\ \mu m$. O valor do diâmetro do meio ativo foi variado, na simulação, desde $5\ \mu m$ até $100\ \mu m$. Cada ponto na curva apresentado é obtido a partir da solução de um sistema de equações não-lineares, conforme descrito nesta Secção. Observa-se que o valor da resistência térmica do dispositivo, para um valor fixo de diâmetro do substrato, decresce monotonicamente com o diâmetro da região ativa. Este comportamento está de acordo com os resultados obtidos através dos modelos simplificados do Capítulo 4.

Na Tabela 5.1 é apresentada, para vários valores de diâmetro da região ativa, uma comparação entre os valores previstos para a resistência térmica de configurações de PITSELS de interesse prático [44] usando o método desenvolvido nesta Secção com os resultados correspondentes obtidos pelo método da condutividade térmica efetiva, desenvolvido na Secção 4.6.

Tabela 5.1 - Valores calculados para a resistência térmica de um PITSEL de $AlGaAs/GaAs/AlAs$. O diâmetro do substrato é $200\ \mu m$. A espessura do substrato é $50\ \mu m$.

Diâmetro da Região Ativa (μm)	Resistência Térmica (K/W)	
	Método da Condutividade Térmica Efetiva	Análise de Múltiplas Camadas
5	2200	2300
7	1600	1650
10	1100	1160
25	440	460
50	210	220

Observa-se que a diferença relativa entre os valores de resistência térmica previstos pelos dois métodos encontra-se, para os diversos valores de diâmetros do meio ativo, na faixa de 3% a 5%. Nota-se, ainda, na Tabela 5.1, que os resultados obtidos pela

análise de múltiplas camadas, desenvolvidas nesta Secção, são maiores aos obtidos através do método da condutividade efetiva.

A Fig. 5.13 corresponde aos valores calculados para a resistência térmica com estrutura igual à estudada na Fig. 5.12, à exceção de que a espessura do substrato agora considerada é de 100 μm . Observa-se, conforme os resultados do Capítulo anterior, que o espessamento do substrato afeta de forma apenas residual o valor da resistência térmica do dispositivo. A Fig. 5.13 permite, ainda, a comparação com o resultado experimental, de 800 K/W, apresentado na literatura [48] para o valor da resistência térmica de um PITSEL de AlAs/GaAs/AlGaAs com diâmetro do meio ativo igual a 15 μm . O valor correspondente de resistência térmica, obtido a partir da Fig. 5.13, é de 820 K/W; apresentando uma diferença, a maior, de apenas 2,5% em relação ao resultado experimental [48]. Vale lembrar que o método da condutividade térmica efetiva, desenvolvido no Capítulo 4, para a resistência térmica do mesmo laser, apresentou uma diferença, a menor, em relação ao valor experimental, da ordem de 5%

5.6 - DISCUSSÃO E COMENTÁRIOS

Neste Capítulo desenvolveu-se um método para calcular a resistência térmica de VCSELS que, pela primeira vez, considerou o efeito da propagação do fluxo de calor nas múltiplas camadas do laser sem o inconveniente de excessivo esforço numérico. Duas variações do método são apresentadas: a primeira, permite a determinação do diâmetro do substrato que permite minimizar o valor da resistência térmica do dispositivo. A segunda implementação do método permite o cálculo da resistência térmica do laser para um dado valor de diâmetro do substrato.

Pode-se apresentar como vantagem do método desenvolvido neste Capítulo em relação aos métodos simplificados do Capítulo anterior, além da maior precisão obtida na comparação com valores experimentais, o fato de a propagação do fluxo de calor ser considerada no interior de cada uma das camadas constituintes. Desta forma, o efeito de permutações entre as camadas pode ser levado em consideração, ao contrário do caso dos modelos simplificados do Capítulo anterior.

