Universidade Estadual de Campinas Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Desenvolvimento de laser semicondutor de dupla heteroestrutura InGaAsP/InP com realimentação distribuída

Autor: João Hermes Clerici Orientador: Prof. Dr. Edson Moschim Co-orientador: Prof. Dr. Navin B. Patel

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica e Computação. Área de concentração: **Eletrônica**, **Microeletrônica e Optoeletrônica**.

Comissão examinadora:

Prof. Dr. Edson Moschim (presidente) Prof. Dr. Marcelo Luís Francisco Abbade Dr. Felipe Rudge Barbosa

Campinas, SP

2009

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

C596d	Clerici, João Hermes Desenvolvimento de laser semicondutor de dupla heteroestrutura InGaAsP/InP com realimentação distribuída / João Hermes ClericiCampinas, SP: [s.n.], 2009.
	Orientadores: Edson Moschim, Navin Bhailalbhai Patel. Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.
	1. Optoeletrônica. 2. Laser de semicondutor. 3. Lasers semicondutores - Projetos e construção. 4. Comunicações oticas. I. Moschim, Edson. II. Patel, Navin Bhailalbhai. III. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. IV. Título.

Título em Inglês: Development of InGaAsP/InP double-heterostructure semiconductor laser with distributed feedback Palavras-chave em Inglês: Optoelectronics, Semiconductor laser, Semiconductor lasers - Design and construction, Optical communications Área de concentração: Eletrônica, Microeletrônica e Optoeletrônica Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica Banca examinadora: Felipe Rudge Barbosa, Marcelo Luís Francisco Abbade Data da defesa: 18/12/2009 Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

Candidato: João Hermes Clerici

Data da Defesa: 18 de dezembro de 2009

Título da Tese: "Desenvolvimento de Laser Semicondutor de Dupla Heteroestrutura InGaAsP/InP com Realimentação Distribuída"

Prof. Dr. Edson Moschim (Presidente):	water
Dr. Felipe Rudge Barbosa:	Rect.

Dedico este trabalho

aos meus pais Antônio (in memoriam) e Almira,

ao meu filho Rafael.

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Edison Moschim pela orientação e apoio no desenvolvimento do trabalho.

Ao meu co-orientador, Prof. Navin B. Patel pelos ensinamentos e apoio.

À Profa. Mônica Alonso Cotta pelo incentivo durante a fase de escrita do trabalho.

Ao Dr. Felipe Rudge Barbosa pelos comentários e sugestões valiosas.

Aos colegas do Laboratório de Pesquisas em Dispositivos do IFGW: José Lino, Iraci Pereira, Paulo César, Sueli, Antonio Celso, Totó, Ari, Gariba, Mechi, Eneida Elaine e Márcia.

Ao Laboratório de Pesquisa em Dispositivos do IFGW, onde o trabalho foi realizado.

Ao antigo Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebrás pelo suporte financeiro e uso do microscópio eletrônico.

Resumo

O desenvolvimento de um laser de semicondutor envolve várias etapas, e cada uma delas requer conhecimentos e técnicas específicas. O objetivo deste trabalho foi desenvolver as várias técnicas necessárias para o projeto, fabricação e caracterização de um laser de semicondutor monomodo, com realimentação distribuída, operando em 1.5 μ m (3ª. geração dos sistemas de comunicações ópticas). Foram desenvolvidas todas as etapas do processo: modelamento e definição dos parâmetros do dispositivo; crescimento epitaxial das camadas que formam a estrutura; montagem do arranjo óptico e fabricação da grade holográfica; caracterização elétrica e óptica dos dispositivos. O espectro de emissão dos dispositivos fabricados apresentaram uma forte atenuação dos modos laterais, produzindo uma diferença de aproximadamente 17dB entre o modo fundamental e os laterais.

Foi dada uma maior ênfase ao domínio do procedimento de projeto e ao desenvolvimento das técnicas de fabricação, deixando a otimização do dispositivo para uma etapa futura. Foram produzidas grades holográficas de excelente qualidade e desenvolvido o processo de crescimento de camadas epitaxiais para a fabricação de lasers monomodo dinâmico, que poderão servir de base para outros projetos.

Palavras chave: optoeletrônica, laser de semicondutor, laser monomodo dinâmico, laser DFB.

Abstract

The development of a semiconductor laser involves several steps, and each requires specific knowledge and techniques. The main objective of this work was to develop several techniques for the design, fabrication and characterization of a single mode semiconductor laser with distributed feedback, operating at 1.5 μ m (optical source for 3rd. generation of optical communications systems). We have developed all necessary steps to achieve this goal: modeling and parameter definitions for the device, epitaxial growth of layers that form the structure, optical setup assembly and manufacture of the optical holographic grating, optical and electrical characterization of the devices. The emission spectrum of the fabricated devices showed a strong attenuation of the lateral modes, producing a difference of about 17dB between the fundamental and lateral modes.

Greater emphasis was given to the process design and development of manufacturing techniques. Device optimization is the subject of future studies, since it was not carried out in this work. Holographic gratings of excellent quality were produced and the growth process of epitaxial layers was developed for the fabrication of dynamic single mode lasers, which can serve as a basis for other projects.

Keywords: optoelectronics, semiconductor laser, dynamic single mode laser, DFB laser.

Sumário

Resumo	
Abstract	vii
1. Introdução	1
1.1 Objetivos	3
1.2 Organização do texto	3
2. O laser monomodo com realimentação distribuída	5
2.1 O laser DFB	5
2.1.1 Modelo de onda acoplada	7
2.1.2 Soluções das equações de onda acopladas	9
2.2 Cálculo do coeficiente de acoplamento	12
2.2.1 Método de cálculo do coeficiente de acoplamento	12
2.3 Determinação do período da corrugação	15
3. Fabricação da grade de difração	18
3.1 Montagem do arranjo holográfico	18
3.1.1 Técnica de interferência holográfica	18
3.1.2 Descrição da montagem holográfica	20
3.1.3 Alinhamento da montagem holográfica	21
3.2 Caracterização do filme de fotorresiste	22
3.2.1 Determinação da espessura do filme de fotorresiste	22
3.3 Ataque químico do InP	26
3.3.1 Cristalografia do InP	27
3.3.2 A solução saturada de bromo em água	27
3.4 Gravação da grade de difração no InP	30
4. Crescimento epitaxial por fase líquida	34
4.1 Epitaxia por fase líquida	34
4.2 Outras técnicas de crescimento epitaxial	35
4.3 Métodos de crescimento epitaxial por fase líquida	37
4.4 Diagrama de fase para a liga quaternária InGaAsP	39
4.5 Crescimento de camadas de In _{1-x} Ga _x As _y P _{1-y} casadas com InP	40
4.6 O sistema para crescimento por LPE	43
4.6.1 Dopantes tipo P e tipo N para o InGaAsP	46

4.6.2 Limpeza do substrato	. 47
4.7 Crescimento epitaxial sobre grade de difração	. 48
5. Fabricação e caracterização do laser	. 51
5.1 Estrutura do laser	. 51
5.2 Caracterização elétrica	. 54
5.2.1 Medida de potência luminosa em função da corrente (LxI)	. 54
5.3 Caracterização óptica	. 56
6. Conclusão	. 59
Referências Bibliográficas	. 61

Capítulo 1

1. Introdução

Os primeiros lasers de semicondutor surgiram na segunda metade do século XX, mais precisamente em 1962 com os trabalhos (independentes) de Hall *et al.* [1], Quist *et al.* [2], and Nathan *et al.* [3]. Esses lasers foram fabricados utilizando homojunção de GaAs e operavam apenas sob regime pulsado e a baixa temperatura (77K). A operação em modo contínuo CW (continuous way) foi demonstrada em 1970 por Alferov *et al.* [4] e também por Hayashi and Panish [5]. Os dois grupos utilizaram dispositivos com heterojunção ao invés de homojunção, como havia sido proposto por Kroemer [6] em 1964. A utilização de heterojunção possibilitou um eficiente confinamento de portadores e fótons na região ativa, dentro da cavidade do laser. Com o objetivo de diminuir a corrente limiar e melhorar o confinamento dos portadores a 300ºK, Casey e Panish [7], fabricaram lasers de GaAlAs/GaAs com região ativa dentro de uma dupla heteroestrutura. No final da década de 1970 foram desenvolvidos lasers de InGaAsP/InP emitindo em 1,3 e 1,55 µm [8], aproveitando as regiões de menor atenuação e dispersão das fibras ópticas.

Os lasers de semicondutor são dispositivos fundamentais em sistemas de comunicações por fibras ópticas, devido às suas excelentes propriedades, incluindo tamanho reduzido, alta eficiência, alta taxa de modulação direta, longa durabilidade, baixo custo (quando produzido em grande escala), baixo consumo de potência e pode ser integrado a outros dispositivos. Além disso, os lasers de semicondutor são componentes chaves em aplicações como, armazenamento de informações (CD, DVD), sensores, impressoras, processamento de informações ópticas, fontes de bombeamento (amplificadores), equipamentos médicos etc. É desnecessário lembrar que a Internet não teria proliferado tão

rapidamente sem os sistemas de comunicações ópticas, onde os lasers de semicondutor desempenham um papel central.