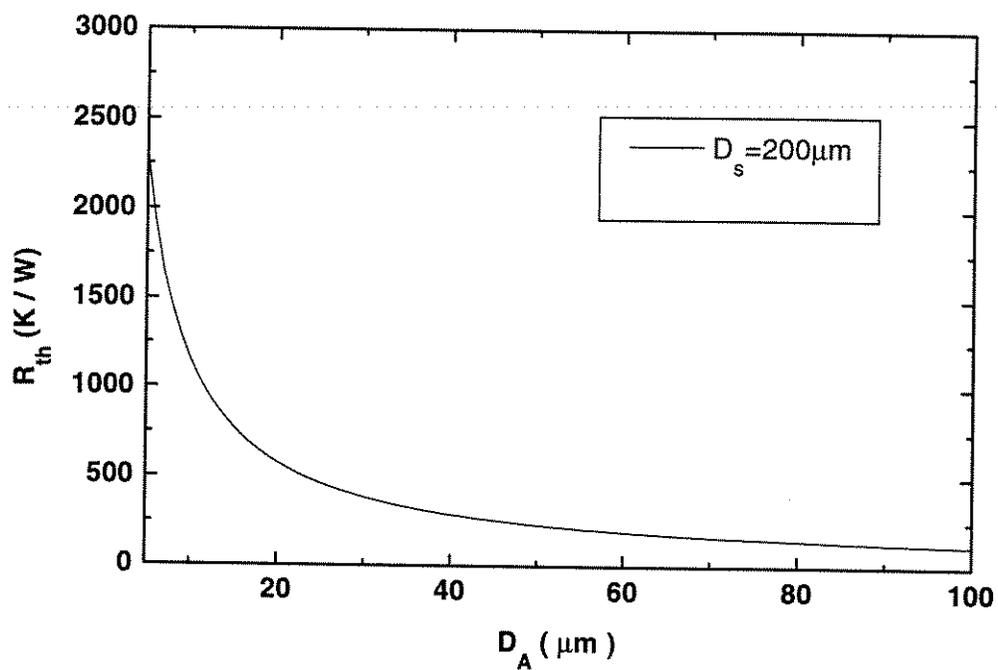


Fig. 5.12 -Resistência Térmica de um PITSEL de GaAs/AlGaAs/AlAs, cujo Diâmetro do Substrato é 200 μm , para Diferentes Valores de Diâmetro do Meio Ativo. A Espessura do Substrato é 50 μm .

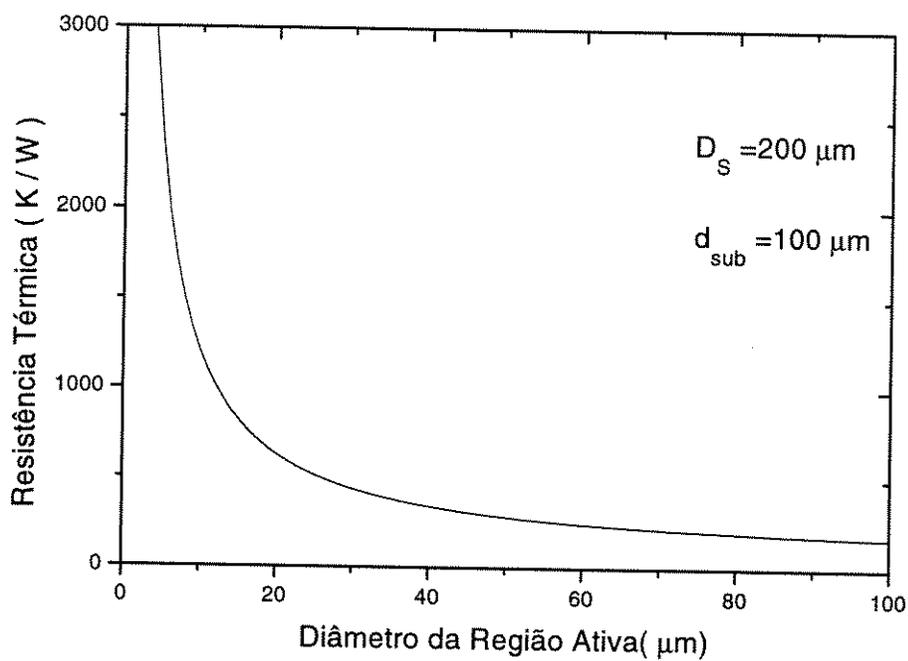


Fig. 5.13 - Resistência Térmica de um PITSEL de GaAs/AlGaAs/AlAs, cujo Diâmetro do Substrato é 200μm, para Diferentes Valores de Diâmetro do Meio Ativo. A Espessura do Substrato é 100μm.

Uma outra vantagem do método apresentado neste Capítulo é que, uma vez conhecida a densidade de potência térmica no interior do laser, o perfil de distribuição radial de temperaturas pode ser obtido a partir do perfil bidimensional do fluxo de calor no dispositivo (mostrado, por exemplo, nas Figs. 5.3-5.5), como se segue:

$$\Delta T(r) = \sum_{i=1}^N \left[\int_0^{D_{A_i}/2} q \cdot (4\pi r) \cdot dr \right] \cdot R_{th_i}$$

onde:

q é densidade de potência térmica (em W/cm^2),

R_{th_i} é a componente da resistência térmica do laser associada à camada i .

Considerando o caso simples de uma densidade de potência térmica constante em todo o interior do VCSEL ($q = 3 \text{ kW/cm}^2$) obtém-se o perfil radial de temperaturas no interior do laser apresentado na Fig. 5.14.

A Fig. 5.14 mostra a distribuição radial no interior de VCSELs de $AlGaAs/GaAs/AlAs$, para diferentes valores de diâmetros do meio ativo. Observa-se que o aumento de temperatura da região ativa, assumindo-se uma densidade de potência térmica constante, é maior em lasers com maior área ativa. Pode-se, através da Fig. 5.14, compreender porque a implementação de redes bidimensionais de VCSEL exige que cada elemento da rede tenha pequena área de emissão: nestes dispositivos, a diafonia térmica (*cross-talk*) será minimizada.