Em meados da década de 1960, Kao and Hockham [9] propuseram a possibilidade de se construir sistemas de comunicações ópticas e na metade da década seguinte, fibras ópticas com baixa atenuação em 1.55 µm [10] e dispersão nula em 1.3 µm foram demonstradas experimentalmente [11]. Esses resultados aumentaram o interesse em lasers para operação em comprimento de onda longo. Em 1976, Hsieh et al. fabricaram lasers de GalnAsP/InP emitindo em 1.1 μm [12] e Oe et al. demonstraram lasers emitindo em 1.3 μm [13]. Em 1979, vários autores reportaram lasers emitindo em 1.55 µm, região em que as fibras ópticas apresentam atenuação próxima de zero. Todavia os lasers convencionais apresentam um aumento na largura de linha quando modulados a altas taxas e a largura espectral chega a aproximadamente 10 nm em lasers emitindo em 1.55 µm. Baseado num estudo teórico, Kogelnik e Shank [14] propuseram o conceito do laser de realimentação distribuída DFB (distributed feedback laser) que provocou o desenvolvimento de vários tipos de lasers utilizando estruturas periódicas. Em 1981, Utaka [15] relatou a fabricação de laser monomodo dinâmico emitindo em 1.57 µm. Os sistemas de comunicações ópticas de alta capacidade operando na região de atenuação mínima das fibras (1.55 µm), necessitam de lasers monomodo dinâmico, que além de evitarem o alargamento espectral, também eliminam os saltos de modo, que ocorrem com os lasers convencionais, mesmo quando operando em altas temperaturas.

O presente trabalho foi desenvolvido no Laboratório de Pesquisa em Dispositivos do Instituto de Física "Gleb Wataghin" dentro do projeto de "Laser de semicondutor" financiado pelo Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebras. As atividades experimentais foram desenvolvidas no período de março de 1988 até dezembro de 1989, quando o projeto com a Telebras terminou. Desse modo, todo o material contido neste trabalho ficou "congelado", não perdeu seu valor histórico e decidiu-se assim resgatá-lo.

Na década de 1990 alguma pesquisa em componentes ainda continuou no CPqD da Telebrás, mas cessaram na privatização em 1998. Em outros países, principalmente nos Estados Unidos e no Japão, as pesquisas avançaram consideravelmente, com a introdução de novas estruturas e processos de fabricação. Um grande avanço foi obtido com a introdução de poços quânticos na região ativa dos lasers [16], e também dispositivos com pontos quânticos apresentaram bom desempenho [17].

A grande capacidade de seleção de modos das grades de difração utilizadas nos lasers monomodo dinâmico permitiu o desenvolvimento dispositivos de sintonização controlados por tensão e surgiram os lasers integrados, compostos por um emissor e um modulador [18]. Para suprir as exigências dos sistemas de comunicações ópticas com multiplexação em comprimento de onda (WDM – Wavelength Division Multiplexing) [19], lasers sintonizáveis, integrados monoliticamente com interferômetro e amplificador foram produzidos [20], [21], [22]. Atualmente, com a utilização cada vez maior de redes ópticas para o atendimento de usuários domésticos (FTTH Fiber to the Home) [23], surgiu também o interesse por lasers monomodo simples, de baixo custo, operando na faixa de GHz. Este tipo de cenário, mais uma vez justifica o resgate histórico deste trabalho.

1.1 Objetivos

O presente trabalho trata da fabricação de um laser monomodo dinâmico, tipo DFB, operando em 1.55 µm e envolve o projeto da grade de difração, responsável pela seleção de modos dentro da cavidade óptica; a fabricação da grade utilizando interferência holográfica; o crescimento epitaxial das camadas de semicondutores III-V e a caracterização elétrica e óptica do dispositivo.

1.2 Organização do texto

O trabalho foi dividido em 6 capítulos:

No capítulo 2 foi desenvolvido o modelo da grade de difração, utilizando a teoria dos modos acoplados, proposta por Kogelnik e Shank. Desse modelo foi calculado o coeficiente de acoplamento de modos e o período de corrugação da grade.

No capítulo 3 foi descrito o processo de fabricação da grade de difração, envolvendo a montagem óptica para a produção do padrão de interferência, a deposição e revelação do filme de fotorresiste e o ataque químico no substrato.

No capítulo 4, a técnica de crescimento epitaxial por fase líquida, utilizada para a fabricação do laser foi apresentada. Inicialmente foram descritos os modos de crescimento, em seguida o diagrama de fase, o forno de crescimento, a dopagem das camadas e o crescimento sobre a grade de difração.

No capítulo 5 foram descritas as montagens para caracterização elétrica e óptica dos dispositivos. Também foram apresentados os resultados das medidas realizadas.

No capítulo 6, conclusões sobre o trabalho foram apresentadas. Os resultados foram discutidos e propostas de outras estruturas de dispositivos e aperfeiçoamentos foram apresentadas.

Capítulo 2

2. O laser monomodo com realimentação distribuída

A operação num único modo longitudinal de um laser submetido à modulação, principalmente em altas taxas, na região $1.5 - 1.55 \mu m$, é muito importante num sistema de comunicações ópticas com fibra monomodo operando na região de perda mínima [24], uma vez que a dispersão cromática [25] que causa o alargamento espectral do sinal transmitido [26] diminui a largura de banda de transmissão. A operação num único modo longitudinal, pode ser conseguida num laser convencional com região ativa estreita [27], mas quando esse laser é submetido à modulação, ocorre o alargamento da faixa espectral limitando a quantidade de informação transmitida. Então, um laser monomodo dinâmico torna-se necessário para se obter alta capacidade de transmissão, na região de menor atenuação das fibras ópticas.

Um laser monomodo dinâmico é um dispositivo no qual os modos axial, transversal e TE ou TM são mantidos fixos quando submetidos a altas taxas de modulação direta. Existem muitas formas de se obter um laser monomodo dinâmico [28], mas o laser tipo DFB (Distributed Feedback Laser) é considerado o único "intrinsicamente monomodo dinâmico" uma vez que a seleção de modos é obtida internamente ao dispositivo.

2.1 O laser DFB

No laser DFB não existe a cavidade convencional com espelhos, dos lasers tipo Fabry-Perot. A realimentação é proporcionada por espalhamento Bragg causado por uma perturbação periódica no índice de refração dentro da região ativa do laser [29]. A Figura 2.1 (a) mostra um esquema que demonstra o funcionamento de uma estrutura DFB. As setas representam duas ondas que se propagam em direções opostas. Conforme cada onda se propaga pela estrutura ela recebe luz da outra (por espalhamento Bragg) que se propaga no sentido oposto. Uma vez que a estrutura possui ganho, pode-se prever que haverá oscilação. A seletividade espectral ocorre devido ao efeito Bragg.



Figura 2.1 (a) Ilustração demonstrando a oscilação laser numa estrutura periódica. (b) Gráfico da amplitude vs distância para a onda S, propagando-se para a esquerda, e a onda R, propagando-se para a direita [29].

O modelo mais utilizado para se estudar e obter os parâmetros principais de um laser DFB é o chamado "modelo de onda acoplada" que foi apresentado por Kogelnik [30] em 1969.

2.1.1 Modelo de onda acoplada

O modelo desenvolvido por Kogelnik é baseado na equação de onda para um campo elétrico

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(z) + k^2 E(z) = 0$$
(2.1)

Na qual *E* é a amplitude do campo elétrico de freqüência angular ω , que é considerado independente das coordenadas *x* e *y*. O meio ativo do laser também não varia com *x* e *y*, mas varia periodicamente na direção de *z*, que é a direção de propagação.

Assumindo uma modulação espacial de índice de refração n(z) e do ganho $\alpha(z)$ da forma

$$n(z) = n + n_1 \cos 2\beta_0 z$$
 (2.2a)

$$\alpha(z) = \alpha + \alpha_1 \cos 2\beta_0 z \tag{2.2b}$$

Onde, *n* e α são valores médios dos parâmetros do meio, *n*₁ e α_1 são as amplitudes da modulação espacial. Na condição de Bragg temos:

$$\beta_0 \equiv \frac{n\omega_0}{c} = \frac{n\omega}{c} \tag{2.3}$$

o que implica numa periodicidade espacial $\frac{\pi}{\beta_0}$, igual a metade do comprimento de onda $\frac{\lambda}{n}$ da luz no meio.

Assumindo que um laser DFB oscila próximo à freqüência de Bragg ω_0 (i.e., $\omega \approx \omega_0$), que o ganho é pequeno para distâncias da ordem de um comprimento de onda λ_0 e que as perturbações do índice de refração e do ganho são pequenas, isto é:

$$\alpha \ll \beta_0 = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \tag{2.4a}$$

$$n_1 << n$$
 (2.4b)

$$\alpha_1 << \beta_0 \tag{2.4c}$$

Permite escrever k da equação de onda (2.1) da seguinte forma:

$$k^{2} = \beta^{2} + 2j\alpha\beta + 4\kappa\beta\cos^{2}\beta_{0}z \tag{2.5}$$

na qual
$$\beta = \frac{n\omega}{c}$$
;

e a constante de acoplamento κ é definida por

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda_0} + \frac{1}{2} j \alpha_1 \tag{2.6}$$

A constante de acoplamento κ mede a intensidade do espalhamento Bragg e conseqüentemente a quantidade de realimentação (por unidade de comprimento) fornecida pela estrutura.

Em princípio, uma perturbação periódica gera infinitas ordens de difração, mas próximo da freqüência de Bragg (ω_0) somente duas ordens estão em sincronismo de fase e têm amplitudes significativas. No modelo de onda acoplada todas as outras ordens são desprezadas.

Como indicado na Figura 2.1(b) as duas ondas mais fortes numa estrutura DFB são R e S, que se propagam em direções opostas. Essas ondas são amplificadas por causa do ganho presente no meio e pela energia que uma recebe da outra devido ao espalhamento Bragg. Tomando as formas complexas para R(z) e S(z), o campo elétrico total é a soma das duas ondas:

$$E(z) = R(z)exp(-j\beta_0 z) + S(z) exp(j\beta_0 z)$$
(2.7)

Levando em conta as condições assumidas em (2.4), as funções R(z) e S(z) $\beta^2 P$

variam lentamente na direção de propagação e suas derivadas segunda $\frac{\partial^2 R}{\partial z^2}$ e

 $\frac{\partial^2 S}{\partial z^2}$ podem ser desprezadas [30].

Substituindo (2.7) em (2.1) e lembrando das condições acima, obtemos um sistema de equações diferenciais de primeira ordem:

$$-\frac{dR}{dz} + (\alpha - j\delta)R = j\kappa S$$
(2.8a)

$$\frac{dS}{dz} + (\alpha - j\delta)S = j\kappa R \tag{2.8b}$$

na qual:
$$\delta = \frac{\beta^2 - \beta_0^2}{2\beta} \approx \beta - \beta_0 = \frac{n(\omega - \omega_0)}{c}$$

Essas equações representam o desvio da freqüência de oscilação ω em relação à freqüência de Bragg ω_0 . Na condição de Bragg ($\delta=0$), a periodicidade das constantes ópticas do meio amplificador introduz um acoplamento entre as duas ondas contra propagantes que provoca uma oscilação próxima à freqüência de Bragg.

2.1.2 Soluções das equações de onda acopladas

A solução geral para o sistema de equações de ondas acopladas (2.7) é da forma:

$$R = r_1 e^{\gamma z} + r_2 e^{-\gamma z}$$
(2.9a)

$$S = s_1 e^{\gamma z} + s_2 e^{-\gamma z}$$
 (2.9b)

 γ é a constante de propagação complexa, dada por:

$$\gamma^2 = \kappa^2 + (\alpha - j\delta)^2 \tag{2.10}$$

Por causa da simetria do dispositivo existem soluções de campo simétrica [E(-z)=E(z)] e anti-simétrica [E(-z)=-E(z)], o que implica na seguinte relação entre os coeficientes:

$$r_{1} = \pm s_{2}$$
 (2.11a)

$$r_{2}=\pm s_{1}$$
 (2.11b)

Considerando que o comprimento do laser seja *L* e que as extremidades se situam em z = -L/2 e z = L/2 vem:

$$R\left(-\frac{1}{2}L\right) = S\left(\frac{1}{2}L\right) = 0 \tag{2.12}$$

que produz mais uma relação entre os coeficientes r e s

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{s_{21}}{s_1} = -e^{\gamma L}$$
(2.13)

Usando esses resultados, a distribuição longitudinal de campo dos modos de um laser DFB pode ser escrita na forma compacta:

$$R = senh\left[\gamma\left(z + \frac{L}{2}\right)\right]$$
(2.14a)

$$S = \pm senh\left[\gamma\left(z - \frac{L}{2}\right)\right]$$
(2.14b)

que fornece um conjunto de modos que correspondem a um conjunto de autovalores γ para uma estrutura com um dado comprimento *L* e um coeficiente de acoplamento κ . Substituindo-se as equações (2.14) na equação de onda acoplada (2.7), realizando as operações e agrupando os fatores que contém $cosh\gamma z$ e $senh\gamma z$, obtem-se:

$$-\gamma \sinh\left(\frac{\gamma L}{2}\right) + (\alpha - j\delta)\cosh\left(\frac{\gamma L}{2}\right) = \pm j\kappa \cosh\left(\frac{\gamma L}{2}\right)$$
(2.15a)

$$-\gamma \cosh\left(\frac{\gamma L}{2}\right) + (\alpha - j\delta) \sinh\left(\frac{\gamma L}{2}\right) = j\kappa \sinh\left(\frac{\gamma L}{2}\right)$$
(2.15b)

que simplificando fica:

$$\gamma + (\alpha - j\delta) = \pm j\kappa e^{\gamma L -}$$
(2.16a)

$$\gamma - (\alpha - j\delta) = \mp j\kappa e^{\gamma L^{-}}$$
(2.16b)

das expressões acima, obtem-se uma equação transcendental para os autovalores γ

$$\kappa = \pm \frac{j\gamma}{\sinh \gamma L} \tag{2.17}$$

Para cada valor de γ existe um valor correspondente para o ganho α e para a freqüência ressonante δ . Pode-se obte-los da relação:

$$\alpha - j\delta = \pm j\kappa \cosh \gamma L = \gamma \coth \gamma L \tag{2.18}$$

que foi obtida, subtraindo a equação (2.16a) da (2.16b).

A solução da equação de onda acoplada obtida acima, fornece os modos do laser DFB. Para um dado comprimento *L* e fator de acoplamento κ , pode-se determinar os modos e suas características de ganho e freqüência ressonante. Através da resolução numérica da equação transcendental pode-se determinar os modos de propagação no plano (α , δ).

A Figura 2.2, mostra os modos que se propagam dentro da cavidade de um laser DFB calculados a partir da expressão (2.18), para $\kappa = 80$ cm⁻¹ (coeficiente de acoplamento) e L = 250 µm (comprimento da cavidade).



Figura 2.2 Diagrama ilustrando os modos (em freqüência) e o ganho necessário para uma periodicidade de ganho [30].

Pelo gráfico, pode-se observar que existe uma simetria em relação à freqüência de Bragg (δ =0). Isso demonstra que num laser DFB perfeitamente simétrico a energia se distribuirá em dois modos principais, que são mais próximos à freqüência de Bragg (δ =0) e que correspondem ao menor ganho, isto é, esses modos são os primeiros a se estabelecerem anulando praticamente os outros que necessitam de maior ganho.

2.2 Cálculo do coeficiente de acoplamento

O coeficiente de acoplamento é um parâmetro importante dentro da teoria dos modos acoplados, formulada por Kogelnick [30]. Para se modelar um laser DFB é necessário correlacionar o coeficiente de acoplamento às corrugações, ou seja, é preciso encontrar uma forma de determinar qual deve ser o perfil da corrugação para se obter o acoplamento necessário. Streifer et al. [31] publicou em 1975 um excelente trabalho analisando a perturbação causada por vários perfis de corrugações nos modos guiados dentro da cavidade do laser.

A seguir é reproduzido, do trabalho de Streifer et al. [31] a análise de uma corrugação com um perfil genérico para obtenção do coeficiente de acoplamento κ .

2.2.1 Método de cálculo do coeficiente de acoplamento

Num laser DFB com três camadas, como ilustrado na Figura 2.3, existem modos TE e TM propagando-se para a direita e para a esquerda, acoplados pela corrugação. Um método utilizado para se obter o coeficiente de acoplamento a partir do perfil da corrugação foi proposto por Yariv [32], e consiste na aplicação da teoria de perturbação. Da análise de perturbação, o resultado para modos TE é:

$$\kappa = \frac{k_0^2}{2\beta N^2} \int_{corrugacao} \Delta[n^2(x,z)] \varepsilon^2(x) dx$$
(2.19)

na qual κ é o coeficiente de acoplamento, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, β é a constante de propagação do modo TE, $\epsilon(x)$ é a componente y do campo elétrico não

perturbado, e N^2 é uma constante de normalização dada por:

$$N^{2} = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{2}(x) dx$$
 (2.20)



Figura 2.3. Estrutura do laser DFB de 3 camadas.

Para o cálculo de κ é necessário conhecer o perfil do campo elétrico dentro do guia. Esse perfil pode ser calculado fixando uma fronteira t' < t na estrutura da Figura 2.3, de tal modo que o volume da camada n_1 que se estende dentro da região 2 seja igual ao volume de n_2 dentro da região 1. Na Figura 2.4 é mostrada essa linha, que faz com que as áreas A e B sejam iguais. O modo não perturbado é dado por:

$$\exp(qx) \qquad \qquad x \le 0$$

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \cos(hx) + \left(\frac{q}{h}\right) \sin(hx) & 0 \le x \le t \\ \cos(ht') + \left(\frac{q}{h}\right) \sin(ht') \exp[-p(x-t')] & t' \le x \end{cases}$$
(2.21)

na qual:

$$q = \sqrt{\beta^2 - n_1^2 k^2}$$
 (2.22a)

$$h = \sqrt{n_2^2}k^2 - \beta^2$$
 (2.22b)

$$p = \sqrt{\beta^2 - n_3^2} k^2$$
 (2.22c)

e β é obtido como solução da equação:

$$\tan(ht') = \frac{h(q+p)}{h^2 - pq}$$
(2.23)

е

$$N^{2} = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^{2}(x) dx = \frac{(h^{2} + q^{2})(t + q^{-1} + p^{-1})}{2h^{2}}$$
(2.24)

Considerando a corrugação mostrada na Figura 2.4:

$$\kappa = \frac{-jk_0^2(n_1^2 - n_2^2)}{4\pi\beta mN^2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[j2\pi mw_2(x)/\Lambda] - \exp[j2\pi mw_1(x)/\Lambda] \int_{-\infty}^{\infty} (x)dx$$

$$- \int_{g_1}^{0} \exp[j2\pi mw_4(x)/\Lambda] - \exp[j2\pi mw_3(x)/\Lambda] \int_{-\infty}^{\infty} (x)dx \int_{-\infty}^{\infty} (x)dx$$
(2.25)

O trabalho de Streifer et al. [31] apresenta a expressão de κ para vários perfis de corrugações normalmente utilizados: retangular, triangular, senoidal, trapezoidal, e que correspondem aproximadamente aos perfis que se pode obter por ataque químico do substrato de InP.