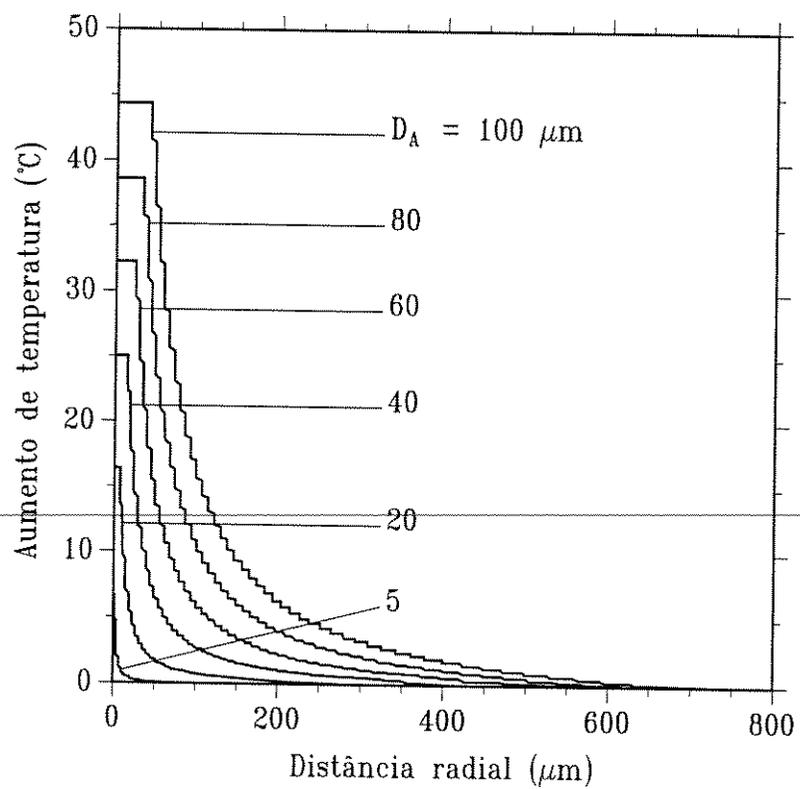


Fig. 5.14 - Perfil Radial de Temperatura no Interior de um PITSEL para Diferentes Diâmetros do Meio Ativo. A Origem na Escala Horizontal Corresponde ao Centro da Região Ativa.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

Nesta Tese estudou-se a influência do auto-aquecimento sobre o comportamento dos lasers semicondutores de emissão superficial com cavidade vertical (VCSELs).

Mediante a alimentação eletrônica do laser, a temperatura do meio ativo se eleva. Este aumento da temperatura da região ativa tem duas causas principais: a recombinação não-radiativa no próprio meio ativo e o efeito Joule nos espelhos de múltiplas camadas da cavidade do laser. A elevação da temperatura da junção afeta o ganho material e reduz a qualidade do confinamento de portadores em VCSELs que empregam poços quânticos múltiplos.

No intuito de analisar os efeitos da temperatura sobre o comportamento de VCSELs, elaborou-se um modelo de linha de transmissão, para o laser [64, 65]. Adotando-se um plano de referência adequadamente escolhido, as características estacionárias do laser foram estudadas a partir das refletividades complexas para as ondas propagantes emergentes e incidentes neste plano. Foram incorporados, no modelo, os atrasos por reflexão associados à penetração do campo elétrico nos espelhos, a qual foi considerada como função da temperatura. As perturbações provocadas pela temperatura sobre o caminho óptico foram atribuídas exclusivamente às flutuações dos índices de refração; isto é, desprezou-se a expansão térmica linear.

Foi procedida a simulação do comportamento de limiar de um típico VCSEL de emissão pelo topo, com base no modelo acima mencionado [64, 65]. A concordância de nossos resultados com valores experimentais da literatura permite concluir que os desvios do comprimento de onda de oscilação com a temperatura são provocados por perturbações no comprimento óptico dos trechos passivo e ativo da cavidade e pela dependência com a temperatura da penetração do campo elétrico nos espelhos.

O modelo acima mencionado possibilitou, também, calcular a densidade de portadores de limiar de oscilação [64]. A partir da densidade de portadores de limiar, obteve-se a dependência, com a temperatura, do ganho e da densidade de corrente de um VCSEL operando no limiar de oscilação [65].

Nossos cálculos indicaram, de acordo com resultados teóricos [17] e experimentais [18] da literatura, a existência de uma faixa de temperaturas na qual os desempenhos de ganho e corrente do laser são otimizados. Para temperaturas acima da faixa mencionada, devido à abrupta perda do poder de confinamento da junção, a densidade de corrente de limiar assume níveis tais que podem inviabilizar a operação do laser.

Além da análise, feita com base no modelo supra mencionado, dos efeitos que a temperatura exerce sobre o ganho e a corrente em VCSELS, importa estudar quão eficientemente a potência térmica se dissipa. Na presença de mecanismos eficientes de dissipação, há um menor aquecimento do meio ativo e, conseqüentemente, menos danos são notados sobre o comportamento óptico e elétrico do laser.