Figura 2.4. Ilustração mostrando as funções que definem a forma da corrugação para o cálculo de κ [31].

Para corrugação com perfil senoidal,

$$x = \left(\frac{g}{2}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \tag{2.26}$$

então

$$w_2(x) = -w_1(x) = \frac{\Lambda}{2\pi} \cos^{-1}\left(\frac{2x}{g}\right)$$
 (2.27)

е

$$\left[w_4(x) - \frac{\Lambda}{2}\right] = -\left[w_3(x) - \frac{\Lambda}{2}\right] = \frac{\Lambda}{2\pi} \cos^{-1}\left(-\frac{2x}{g}\right)$$
(2.28)

2.3 Determinação do período da corrugação

O período da corrugação é definido pela condição de Bragg aplicada dentro do guia:

$$\Lambda = \frac{m\lambda}{2n_{eff}}$$
(2.29)

na qual:

 λ é o comprimento de onda de emissão, *m* é a ordem da corrugação, *n*_{eff} é o índice de refração efetivo da estrutura

O comprimento de onda de emissão deve ocorrer dentro da faixa de ganho da região ativa. O centro da faixa de ganho depende da composição da camada ativa e da temperatura de operação do laser. A fim de minimizar a corrente de limiar do laser usa-se fixar o comprimento de onda de emissão que é definido pela condição de Bragg, próximo do máximo de amplificação, isto é, no centro da faixa de ganho. Na prática, determina-se a região de máximo ganho da camada ativa utilizando-se fotoluminescência e define-se o período da corrugação como sendo o valor obtido pelo pico de fotoluminescência + 20 nm (esse acréscimo tenta compensar o deslocamento do ganho causado pela ação da corrente injetada para operação do laser). Esse procedimento foi proposto por Brosson [33] e fornece bons resultados.

O índice efetivo é função da geometria da estrutura e dos índices de refração das camadas. Para um guia assimétrico com os parâmetros mostrados na Tabela 2.1, obtem-se um índice efetivo, segundo Yariv [32]:

$$n_{eff} = 3.32$$
 (2.30)

camada	espessura em μ m	índice de refração
região ativa	0.12	3.54
guiamento	0.20	3.40
confinante	≥2.0	3.17

Tabela 2.1 Espessuras e índices de refração das camadas do laser envolvidas no cálculo do índice de refração efetivo da estrutura. O período da corrugação da grade foi então obtido, substituindo-se n_{eff} na expressão (2.29) para um dispositivo emitindo em 1.52 µm. Os valores estão mostrados na Tabela 2.2.

λ [μ m]	período [nm]	ordem
1.52	228.9	primeira
1.52	457.8	segunda

Tabela 2.2 Período da corrugação da grade para um laser emitindo em $\lambda = 1.52 \ \mu m$.

Neste trabalho, utilizamos o período correspondente à segunda ordem porque o laser que dispúnhamos para a montagem holográfica para geração da grade era de argônio ($\lambda = 457.9$ nm).

Capítulo 3

3. Fabricação da grade de difração

A fabricação da grade de difração é uma das etapas mais importantes no processo de fabricação do laser DFB. O desenvolvimento do processo de fabricação, deste trabalho, foi feito em 4 etapas: montagem do arranjo holográfico, caracterização do filme de fotorresiste, estudo do ataque químico do InP, transferência da grade para o InP.

3.1 Montagem do arranjo holográfico

A montagem do arranjo holográfico para a produção da grade, foi feita no Laboratório de Óptica do IFGW, pelo prof. Geraldo Mendes [34] (a participação do Prof. Mendes restringiu-se à montagem óptica para a geração do padrão de interferência), utilizando a técnica de interferência holográfica de dois feixes de laser, produzindo um padrão periódico, formado por faixas claras e escuras.

3.1.1 Técnica de interferência holográfica

Na técnica de interferência holográfica, a superfície de InP na qual irá ser produzida a grade é recoberta com fotorresiste. Duas ondas planas de mesma freqüência e de amplitudes E_1 e E_2 incidem sobre a superfície plana do InP formando um ângulo de 2θ , como mostrado na *Figura 3.1*. Se as amplitudes complexas das ondas do campo elétrico, normal ao plano de incidência, são respectivamente

$$E_1 = A \exp[-jk(z\sin\theta - x\cos\theta)]$$

$$E_2 = RA \exp[-jk(-z\sin\theta - x\cos\theta) - j\phi]$$
(3.1)

na qual R é uma constante de equalização de intensidade;

a intensidade na superfície é

$$E_{1} + E_{2}\Big|_{x=0}^{2} = |A|^{2} \{1 + R^{2} + 2R\cos 2[kz\sin \theta - \phi]\}$$
(3.2)

Por isso, a intensidade é modulada na direção z com período Λ dado por:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2n\sin\theta} \tag{3.3}$$

onde *n* é o índice de refração do meio no qual as ondas encontram a superfície do InP, e λ é o comprimento de onda do laser no vácuo. Da expressão (3.2) podemos ver que o máximo na intensidade de modulação ocorre para R = 1, ou quando a intensidade dos dois feixes que se interceptam é igual.



Figura 3.1. Feixes de laser provenientes da mesma fonte incidem sobre InP recoberto com fotorresiste, definindo um padrão periódico devido à interferência holográfica.

A fonte de luz utilizada neste trabalho era um laser de argônio, sintonizado na linha azul ($\lambda = 457,9 \text{ nm}$), que permitiu produzir grades de 2ª. ordem para o laser de lnP. Para se produzir grades de 1ª. ordem seria necessário um laser emitindo na região do ultra-violeta, que não dispúnhamos no laboratório. O arranjo experimental para exposição das grades está mostrado na *Figura 3.2*.



Figura 3.2. Arranjo experimental para exposição holográfica das grades.

3.1.2 Descrição da montagem holográfica

A montagem foi projetada para se obter uma boa estabilidade mecânica. A base era uma placa de granito com espessura de 15 cm, apoiada sobre uma bancada de madeira e sustentada por câmaras de ar de pneu de automóvel, para absorver possíveis vibrações provenientes do piso. Os suportes dos componentes ópticos eram rígidos e pesados. A colimação do feixe do laser era feita por espelhos parabólicos o que permitiu obter um feixe de excelente homogeneidade e alta intensidade, definindo uma região de interferência de aproximadamente 100 mm².

Na *Figura 3.2*, os espelhos *M1*, *M2*, *M3* são planos (planicidade = $\lambda/10$), *M4* e *M5* são espelhos asféricos gerados na forma de um setor de parabolóide fora do eixo de simetria. Esse tipo de espelho possibilita a obtenção de frentes de onda

planas e livres de aberrações primárias. *DF* é um divisor de feixe, a partir do qual a diferença de caminho óptico entre os feixes tem de ser mínima, na região de interferência. Isto indica que o sistema holográfico está balanceado, proporcionando um ótimo contraste aos padrões gerados. *FE* é um filtro espacial, composto de uma objetiva 25X e um *pinhole* de 10 μ m de diâmetro, posicionado no foco da objetiva.

3.1.3 Alinhamento da montagem holográfica

A altura do feixe do laser em relação à mesa de granito define o plano óptico da montagem, a partir do qual todos os componentes ópticos foram alinhados. O primeiro componente é o divisor de feixe (DF), composto por um disco de refletividade variável, que permite ajustar a intensidade de ambos os feixes. Ajustando-se o DF, de modo que os feixes transmitidos I_1 e I_2 permaneçam aproximadamente com a mesma intensidade, garante-se uma melhor visibilidade das franjas do padrão. O melhor contraste é obtido tomando-se o cuidado de manter iguais os caminhos ópticos percorridos pelos dois feixes, até a região de interferência. Os filtros espaciais (FE) são necessários para eliminar ruídos provenientes do próprio feixe ou de defeitos e sujeiras nos componentes ópticos, que produzem "speckle" [35] (padrão espúrio de formato granular com uma distribuição aleatória). Depois de ajustar as intensidades dos feixes, faz-se o ajuste dos expansores. O primeiro passo é centralizar a objetiva em relação ao feixe emergente dos espelhos M1 e M3, e ajustar o *pinhole* no foco da objetiva. O feixe emergente do *pinhole* é divergente, portanto apresenta uma frente de onda esférica. Para gerar padrões periódicos, formados por franjas retas e paralelas é necessário que as frentes de ondas sejam planas, então o feixe emergente precisa ser colimado. Na nossa montagem a colimação é feita por espelhos parabólicos. Para se conseguir frentes de onda planas é necessário fazer coincidir o foco do espelho com o foco da objetiva do filtro espacial. Finalmente para se determinar o ângulo θ da eguação (3.3), faz-se os feixes (sem expansão), incidirem no centro geométrico dos espelhos parabólicos. Na

região de interferência entre os feixes, é colocado um espelho plano, montado sobre uma base goniométrica para determinar o ângulo de rotação deste espelho. Em seguida giramos o espelho de modo que o feixe faça o caminho de volta até o centro do espelho. O ângulo indicado pela base goniométrica é o ângulo θ procurado. Para nossa montagem com $\lambda = 457,9$ nm, $\theta \cong 30^{\circ}$.

3.2 Caracterização do filme de fotorresiste

Para transferir o padrão de interferência produzido pela montagem holográfica para o substrato de InP é necessária a utilização de um filme de fotorresiste. Foi utilizado o AZ1350J, fabricado pela Shipley, que é composto de três componentes: um composto foto ativo, uma base de celulose e um solvente orgânico. A estrutura química típica de um fotorresiste positivo é mostrada na Figura 3.3. Esse fotorresiste é chamado positivo porque quando exposto à energia radiante na região de 300-450 nm o composto foto ativo é destruído, facilitando muito sua remoção, ou seja, as áreas expostas à luz são reveladas e aquelas não expostas não serão facilmente removidas durante a revelação.



Figura 3.3. Estrutura química típica de um fotorresiste positivo [36].

3.2.1 Determinação da espessura do filme de fotorresiste

A espessura do filme para a transferência do padrão de interferência para o substrato de InP é um parâmetro muito importante, porque durante o processo de exposição à luz, forma-se um padrão de onda estacionária que irá provocar

uma variação na concentração do composto foto ativo. Optamos por trabalhar com filmes finos (espessura de 200 nm) que apresentaram os melhores resultados. O controle da espessura do filme foi feito variando-se a diluição do fotorresiste e a velocidade do *spinner* durante a deposição (Figura 3.4).



Figura 3.4. Espessura do fotorresiste AZ1350J em função da velocidade de centrifugação (spinner).

Estudos realizados com o fotorresiste AZ1350J aplicado sobre silício, realizados por Dill [36] mostraram que a refletividade do substrato altera substancialmente a concentração do composto foto ativo ao longo do filme. Forma-se um padrão de ondas estacionárias devido à reflexão da luz na superfície do substrato. Esse padrão de irradiação causa, durante o processo de revelação, mudanças na taxa de dissolução do filme. A Figura 3.5a. mostra a variação da concentração de composto foto ativo para um filme de fotorresiste depositado sobre silício e a Figura 3.5b. mostra a variação da taxa de revelação desse filme. Esses resultados foram extraídos do trabalho de Dill [37] e se confirmaram em nosso laboratório. Como conseqüência desse efeito, o perfil do padrão gravado no

fotorresiste irá se apresentar com ondulações, produzidas pelas reflexões na superfície espelhada do semicondutor, como pode ser visto na Figura 3.6, onde uma linha de 1 μm de largura foi gravada sobre um filme de 600 nm de espessura. Depois de revelado, o perfil do filme foi analisado.

Para a exposição do padrão de interferência das redes sobre InP, utilizamos filmes com espessura média de 200 nm, o que garante uma melhor definição das linhas na superfície do substrato, uma vez que o padrão de onda estacionária que se forma nessa situação é mais curto. Para avaliar o comportamento do filme de fotorresiste, fizemos uma simulação em computador



Figura 3.5a. Concentração de composto foto ativo em função da profundidade num filme de AZ1350J sobre Si, submetido a 15.7 mJ/cm², $\lambda = 404.7$ nm, adaptado de Dill et al. [37].



Figura 3.5b. Taxa de revelação em função da profundidade num filme de AZ1350J sobre Si, submetido a 15.7 mJ/cm², λ = 404.7 nm, adaptado de Dill et al. [37].

da distribuição da energia do feixe incidente sobre um filme de fotorresina AZ 1350J, com espessura de 250 nm, como pode ser visto na Figura 3.7, utilizandose o modelo proposto por Dumas e Laybourn [38].



Figura 3.6. Perfil de uma linha com largura nominal de 1 μ m, em AZ1350J, revelado por 85s utilizando revelador AZ na concentração 1:1 em água, adaptado de Dill et al. [37].

Através da simulação, podemos observar que para uma espessura de filme de fotorresiste em torno de 200 nm, a distribuição de energia na superfície do cristal é máxima, produzindo uma melhor definição das linhas na superfície do semicondutor.



Figura 3.7. Simulação da distribuição de energia num filme de AZ1350J com espessura de 250 nm sobre InP, submetido a 60 mJ/cm2, λ = 457,9 nm usando modelo proposto por Dumas e Laybourn [38].

3.3 Ataque químico do InP

Depois que o padrão de interferência foi transferido para o filme de fotorresiste, é necessário fazer um ataque químico na superfície do substrato para definir a grade de difração. Existem, na literatura, várias soluções para ataque químico do InP, a maioria delas utilizam Br₂-metanol como componentes, que tem a tendência de dissolver o fotorresiste AZ. Para a fabricação de grades de difração com período sub-micron, uma solução para ataque químico deve satisfazer as seguintes condições:

- (i) não pode dissolver o fotorresiste, como o AZ1350J,
- (ii) deve produzir superfícies planas e livre de defeitos,
- deve apresentar taxa de ataque moderada, permitindo o controle do perfil e da profundidade da grade,
- (iv) apresentar perfil de ataque dependente da orientação cristalográfica do substrato.

Nosso ponto de partida para a definição da solução de ataque mais adequada foi o trabalho de S. Adachi e H. Kawaguchi [39], que estudou o comportamento de várias soluções: HCl, HCl:HNO₃, HBr, H₂SO₄:H₂O₂:H₂O e Br₂:CH₃OH. Depois de alguns experimentos, constatamos que essas soluções não permitiam um controle adequado para a fabricação de grades sub-micron. Passamos então a utilizar uma nova solução, baseada na composição bromo-água [40].

3.3.1 Cristalografia do InP

O InP, como a maioria dos compostos III-V, apresenta uma estrutura cristalina na forma zincblende (Figura 3.8). É uma estrutura cúbica de faces centradas na qual o P ocupa a posição (0,0,0) e o In a posição (1/4, 1/4, 1/4). Neste trabalho utilizamos substratos com orientação (001) que apresenta uma alternância de planos de P e de In. Para identificar as direções definidas nos ataques, fazíamos um ataque na superfície (001) com a solução H₂SO₄:H₂O₂:H₂O através de falhas na máscara de SiO₂, como pode ser vista na Figura 3.9.



Figura 3.8. Estrutura zincblende do InP.

3.3.2 A solução saturada de bromo em água

Para determinar a taxa de ataque e o perfil definido nas direções [110] e [1 $\overline{1}$ 0] preparamos amostras de InP dopadas com Sn (5x10¹⁷ cm⁻³) clivadas em pedaços de 10x10 mm. Todas as amostras tinham a superfície orientada em (001). Essas amostras foram desbastadas e polidas até atingir uma espessura média de 200 μ m. A seguir foram desengorduradas e lavadas em água
deionizada, atacadas com uma solução de Br₂:CH₃OH para remover defeitos de polimento e depois foi depositado um filme de fotorresiste AZ1350J com espessura de 200 nm. As janelas para teste da solução de ataque foram definidas por fotogravação definindo um padrão como mostrado na Figura 3.10. Para melhorar a aderência e a estabilidade do filme, as amostras foram aquecidas a 90°C por 30 min. Desse modo, pudemos observar os perfis do ataque químico clivando-se a amostra ao longo das direções [110] e [1 10].



Figura 3.9. Imagem produzida na superfície (0,0,1) do InP que permite identificar as direções do ataque.

A solução de ataque foi preparada utilizando-se a seguinte fórmula: SBW: 10 HBr :20 H₂O, onde SBW (satured bromine water) é uma solução saturada de bromo em água. Os ataques foram realizados a temperatura ambiente (22° C) e a solução foi mantida sob agitação. Depois as amostras foram limpas com acetona para remover o fotorresiste e observadas no microscópio eletrônico de varredura. A Figura 3.11 apresenta fotos dos perfis nas direções [110] e [1 10]. A taxa de ataque em ambas as direções foi de aproximadamente 0.2 µm/min. Essa solução produziu superfícies livres de defeito e mostrou-se bem estável, desde que mantidas as condições de temperatura e agitação.



Figura 3.10. Padrão da máscara de fotorresiste depositada na superfície (001) InP. Os perfis do ataque químico podem ser observados clivando-se a amostra em direções perpendiculares ao longo dos planos (110) e $(1\overline{1}0)$.



Figura 3.11. Fotos dos perfis de ataque químico SBW: 10 HBr : 20 H₂O nas direções [110] e $[1\overline{1} 0]$.

Sem agitação a taxa de ataque reduziu-se à metade (0.1 µm/min) possibilitando um controle mais preciso da profundidade da grade. Aumentando-se a diluição em água, a taxa de ataque também diminui (Figura 3.12).



Figura 3.12. Dependência da taxa de ataque em relação ao aumento do volume de água na solução SBW:10HBr:mH₂0.

3.4 Gravação da grade de difração no InP

O processo completo de gravação da grade de difração está mostrado na Figura 3.13 e envolve (a) deposição do fotorresiste, (b) exposição do filme ao padrão holográfico, (c) revelação do filme exposto, (d) ataque químico por via úmida, (e) limpeza da grade para a remoção da máscara de fotorresiste. As Figuras 3.14, 3.15 e 3.16 mostram fotos da grade nas etapas (c), (d), (e), respectivamente. Nessa seqüência de fotos a grade foi gravada na direção [1 1 0] produzindo um perfil triangular.



Figura 3.13. Etapas do processo de gravação da grade holográfica: (a) deposição do fotorresiste, (b) exposição do filme ao padrão holográfico, (c) revelação do filme exposto, (d) ataque químico por via úmida, (e) limpeza da grade para a remoção da máscara de fotorresiste.



Figura 3.14. Padrão holográfico gravado em fotorresiste sobre InP, correspondente à etapa (c) do processo de produção mostrado na Figura 3.13.



Figura 3.15. Grade após ataque químico mostrando a máscara de fotorresiste, correspondente à etapa (d) do processo de produção mostrado na Figura 3.13.



Figura 3.16. Grade pronta, após limpeza da máscara de fotorresiste, correspondente à etapa (e) do processo de produção mostrado na Figura 3.13.