Uma forma de avaliar a capacidade de dissipação da energia térmica em VCSELS é através da resolução de um sistema de equações diferenciais em que cada equação descreve a propagação do calor no interior de uma camada. A completa descrição do comportamento do laser requer, ainda, a resolução de equações de taxas para fótons, portadores e fase do campo. Este formalismo resulta em alta complexidade numérica. Um procedimento alternativo, adotado nesta Tese, para computar o efeito da temperatura sobre a operação de VCSELS, consiste em empregar o conceito de resistência térmica. A resistência térmica relaciona, de forma elementar, a potência total fornecida ao laser, a potência óptica e a elevação de temperatura do meio ativo em relação ao absorvedor de calor; associando, portanto, grandezas mensuráveis e se constituindo em um parâmetro chave na caracterização de VCSELS.

No Capítulo 4 desta Tese foram desenvolvidos dois modelos para calcular a resistência térmica de VCSEL com emissão pelo topo. Em particular, os modelos foram aplicados no cálculo de resistência térmica de PITSELS (*Proton Implanted Top Surface Emitting Lasers*) e de redes bidimensionais de PITSELS. Ambos os modelos fundamentam-se na substituição de um sistema de camadas por seu equivalente térmico, que consiste em uma camada na qual o fluxo de calor é anisotrópico.

O modelo do cilindro uniforme [45] é válido quando as condutividades térmicas associadas ao fluxo radial de calor nos espelhos e no substrato têm valores próximos. Este método mostrou-se eficaz no cálculo de resistência térmica de PITSELS de GaAs/AlGaAs.

O modelo da condutividade térmica efetiva [39] leva em consideração as diferenças entre as características de propagação do fluxo radial de calor nos espelhos e no substrato. Este método é aplicável a PITSELS de GaAs/AlGaAs e a PITSELS de InP/InGaAsP.

Nossos cálculos apontam valores extremamente elevados para a resistência térmica de redes bidimensionais de PITSELS. Isto explica porque, no caso de redes bidimensionais, a configuração de VCSELS com emissão pelo lado do substrato é mais adequada.

Nossos resultados indicam, também, que os valores de resistência térmica de PITSELS emitindo no infravermelho distante não diferem significativamente dos valores correspondentes para PITSELS operando em torno de $0,85\mu\text{m}$. Assim, a maior dificuldade operação cw em $1,55\mu\text{m}$ não deve ser atribuída ao mecanismo de dissipação térmica, mas, a uma maior sensibilidade das propriedades ópticas e elétricas ao efeito térmico.

De acordo com nossos cálculos, o efeito provocado por um espessamento do substrato sobre a resistência térmica de típicas configurações de PITSELS isolados é bastante moderado; ao passo que, no caso de redes bidimensionais, o espessamento do substrato pode significativamente aumentar o valor da resistência térmica.

Nossos cálculos sugerem, ainda, que um eventual espessamento dos espelhos de quarto de onda, obtido pelo uso de um maior número de pares de camadas, poderia atuar no sentido de elevar o fator de qualidade da cavidade óptica em VCSELS de InP/InGaAsP, sem causar prejuízo considerável nas características de propagação do calor no laser.

No Capítulo 5 [63, 66] desta Tese, foi desenvolvido um outro método para calcular a resistência térmica de VCSELS. O método é aplicável tanto para lasers que emitam pelo topo como para aqueles nos quais a emissão ocorre pelo lado do substrato. O perfil de propagação do fluxo de calor dentro do laser é calculado seguindo-se o princípio

de que o calor percorre sempre o melhor caminho possível dentro da estrutura. A condição acima é imposta camada a camada, resultando que este método permite, ao contrário dos métodos do Capítulo anterior, obter informações sobre a própria distribuição de temperaturas dentro do laser.

O perfil radial de temperaturas obtido para típicas configurações de PITSELS alerta para a gravidade dos problemas de diafonia térmica (*cross-talk*) em redes bidimensionais de VCSELS, efeito este não considerado nos modelos mais simplificados do Capítulo 4 desta Tese.

É um objetivo futuro do autor desta Tese estender o modelo desenvolvido no Capítulo 3, de modo a considerar a oscilação acima do limiar em VCSELS. Para tal fim, serão usados, simultaneamente, os modelos desenvolvidos para calcular a resistência térmica do laser, na avaliação dos acréscimos de temperatura ocasionados pela operação do VCSEL.

Outras extensões possíveis sobre o referido modelo são: a consideração dos modos transversais de oscilação a partir da teoria do guiamento óptico fraco e a inclusão do efeito exercido por uma cavidade externa sobre o comportamento estacionário e dinâmico de VCSELS.

APÊNDICE A

DEDUÇÃO DE EXPRESSÃO PARA O COMPRIMENTO DE ONDA DE EMISSÃO DE UTILIZANDO-SE O MODELO DE LINHA DE TRANSMISSÃO

(i) Substituindo-se as Eqs. (3.12) e (3.13) na Eq. (3.14a), obtém-se:

$$\begin{aligned}
 & \text{Arg} \left\{ |r_B| \cdot \exp \left\{ j \cdot \frac{4\pi}{\lambda_{DBR_B}} \cdot n_s(T) \cdot L_{\tau_B}(T) \right\} \right\} + \\
 & + \text{Arg} \left\{ |r_T| \cdot \exp \left\{ j \cdot \frac{4\pi}{\lambda_{DBR_T}(T)} \cdot n_s(T) \cdot L_{\tau_T}(T) \right\} \right\} + \\
 & + \text{Arg} \left\{ \cdot \exp \left\{ -j \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot [(L-d) + L_{\tau_B} + L_{\tau_T}] \cdot \left(n_s(T) - j \cdot \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \right) \right\} \cdot \right\} + \\
 & + \text{Arg} \left\{ \cdot \exp \left\{ -j \cdot \frac{4\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \left(n_s(T) + j \cdot \frac{\lambda(\Gamma_{en} g(N,T) - \alpha)}{4\pi} \right) \right\} \right\} = -2\pi \cdot m \quad (\text{A.1})
 \end{aligned}$$

(ii) Operações elementares sobre a equação acima permitem obter a seguinte expressão:

$$\frac{-4\pi}{\lambda_{DBR_B}} n_s(T) L_{\tau_B}(T) - \frac{4\pi}{\lambda_{DBR_T}} n_s(T) L_{\tau_T}(T) + \frac{4\pi}{\lambda_m} n_s(T) \{ L_{\tau_B}(T) + L_{\tau_T}(T) + L \} = 2\pi m \quad (\text{A.2})$$

(iii) Finalmente, substituindo-se na Eq.(A.2) acima as expressões para a profundidade de penetração do campo, Eq.(3.10), e para o comprimento de onda central da resposta espectral de cada espelho, Eq.(3.3), obtem-se, após manipulações algébricas elementares, a expressão para o comprimento de onda do m-ésimo modo longitudinal de oscilação, Eq.(3.15), a qual é dada por:

$$\lambda_m = \frac{n_s(T)L + \left[\frac{(d_H n_H(T) + d_L n_L(T))n_L(T)}{2(n_H(T) - n_L(T))} \right]_B + \left[\frac{(d_H n_H(T) + d_L n_L(T))n_L(T)}{2(n_H(T) - n_L(T))} \right]_T}{\frac{m}{2} + \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{n_L(T)}{n_H(T) - n_L(T)} \right]_B + \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{n_L(T)}{n_H(T) - n_L(T)} \right]_T} \quad (\text{A.3})$$

(iv) Um desenvolvimento absolutamente similar ao acima apresentado, partindo-se da Eq.(3.14b), sobre a parte real da condição de oscilação, permite a obtenção de uma expressão analítica para a densidade de portadores de limiar, Eq.(3.22).

APÊNDICE B

ALGUMAS ABREVIATURAS UTILIZADAS NESTA TESE

ABREVIATURA	SIGNIFICADO	PRIMEIRA OCORRÊNCIA (PÁGINA)
VCSEL	<i>Vertical Cavity Surface Emitting Laser</i> , ou, Laser de Emissão Superficial com Cavidade Vertical	1
CBH	<i>Circular Buried Heterostructure</i> , ou, Heteroestrutura Circular Enterrada	4
DBR	<i>Distributed Bragg Reflectometer</i>	5
GSE	<i>Graded Surface Emitting (Laser)</i>	5
IDSE	<i>Integrated Deflector Surface Emitting (Laser)</i>	7
MQW	<i>Multiple Quantum Wells</i> , ou, Poços Quânticos Múltiplos	22
BEML	<i>Bottom Emitting Mesa Laser</i> , ou, Laser do tipo Mesa com Emissão por Baixo	32
LW-VCSEL	<i>Long Wavelength VCSEL</i>	53
SW-VCSEL	<i>Short Wavelength VCSEL</i>	53
PITSEL	<i>Proton Implanted Top Surface Emitting Laser</i>	61
PIBEL	<i>Proton Implanted Bottom Surface Emitting Laser</i>	104
SCH	<i>Separate Confinement Heterostructure</i>	108
GRINSCH	<i>Graded Index Separate Confinement Heterostructure</i>	108

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] I. Melngailis, "Longitudinal injection-plasma laser of InSb", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 6, pp. 59-60, Feb. 1965.
- [2] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara and Y. Suematsu, "GaInAsP/InP surface emitting injection lasers", *Japan J. Appl. Phys.*, vol. 18, pp. 2329-2330, Dec. 1979.
- [3] W. Nakwaski and M. Osinski, "Thermal properties of etched-well surface-emitting semiconductor lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, N^o 6, Jun. 1991.
- [4] S. Kinoshita, T. Kobayashi, T. Sakaguchi and K. Iga, "Low threshold circular buried heterostructure (CBH) GaAlAs/GaAs surface emitting laser", in *Proc. 10th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf.*, paper M-2, pp. 106-107, 1986.
- [5] S. Kinoshita, F. Koyama and K. Iga, "Investigation of the cw operation at room temperature for GaAlAs/GaAs surface emitting laser", in *Proc. Tech. Group Meet., IECE Japan*, paper OQE86-188, 1987.
- [6] K. Iga, F. Koyama and S. Kinoshita, "Surface emitting lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, N^o 9, pp. 1845-1855, Sept. 1988.
- [7] L.A. Coldren, R.S. Geels, S.W. Corzine and J.W. Scott, "Efficient vertical-cavity lasers" (Invited Paper), *Optical and Quantum Electron.* 24, pp. 5105-5119, 1992.
- [8] M.V. Klein and T.E. Furtak, "Optics", 2nd Ed., John Wiley and Sons Ed., New York, 1986, pp. 321-324.