Capítulo 4

4. Crescimento epitaxial por fase líquida

A técnica de crescimento epitaxial por fase líquida, ou LPE (Liquid Phase Epitaxy) é uma técnica muito versátil, requer equipamentos simples e de baixo custo. Utilizando LPE é possível crescer lasers, fotodetectores, células solar, e vários outros dispositivos opto - eletrônicos.

O primeiro laser de semicondutor de heteroestrutura de GaAlAs sobre GaAs foi fabricado em 1969 por Alferov [4] na União Soviética e por Hayashi e Panish [41] nos Estados Unidos. Em 1975, Bogatov [42] fabricou um laser de InGaAsP sobre InP, seguido por Hsieh[43] em 1976. No Brasil o trabalho com lasers de semicondutor se iniciou em 1971 com a instalação do Laboratório de Pesquisas em Dispositivos, do Instituto de Física Gleb Wataghin. Em 1981 Prince [44] apresentou sua tese de doutorado sobre a fabricação e caracterização de lasers de InGaAsP/InP, emitindo em 1.3 μ m. O presente trabalho veio a ser o primeiro a produzir laser monomodo dinâmico, no Brasil, emitindo em 1.55 μ m, em 1989.

4.1 Epitaxia por fase líquida

Essa técnica de crescimento consiste em precipitar uma solução sobre um substrato. Uma solução saturada, na composição da camada que se quer crescer é aquecida, separada do substrato, num mesmo forno. Quando a temperatura de crescimento é atingida, a solução é colocada em contato com o substrato e a temperatura é baixada lentamente. O material que estava líquido na solução saturada, deposita-se sobre o substrato, acompanhando a orientação cristalográfica deste. No caso da liga quaternária InGaAsP, é possível crescer camadas epitaxiais com o mesmo parâmetro de rede do InP com energia de "gap" entre 0.8 e 1.35 eV.

O gráfico da Figura 4.1 mostra que as ligas quaternárias "casadas" com InP (isto é, que apresentam o mesmo parâmetro de rede) apresentam transições elétrons-buracos diretas. Desse modo qualquer dessas ligas pode ser utilizada como região ativa em lasers. Na prática, fabricam-se lasers com região ativa nas janelas em que as perdas nas fibras são mínimas. Para as ligas de InGaAsP as regiões de interesse são 1.3 e 1.55 μm.



Figura 4.1. Energia de banda proibida e constante de rede para vários semicondutores III-V, na temperatura ambiente. A linha marcada mostra as ligas que podem ser feitas com o mesmo parâmetro de rede do InP.

4.2 Outras técnicas de crescimento epitaxial

Além da técnica LPE, são utilizadas várias outras para crescimento de lasers de semicondutor. Na Tabela 4.1 é mostrado um resumo comparativo entre as diversas técnicas para o caso da fabricação de lasers de InGaAsP/InP. Podemos destacar, entre as mais utilizadas: VPE (Vapour Phase Epitaxy), MBE

(Molecular Beam Epitaxy), CBE (Chemical Beam Epitaxy). Na técnica VPE compostos gasosos formados dentro do reator, a partir de precursores que contém materiais dos grupos III e V, são transportados por um gás de arraste, geralmente hidrogênio e se depositam sobre um substrato aquecido. Uma variação dessa técnica chamada MO-CVD (MetalOrganic Chemical Vapour Deposition) utiliza compostos organo-metálicos como precursores. Essa técnica apresenta excelentes resultados no crescimento de lasers InGaAsP/InP.

Característica	LPE	MO-CVD	MBE	CBE
Morfologia das camadas	boa	muito boa	razoável	muito boa
Controle de espessura	bom	bom	excelente	excelente
Análise durante o crescimento	não	não	sim	sim
Camadas com alta pureza	não	sim	sim	não
Produção em larga escala	não	sim	não	não
Custo do sistema	baixo	médio	alto	alto
Utiliza compostos tóxicos	não	sim	não	sim

Tabela 4.1. Comparação entre diversas técnicas de crescimento epitaxial de lasers de InGaAsP/InP.

Na técnica MBE, um substrato mantido aquecido numa câmara de alto vácuo recebe jatos moleculares dos materiais que irão compor a camada epitaxial. Essa técnica não é muito apropriada para o crescimento de ligas com P. Para contornar essa dificuldade na fabricação de lasers de InGaAsP/InP, foi desenvolvida a técnica CBE, na qual são utilizados compostos organo-metálicos e materiais aquecidos em fornos de efusão. Essa técnica apresenta bons resultados na fabricação de dispositivos de InGaAsP/InP.

Atualmente a técnica LPE não é mais utilizada para a fabricação de lasers para comunicações ópticas. A maioria dos fabricantes de dispositivos optoeletrônicos utilizam a técnica MO-CVD, que produz camadas epitaxiais com morfologia muito boa e alto volume de produção.

4.3 Métodos de crescimento epitaxial por fase líquida

A base do crescimento por LPE [45] é a produção de supersaturação da solução de crescimento, de modo a obter a deposição do material sobre o substrato, seguindo a orientação cristalográfica deste. A supersaturação pode ser produzida de várias formas:

- Crescimento em equilíbrio quando a temperatura da solução é baixada a uma taxa R [°C min⁻¹] a partir da temperatura de líquido (T_L) para uma temperatura T_L ΔT_R enquanto é mantida em contato com o substrato; Figura 4.2(i).
- Crescimento com duas fases é uma variação do crescimento em equilíbrio, no qual material sólido está presente na solução durante o crescimento, devido a um excesso de soluto ou porque a solução é resfriada muito abaixo da temperatura de líquido, ocorrendo nucleação espontânea.
- Crescimento por resfriamento por degrau quando a solução é mantida a uma temperatura ⊿T_S abaixo da temperatura de líquido, e então colocada em contato com o substrato, sendo que durante o ciclo de crescimento a temperatura é mantida constante; Figura 4.2(ii).
- Crescimento por super-resfriamento quando a solução de crescimento é resfriada a uma temperatura ΔT_S abaixo da temperatura de líquido (T_L). O substrato e a solução são então colocados em contato enquanto a solução é resfriada a uma taxa R [°C min⁻¹] sobre uma faixa ΔT_R; Figura 4.2(iii).



Figura 4.2 Métodos de crescimento por LPE [45]. (i) crescimento em equilíbrio, (ii) crescimento por duas fases e (iii) crescimento por super-resfriamento.

• Crescimento em quase-equilíbrio quando a solução (em equilíbrio na temperatura de líquido, ou com uma pequena super-saturação) e o

substrato são colocados em contato e uma taxa de resfriamento extremamente baixa é utilizada durante o crescimento. O crescimento ocorre devido principalmente, à diferença na temperatura local da solução. Esse método requer o cálculo preciso da composição da camada que se quer crescer, todavia produz camadas de boa qualidade e permite um controle apurado da espessura da camada.

A escolha do método de crescimento depende dos parâmetros do material que se quer crescer para uma determinada aplicação. Essa escolha irá determinar importantes características da camada crescida como: controle de espessura, uniformidade, morfologia da superfície, homogeneidade, reprodutibilidade etc.

4.4 Diagrama de fase para a liga quaternária InGaAsP

Para crescer uma camada de InGaAsP de boa qualidade e com o mesmo parâmetro de rede do InP é necessário conhecer, com precisão, as frações molares dos quatro componentes da liga. Muitos trabalhos foram realizados para se determinar um diagrama de fase para a liga quaternária, mas geralmente, são utilizados os métodos de crescimento com duas fases [46] ou crescimento por resfriamento por degrau. Esses dois métodos são de crescimento em não-equilíbrio, portanto não permitem obter a composição exata da solução. Do mesmo modo, os modelos em equilíbrio, que são aplicados para os binários e ternários não apresentam boa concordância com os dados experimentais. Utilizando crescimento em quase-equilíbrio e interpolando os dados experimentais Tabatabaie-Alavi [47] e Kuphal [48] propuseram um método empírico para se obter o diagrama de fase para o InGaAsP que apresenta excelente concordância com os dados experimentais para temperaturas de crescimento entre 600 e 660°C e comprimento de onda entre 0.92 e 1.65 μm.

Utilizando como ponto de partida os dados de Kuphal [48] mostrados na Figura 4.3, iniciamos uma série de crescimentos para estabelecer um diagrama de fase

para as condições de nosso laboratório. Como é usual, os dados da Figura 2.4 estão na forma de fração atômica (X') que é a relação entre o número de átomos do elemento na solução, dividida pelo número total de átomos. Para efetuar o crescimento é necessário calcular os pesos, em gramas, dos materiais que irão formar a solução.



Figura 4.3 Frações atômicas X'_{Ga} , X'_{As} , X'_{P} para crescimento de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ com o mesmo parâmetro de rede sobre InP a temperatura de 600°C. As curvas foram calculadas através de ajuste polinomial e os pontos representam valores experimentais [48].

4.5 Crescimento de camadas de In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} casadas com InP

Utilizando os dados de Kuphal [48], realizamos uma série de crescimentos de In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}, na temperatura de 616°C, para estabelecer um diagrama de fase para as condições de nosso laboratório. Nessa etapa foi crescida apenas uma camada quaternária de aproximadamente 2 µm de espessura para que fosse possível fazer a caracterização por foto luminescência, raios-X e microssonda iônica. Foi utilizado o método de crescimento em quase-equilíbrio, com

temperatura de crescimento $T_G = T_L - 2^{\circ}C$ e taxa de resfriamento de 0,12 °C min⁻¹. Os resultados obtidos estão reunidos na Tabela 4.2, na qual: λ_{PL} representa o pico da luminescência a 300°K; *x* e *y* foram calculados a partir das medidas com microssonda iônica, as frações molares X^{l} do As, Ga e P, foram determinadas através de crescimentos; e o descasamento $\Delta a/a$ entre o parâmetro de rede do InP e da camada crescida foi medido utilizando um espectrômetro de raios-X de duplo cristal. É importante ressaltar que não existe uma expressão analítica que permita obter as frações molares (X^{l}) algebricamente, a partir dos compostos binários (InP, GaAs, InAs) para a fabricação da liga quaternária.