- [9] H.A. Macleod, "Thin film optical filters", Bristol, England, Adam Hilger Ltd., 1986.
- [10] D.I. Babic and S.W. Corzine, "Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors", IEEE J. Quantum Electron., vol. 28, N^o 2, pp. 514-524, Feb. 1992.
- [11] M. Ogura, T. Hata and T. Yao, "Surface emitting laser diode with vertical GaAs/GaAlAs quarter-wavelength multilayers and lateral buried heterostructure", Japan J. Appl. Phys. 23, L512, 1984.
- [12] Y. Nomura, K. Shinozuka, K. Asakawa and M. Ishii, "Lasing characteristics of GaAs/AlGaAs multilayer composing distributed feedback cavity for surface emitting laser", Extend Abstracts of 17th Conf. on Solid State Devices and Materials, p. 71, 1985.
-
- [13] H. Venohara, F. Koyama and K. Iga, "Application of the multi-quantum well (MQW) to a surface emitting laser", Japan J. Appl. Phys. 28, p. 740, 1989.
- [14] R. Geels and L.A. Coldren, "Submilliamp threshold vertical-cavity laser diodes", Appl. Phys. Lett., vol. 57, pp.1605-1607, 1990.
- [15] R. Geels, R.H. Yan, J.W. Scott, S.W. Corzine, R.J. Simes and L.A. Coldren, "Analysis and design of a novel parallel-driven MQW-DBR surface-emitting diode laser", CLEO'88, paper WM-1, 1988.
- [16] P.M. Norris, G. Chen and C.L. Tien, "Size effects on the temperature rise in vertical-cavity surface-emitting laser diodes", Int. J. Heat Mass Transfer., vol. 37, Suppl. 1, pp. 9-17, 1994.
- [17] J.W. Scott, R.S. Geels, S.W. Corzine and L.A. Coldren, "Modeling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical-cavity surface-emitting laser

- performance”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 29, N^o 5, pp. 1295-1308, May 1993.
- [18] R.S. Geels, S.W. Corzine and L.A. Coldren, “InGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers”, IEEE J. Quantum Electron., vol. 27, pp. 1359-1367, Jun. 1991.
- [19] G. Chen, M.A. Hadley and J.S. Smith, “Pulsed and continuous-wave thermal characteristic of external-cavity surface-emitting laser diode”, J. Appl. Phys. 76 (6), pp. 3261-3271, Sept. 1994.
- [20] A. Thielen, “Design of optical interference coatings”, New York, McGraw-Hill, 1989.
- [21a] R. Michalzik and K.J. Eberling, “Generalized BV diagrams for higher order transverse modes in planar vertical-cavity laser diodes”, IEEE J. Quantum Electron., pp. 1371-1379, May 1995.
-
- [21b] D. Gloge, “Weakly guiding fibers”, Appl. Opt., vol. 10, pp. 2252-2258, Oct. 1971.
- [22a] B. Tromborg et al., “Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DFB lasers”, IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-23, pp. 1875-1889, 1987.
- [22b] A.A. Leal, “Análise de lasers semicondutores em cavidades externas”, Tese de Mestrado, DMO-FEE-UNICAMP, Julho 1990.
- [23] S. Adachi, “GaAs, AlAs, and AlGaAs, “Material parameters for use in research and device applications”, J. Appl. Phys., vol. 58, N^o 3, 1985, R1-R29.
- [24] S.J.B. Yoo, R. Bhat, A. Schener, K. Uomi, C.E. Zah, M.A. Koza, M.C. Wang, and T.P. Lee, “Quasi-cw room-temperature operation of 1.55 μ m vertical cavity surface

- emitting lasers grown by OMCVD”, IEEE/LEOS Annual Meeting, Boston 1992, Post-Deadline Paper PD6.
- [25] F. Koyama et al., “Room-temperature continuous-wave lasing characteristics of a GaAs VCSEL”, *Appl. Phys. Lett.* 55, pp. 221-222, 1989.
- [26] C. Wiithrich et al., “Room-temperature vertical cavity GaAs/AlGaAs surface emitting injection laser”, *Electron. Lett.* 26, pp. 1600-1601, 1990.
- [27] D.T.F. Marple, “Refractive index of GaAs”, *J. Appl. Phys.* 35, pp. 1241-1242, 1964.
- [28] H.G. Grimmeiss and B. Monemar, “Temperature dependence of the refractive index of AlAs and AlP”, *Phys. Stat. Sol. (a)*, vol. 5, pp. 109-114, 1971.
- [29] G.D. Pettit and W.J. Turner, “Refractive index of InP”, *J. Appl. Phys.* 36, p. 2081, 1965.
-
- [30] H. Bissessur, R.D. Ettinger, F.A. Fernandez and J.B. Davies, “The influence of temperature on the eigenmodes of a semiconductor laser”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 5, pp. 764-766, 1993.
- [31] M. Osinski and W. Wakwaski, “Thermal effects in vertical-cavity surface-emitting lasers”, *Int. J. High Speed Electron. & Systems*, vol. 5, N^o 4, pp. 667-730, Dec. 1994.
- [32] S.W. Corzine, R.H. Yan and L.A. Coldren, “Theoretical gain in strained InGaAs/AlGaAs quantum wells including valence-bound mixing effects”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 2835-2837, Dec. 1990.
- [33a] S. Wang, “Fundamental of semiconductor theory and device physics”, New Jersey, Prentice-Hall, p. 767, 1989.
- [33b] D. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, J.E. Bowoes, E.L. Hu, D.E. Mars, L. Young and K. Carey, “Room temperature continuous wave operation of

- 1.54 μm vertical cavity lasers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1225-1227, 1995.
- [34] R. Baets, “Considerations on geometry design of surface-emitting laser diodes”, *IEE Proc. Pt. J (Optoelectron.)* 135, pp. 233-241, 1988.
-
- [35] W. Nakwaski, “Correspondence: considerations on geometry design of surface-emitting laser diodes”, *IEE Proc. Pt. J (Optoelectron.)* 137, pp. 129-131, 1990.
- [36] H.S. Carslaw and J.C. Jaeger, “Conduction of heat in solids”, 2nd Ed., Clarendon Press, Oxford, pp. 216-217, 1959.
- [37a] M.G. Cooper, B.B. Mikic and M.M. Yovanovich, “Thermal contact conductance”, *Int. J. Heat Mass Transfer* 12, pp. 279-300, 1969.
- [37b] B.B. Mikic and W.M. Rohsenow, “Thermal contact resistance”, MIT Report N^o DSR 74542-41, 1966.
- [38] W. Nakwaski and M. Osinski, “Thermal resistance of top-surface-emitting vertical-cavity semiconductor lasers and monolithic two-dimensional arrays”, *Electron. Lett.* 28, pp. 572-573, 1992. Also, Erratum: *Electron. Lett.* 28, p. 1283, 1992.
- [39] M. Osinski, W. Nakwaski and A. Leal, “Effective thermal conductivity analysis of vertical-cavity top-surface-emitting lasers with semiconducting Bragg mirrors”, in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Arrays* (J.L. Jewell, Ed.), SPIE International Symp. on Lasers, Sensors and Applications, OE/LASE’94, Los Angeles, CA, 27-28, Jan. 1994, Proc. SPIE 2147, pp. 85-96, 1994.
- [40] G. Chen and C.L. Tien, “Thermal conductivities of quantum well structures”, *J. Thermophys. & Heat Transfer* 7, pp. 311-318, 1993.

- [41] R.S. Geels, B.J. Thibeault, S.W. Corzine, J.W. Scott and L.A. Coldren, "Design and characterization of $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ MQW vertical-cavity surface-emitting lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* 29, pp. 2977-2987, 1993.
- [42] L. Tu, E.F. Schbert, H.M.O'Bryan, Y.H. Wang, B.E. Weir, G.J. Zyzik and A.Y. Chao, "Transparent conductive metal-oxide contacts in vertical-injection top-emitting quantum well lasers", *Appl. Phys. Lett.* 58, pp. 790-792, 1991.
- [43] K. Tai, G. Hasnain, J.D. Wynn, R.J. Fischer, Y.H. Wang, B. Weir, J. Gamelin and A.Y. Cho, "90% coupling of top surface emitting GaAs/AlGaAs quantum well laser output into 8 μm diameter core silica fibre", *Electron. Lett.* 26, pp. 1628-1629, 1990.
- [44] P. Zhou, J. Cheng, C.F. Schaus, S.Z. Sun, K. Zheng, E. Armour, C. Hains, W. Hsin, D.R. Myers and G.A. Vawter, "Low series resistance high-efficiency GaAs/AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers with continuously graded mirrors grown by MOCVD", *IEEE Photonics Technol. Lett.* 3, pp. 591-593, 1991.
- [45] M. Osinski, W. Nakwaski and A.A. Leal, "Thermal resistance of top-surface-emitting vertical-cavity diode lasers and monolithic two-dimensional arrays", *Conf. Proc., LEOS'93 6th Annual Meeting, San Jose, CA, 15-18 Nov., Paper SP1.3*, pp. 660-661, 1993.
- [46] W. Nakwaski, "Thermal conductivity of binary, ternary and quaternary III-V compounds", *J. Appl. Phys.* 64, pp. 159-166, 1988.
- [47] W. Nakwaski and M. Osinski, "Self-consistent calculation of temperature profiles in proton-implanted top-surface-emitting diode lasers", *SPIE Proc. vol. 1788 - Sources and Detectors for Fiber Communications (S.D. Hersee, Ed.), SPIE International Symp. OE/FIBERS'92, Boston, MA, Sept. 8-11*, pp. 108-115, 1992.