Utilizando os dados da Tabela 4.2 e aplicando o modelo semi-empírico proposto por Tabatabaie-Alavi [47], construímos um diagrama de fase para o InGaAsP. Os gráficos da Figura 4.4 mostram as frações molares de As, Ga e P para a temperatura de 616°C. Foi utilizado um polinômio de quinta ordem para ajustar os pontos experimentais.

Para o crescimento das camadas epitaxiais por LPE, o In é utilizado como "solvente" porque dos quatro componentes da liga é o que apresenta maior fração molar e menor pressão de vapor na temperatura de crescimento. Os outros três componentes são obtidos de compostos binários. Assim o As é obtido do InAs e GaAs, o Ga do GaAs e o P do InP.

λ _{PL} [μm]	X	У	$X'_{As} \times 10^{-3}$	$X'_{Ga} \times 10^{-3}$	X ^I _P x10 ⁻³	⊿a/a x10 ⁻³
1,04	0,09	0,16	15,8	1,42	3,45	5
1,15	0,18	0,48	31,1	3,61	2,65	2
1,3	0,31	0,66	36,3	7,9	1,52	<1
1,53	0,41	0,88	44,6	16,3	0,39	-5
1,55	0,42	0,91	45,9	16,5	0,326	<1
1,65	0,47	1,00	47,7	21,6	0	3

Tabela 4.2 Dados das camadas de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ crescidas a 616 °C.



Figura 4.4 Gráficos mostrando as frações atômicas X_{Ga}^{l} , X_{As}^{l} , X_{P}^{l} para crescimento de In₁₋ _xGa_xAs_yP_{1-y} / InP para a temperatura de 616°C. Os gráficos foram ajustados utilizando-se valores experimentais obtidos em nosso laboratório.

Para o crescimento das camadas quaternárias utilizamos 2,00000 g de In como solvente (essa quantidade é suficiente para preencher o volume do cadinho, produzindo uma solução de fácil homogeneização) e calculamos os pesos de GaAs, InAs e InP de acordo com a fração atômica de Ga, As e P na solução, utilizando as seguintes expressões:

$$W_{P} = \frac{X_{P}^{l} M_{InP}}{M_{T}} \times \frac{2}{W_{In}}$$
(4.1)

$$W_{GaAs} = \frac{X_{Ga}^{l}M_{GaAs}}{M_{T}} \times \frac{2}{W_{In}}$$
(4.2)

$$W_{InAs} = \frac{(X_{As}^{l} - X_{Ga}^{l})M_{InAs}}{M_{T}} \times \frac{2}{W_{In}}$$
(4.3)

$$W_{In} = \frac{(X_{In}^{sol} + X_{Ga}^{l} - X_{P}^{l} - X_{As}^{l})M_{In}}{M_{T}}$$
(4.4)

$$M_{T} = X_{In}^{l} M_{In} + X_{Ga}^{l} M_{Ga} + X_{As}^{l} M_{As} + X_{P}^{l} M_{P}$$
(4.5)

na qual:

*W*ié o peso [g] de cada material

M^{*i*} é o peso molecular de cada material

4.6 O sistema para crescimento por LPE

O sistema utilizado neste trabalho está mostrado na Figura 4.5 e consiste de um forno Lindeberg de 3 zonas. A temperatura de cada zona é controlada de forma independente e apresenta estabilidade de ±0,1°C. Na zona central atua um programador Eurotherm, com capacidade de estabelecer até 8 níveis diferentes de temperatura, tornando muito flexível a programação das rampas de temperatura de crescimento. O crescimento das camadas epitaxiais é feito sob um fluxo constante de hidrogênio ultra-puro que passa por um purificador constituído por uma célula de paládio aquecida a 350°C. As soluções e o substrato são colocados num cadinho de grafite de várias células (Figura 4.6) que é empurrado para o centro do forno, dentro de um tubo de quartzo. A

medida de temperatura de crescimento é feita por um termômetro digital com precisão de 0,1°C. Para se evitar a contaminação das soluções, logo depois que o material é carregado no cadinho, é feito vácuo no sistema utilizando um conjunto de bombas de adsorção e bomba iônica.



Figura 4.5 Sistema de crescimento por LPE mostrando o forno de 3 zonas e os equipamentos auxiliares.



Figura 4.6 Cadinho de grafite com várias células e régua deslizante.

Os procedimentos de limpeza e carregamento dos materiais dentro do forno de crescimento estão descritos a seguir:

i. limpeza do In em HCl puro por 1,5 min, lavagem com metanol e secagem com N_2 ultra-puro;

- ii. pesagem de 2,00000 g de ln com tolerância de 10 μ g;
- iii. cozimento do In por 4h a 680°C;
- iv. pesagem do GaAs, InAs, InP e dopantes com precisão de 10µg;
- v. todos os materiais são colocados nas soluções de ln e mantidos a 660°C durante 2h para homogeneização;
- vi. limpeza do substrato conforme descrição abaixo;
- vii. adição do substrato e do dopante tipo p para a 3ª. e 4ª. camadas;
- viii. com todos os componentes dentro do forno, a temperatura é mantida a 635°C por 30 min e depois inicia-se um ciclo de resfriamento como mostra a Figura 4.7.



Figura 4.7 Programa de temperatura para o crescimento de 4 camadas.

4.6.1 Dopantes tipo P e tipo N para o InGaAsP

O laser de semicondutor é essencialmente uma junção PN, que emite luz devido à recombinação direta de portadores na região ativa. Assim é muito importante o controle da dopagem nas camadas do laser.

Como dopante tipo N utilizamos o Sn, que apresenta pressão de vapor muito baixa (aprox. 3 x 10⁻⁹ torr a 650°C) e produz material com boa mobilidade.

O dopante tipo P mais utilizado na fabricação de lasers é o Zn, que é muito volátil e apresenta uma saturação na concentração de portadores em torno de 2x10¹⁸ cm⁻³. Nos crescimentos de lasers tipo DFB, utilizamos o Zn como dopante tipo P. Fizemos alguns crescimentos de teste, utilizando o Cd como dopante. Embora esse material também apresente pressão de vapor muito alta, a contaminação das soluções vizinhas é menor que a causada pelo Zn. Utilizando Cd como dopante de InP, Kuphal [49] observou que próximo à superfície, a concentração de portadores era mais baixa (aprox. 1x10¹⁷cm⁻³) devido à perdas por evaporação. Em nossos testes, com InGaAsP dopado com Cd, a concentração manteve-se praticamente constante, como pode ser visto no gráfico da Figura 4.8, obtido através da medida de C-V eletroquímico (Polaron). Esse resultado pode ser explicado pelo fato de que as camadas crescidas eram resfriadas imediatamente após o crescimento (a camada dopada com Cd era a última) e portanto não ficava exposta durante muito tempo a altas temperaturas. Optamos por não utilizar o Cd rotineiramente como dopante tipo P por ser um material altamente cancerígeno e restos de vapor poderiam ficar retidos nas bombas de adsorção, o que representaria uma possibilidade de contaminação do ar do laboratório.



Figura 4.8 Perfil de dopagem de InGaAsP por Cd. A estrutura apresenta 3 camadas de InGaAsP com aproximadamente 3,8 µm de espessura. A camada mais externa é dopada com Cd, a seguinte é não-dopada e a terceira é dopada com Sn.

4.6.2 Limpeza do substrato

A limpeza do substrato é feita imediatamente antes do seu carregamento no forno, para crescimento. Consiste de uma etapa de desengraxamento feita com vapores de materiais solventes e em seguida é feito um ataque químico suave para remover algumas camadas de material. A seguir é listada a seqüência utilizada:

- i. limpeza com vapor de tricloroetileno por 10 min;
- ii. limpeza com vapor de acetona por 10 min;
- iii. lavagem com metanol;
- iv. lavagem com acetona;
- v. ataque químico com ácido sulfúrico concentrado por 30 s;

- vi. ataque químico com H₂SO₄:H₂O₂:H₂O na proporção 3:1:1 por 3 min;
- vii. lavagem com água deionizada com resistividade de 18 M Ω ;
- viii. secagem com N₂ ultra-puro.

4.7 Crescimento epitaxial sobre grade de difração

O crescimento sobre a grade de difração é a etapa mais crítica no processo de fabricação de lasers tipo DFB. Neste trabalho optamos por fazer a gravação da grade de difração no substrato de InP para que o laser fosse crescido numa única etapa. A fabricação da grade foi feita conforme descrito no capítulo 3. A preparação do substrato com a grade gravada para o crescimento foi feita da seguinte forma:

- i. limpeza com vapor de tricloroetileno por 10 min;
- ii. limpeza com vapor de acetona por 10 min;
- iii. lavagem com metanol;
- iv. lavagem com acetona;
- v. lavagem com água deionizada com resistividade de 18 M Ω ;
- vi. secagem com N₂ ultra-puro.