- [48] C.C. Wu, K. Tai and K.F. Huang, "Reliability studies of 0,85 μ m vertical cavity surface emitting lasers: 50000 h MTTF at 25°C", *Electron. Lett.* 29, pp. 1953-1954, 1993.
- [49] B. Lu, P. Zhou, J. Cheng and K.J. Malloy, "Wide temperature range cw operation of vertical-cavity surface-emitting lasers with a GRINSCH structure and continuously graded mirror heterointerfaces", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Arrays* (J.L. Jewell, Ed.), SPIE International Symp. on Lasers, Sensors and Applications, OE/LASE'94, Los Angeles, CA, 27-28 Jan., 1994, Proc. SPIE 2147, pp. 12-19, 1994.
- [50] G. Chen, "A comparative study on thermal characteristics of vertical-cavity surface-emitting lasers", *J. Appl. Phys.* 77 (9), pp. 4251-4258, May 1995.
- [51] C.J. Chang-Hasnain, P. Harbison, G. Hasnain, A.C. Von Lehmen, L.T. Florez and N.G. Stoffel, "Dynamic, polarization and transverse mode characteristics of vertical cavity surface emitting lasers", *IEEE J. Quantum Electron.* 27, pp. 1402-1409, 1991.
- [52] C.J. Chang-Hasnain, "Vertical cavity surface-emitting laser arrays", in *Diode Laser Arrays*, D. Botez and D.R. Scifres, Eds., Cambridge University Press, 1994, Chap. 9, pp. 368-413.
- [53] H. Wada, D.I. Babic, D.L. Crawford, T.E. Reynolds, J.J. Didley, J.E. Bowers, E.L. Hu, J.L. Merz, B.I. Miller, V. Koren and M.G. Young, "Low-threshold, high-temperature pulsed operation of InGaAsP/InP vertical cavity surface emitting lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 3, pp. 977-979, Nov. 1991.
- [54] T. Baba, K. Suzuki, Y. Yago, K. Iga and F. Koyama, "Low threshold room temperature pulsed and - 57°C cw operations of 1.3 μ m GaInAsP/InP circular planar buried heterostructure surface-emitting lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 744-746, Jul. 1993.

- [55] T. Uchida, T. Miyamoto, N. Yokouchi, Y. Inaba, F. Koyama and K. Iga, "CBE grown 1.5 μ m GaInAsP/InP surface emitting lasers", Conf. Digest, 13th IEEE International Semiconductor Laser Conf., Takamatsu, Japan, Sept. 21-25, Paper L-2, pp. 212-213, 1992.
- [56] T. Tadokoro, H. Okamoto, Y. Kohama, T. Kawakami and T. Kurokawa, "Room temperature pulsed operation of 1.5 μ m GaInAsP/InP vertical-cavity surface-emitting laser", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 4, pp. 409-411, May 1992.
- [57] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama and K. Iga, "Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser", Electron. Lett., vol. 29, pp. 913-914, May 1993.
- [58] T. Miyamoto, T. Uchida, N. Yokouchi, Y. Inaba, K. Mori, F. Koyama and K. Iga, "Very low threshold GaInAsP/InP surface emitting laser and its temperature characteristics", CLEO'93 Conf. Lasers & Electro-Optics, Techn. Digest Series, vol. 11, paper CWJ41, pp. 316-317, Baltimore, MD, May 2-7, 1993.
- [59] K. Tai, F.S. Choa, W.T. Tsang, N.G. Chu, J.D. Wynn and A.M. Sergent, "Room temperature photopumped 1.5 μ m quantum well surface emitting lasers with InP/InGaAsP distributed bragg reflectors", Electron. Lett., vol. 27, pp. 1540-1542, Aug. 1991.
- [60] F.S. Choa, K. Tai, W.T. Tsang and S.N.G. Chu, "High reflectivity 1.55 μ m InP/InGaAsP bragg mirror grown by chemical beam epitaxy", Appl. Phys. Lett., vol. 59, pp. 2820-2822, Nov. 1991.
- [61] I. Kudman and E.F. Steigmeir, "Thermal conductivity and seebeck coefficient of InP", Phys. Rev. A, vol. 133, pp. A1665-A1667, Mar. 1964.
- [62] J. Piprek and S.J.B. Yoo, "Thermal comparison of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes", Electron. Lett., vol. 30, pp. 866-867, May 1994.

- [63] M. Osinski, A.A. Leal and W. Nakwaski, "Heat-flux spreading in vertical-cavity surface-emitting lasers mounted substrate-down", LEOS'94 Conf. Proceedings, vol. 1, pp. 288-289, Boston, MA, Oct. 31-Nov. 3, 1994.
- [64] A.A. Leal e E. Conforti, "Análise do efeito térmico sobre o limiar de oscilação em lasers de emissão superficial com cavidade vertical (VCSELs)", TELEMÓ'96, paper 281, Curitiba, PR, pp. 22-25, Julho 1996.
- [65] A.A. Leal, M. Osinski and E. Conforti, "Thermal effects on threshold behavior of VCSELs", paper to be submitted to publication.
- [66] A.A. Leal, M. Osinski and E. Conforti, "Multilayer analysis of anisotropic heat flux in vertical cavity surface emitting lasers with quarter wave semiconducting mirrors", to be presented at 1997 SBMO/IEEE MMT-S International Microwave and Optoelectronics Conf., Natal, Brazil, August 11-14, 1997.