A principal dificuldade encontrada nesta etapa foi a degradação da grade, durante o tempo de aquecimento e homogeneização das soluções, antes do crescimento. A solução protetora de In+InP+Sn que usávamos para a proteção do substrato nos crescimentos do laser convencional não era efetiva e a grade era quase completamente destruída já antes do crescimento, como pode ser visto na Figura 4.9. Kinoshita [50] propôs a utilização de um substrato de GaAs para a proteção da grade, antes do crescimento. Em seu artigo, mostrou que o substrato de proteção de GaAs, podia suprimir a deformação mesmo a temperaturas altas de até 670°C por 30 min. Utilizando como proteção da grade, um pedaço de substrato de GaAs, orientado na diração <1,1,1>, fizemos crescimentos sobre a grade com temperaturas entre 610 e 620°C e notamos uma deformação muito pequena, conforme pode ser visto na Figura 4.10. Para tornar mais efetiva a proteção, antes do crescimento fazíamos um ataque químico forte no substrato de GaAs utilizando uma solução de H₂SO₄:H₂O₂:H₂O na proporção 3:1:1 por 5 min. Esse ataque servia para remover resíduos depositados em crescimentos anteriores e expor os planos de As na superfície (o substrato de proteção era reutilizado várias vezes).



Figura 4.9 Crescimento de InGaAsP sobre substrato de InP com grade de segunda ordem, utilizando solução protetora de In+InP+Sn. (a) antes do crescimento a grade apresenta altura pico-vale de 160 nm, (b) depois do crescimento a grade está completamente destruída.



Figura 4.10 Crescimento de InGaAsP sobre substrato de InP com grade de segunda ordem, utilizando substrato de GaAs como proteção contra degradação térmica da grade. A altura picovale é de 170 nm.

Para entender porque um substrato de GaAs proporciona uma boa proteção contra a decomposição da grade de difração gravada sobre InP, Knight et all. [51] utilizou espectroscopia Auger e XPS (x-ray photoelectron spectroscopic

analysis) para examinar a superfície de grades que foram tratadas termicamente a 660°C por 60 min. Eles descobriram que As proveniente do substrato de GaAs combina-se com o hidrogênio (que é utilizado durante o crescimento) produzindo AsH₃ que reage com o InP formando uma camada muito fina (2,5nm) de InGaAsP, que é mais resistente à degradação térmica que o InP [52]

Capítulo 5

5. Fabricação e caracterização do laser

5.1 Estrutura do laser

A estrutura do laser DFB é mostrada no esquema da figura 5.1. Foi utilizada a estrutura de contato de faixa devido a sua simplicidade de fabricação. Essa configuração também é adequada para se fazer o crescimento do laser num único ciclo.



Figura 5.1: Estrutura básica do laser DFB tipo contato de faixa, $\lambda = 1.52 \ \mu m$.

A Figura 5.2 mostra a sequência de etapas envolvidas no processo de fabricação do laser monomodo. A descrição das etapas é feita a seguir:



Figura 5.2: Diagrama das etapas de fabricação do laser monomodo.

Sobre um substrato de InP (100) tipo n, polido e limpo conforme descrito no capítulo 4, foi gravada uma rede de difração de 2ª. ordem com período de 458 nm utilizando o arranjo descrito no capítulo 3. As linhas da grade foram orientadas na direção $\langle 1\overline{1}0 \rangle$. Para evitar a dissolução da grade durante o aquecimento, foi utilizado um pedaço de GaAs [50] como proteção. A seguir foram crescidas a camada de guiamento n-InGaAsP com espessura de 0.2 μm, dopada com Sn, a camada ativa, com espessura de 0.12 µm, não dopada, a camada confinante p-InP, com espessura de 2 µm, dopada com Zn e por último a camada de contato p-InGaAsP com espessura de 0.5 µm, dopada com Zn. As composições e características físicas das camadas crescidas estão listadas nas tabelas 5.1 e 5.2, respectivamente. Para definir o contato de faixa no lado p. foi depositada uma camada de SiO₂. Os contatos do lado e p e n foram depositados utilizando-se ligas de Au-Zn-Ni e Au-Ge-Ni respectivamente. A face dianteira do dispositivo foi clivada e a traseira foi serrada utilizando uma serra diamantada, para se evitar os modos de Fabry-Perot. Os dispositivos isolados, com comprimento de 250 µm foram montados em blocos de cobre para se fazer a caracterização elétrica e óptica.

Fração molar dos materiais na solução	Camada de guiamento (x=0,20; y=0,52)	Camada ativa (x=0,41; y=0,88)	Camada confinante (x=0,18; y=0,32)	Camada de contato (<i>x=0,32; y=0,68</i>)
X ^I _P x 10 ⁻³	2,21	0,49	2,92	1,57
$X'_{As} x \ 10^{-3}$	32,35	43,62	24,53	37,62
X ^I _{Ga} x 10 ⁻³	5,48	14,35	3,28	8,12
dopante	Sn	-	Zn	Zn

Tabela 5.1: Composição das camadas epitaxiais de $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ da estrutura do laser DFB.

Característica	Camada de	Camada	Camada	Camada de
	guiamento	ativa	confinante	contato
λ _{PL} [μm]	1,2	1,52	1,1	1,3
∆a/a [10 ⁻³]	0,7	0,2	0,5	0,3
Concentração [cm ⁻³]	3x10 ¹⁸	2x10 ¹⁶	3x10 ¹⁸	5x10 ¹⁸
Temp. cresc. [^o .C]	616,5	616	615,8	615
Tempo de cresc. [s]	60	30	300	120

Tabela 5.2: Características das camadas epitaxiais do laser DFB, $\lambda = 1.52 \ \mu m$.

5.2 Caracterização elétrica

5.2.1 Medida de potência luminosa em função da corrente (LxI)

A curva LxI foi obtida em regime pulsado (para não submeter o dispositivo a um grande esforço térmico, produzido na operação em regime contínuo), utilizando o arranjo mostrado na Figura 5.3. Foi utilizado um gerador de pulsos de alta potência com freqüência de 1kHz (representa uma boa taxa de repetição e ao mesmo tempo permite um melhor controle da potência fornecida ao dispositivo sob teste) e largura de pulso de 0.1µs (utilizamos um pulso estreito para evitar o aquecimento excessivo do dispositivo). A corrente limiar I_{th} apresentou valor médio de 550 mA a 25°C, o que representa uma densidade de corrente $J_{th} = 22kA/cm^2$. Esse valor é muito alto se comparado com a densidade obtida para os lasers convencionais (Fabry-Perot) fabricados em nosso laboratório, que era de 2.5 - 3kA/cm². Atribuímos esse aumento a diversos fatores: descasamento entre o período da corrugação e o comprimento de onda de ganho máximo; falta de otimização da dopagem e espessura da camada de contato; alta resistência do contato do lado p. A curva LxI característica, obtida para 5 dispositivos, pode ser vista na Figura 5.4.



Figura 5.3: Arranjo experimental para a medida da curva IxV em regime pulsado.



Figura 5.4: Curva de potência óptica em função da corrente para 5 lasers com região ativa de 10 *X* 250 μm, emitindo em 1.52 μm.

5.3 Caracterização óptica

A medida da luz emitida em função do comprimento de onda foi feita utilizando o arranjo mostrado na Figura 5.5. A medida foi feita em regime pulsado, com freqüência de 1kHz, largura de pulso de 0,1µs e corrente de 550mA. A Figura 5.6 mostra o gráfico de intensidade luminosa em função do comprimento de onda. Pode-se notar que ocorreu forte atenuação dos modos laterais, apresentando uma diferença de aproximadamente 17dB entre o modo fundamental e os laterais. Embora esse resultado seja animador, ainda não podemos considerar esses dispositivos como emissores monomodo porque não atingiram a diferença de 30dB [53] requerida para operação em sistemas de comunicações ópticas de alto desempenho.



Figura 5.5: Arranjo experimental para a medida de intensidade de luz emitida em função do comprimento de onda para laser DFB.



Figura 5.6: Curva de intensidade luminosa em função do comprimento de onda para lasers DFB tipo contato de faixa com $I = 1.5 I_{th}$

Observando-se o espectro de emissão do laser polarizado com corrente abaixo do limiar, Figura 5.7, podemos determinar com precisão o comprimento de onda do modo principal:

$$\lambda = 1519,8 \, nm$$

Utilizando difração de um laser He-Ne, medimos o período da grade de difração como sendo

$$\Lambda = 460, 6 \pm 0, 1 \text{ nm}.$$

Utilizando os valores acima e substituindo-se na equação (2.26) podemos calcular o índice de refração efetivo:

$$n_{eff} = 3.30 \pm 0.01$$

O valor obtido experimentalmente apresenta uma diferença de menos de 1% do valor calculado no capítulo 2, que foi de $n_{eff} = 3.32$.



Figura 5.7: Curva de intensidade luminosa em função do comprimento de onda para lasers DFB tipo contato de faixa com I = 0.95 Ith.

Nos dispositivos fabricados não foi depositado material anti-refletor nas extremidades, porque em nosso laboratório não tínhamos um processo de produção de material com a qualidade requerida. A deposição de uma camada anti-refletora nas faces do laser diminui a distorção por intermodulação, melhora a linearidade e aumenta a eficiência da potência de saída. Para produzir bons resultados, a camada anti-refletora deve ser de boa qualidade e é fundamental o controle preciso da sua espessura.

Capítulo 6

6. Conclusão

A análise dos resultados finais dos lasers fabricados nos permite concluir que o principal objetivo do trabalho foi atingido: desenvolver uma técnica de projeto e fabricação de laser monomodo com realimentação distribuída. Contudo, algumas características precisam ser otimizadas.

Na etapa do projeto do dispositivo, a utilização da teoria de modos acoplados para a determinação do coeficiente de acoplamento e do período de corrugação da grade mostrou-se bastante eficiente.

O procedimento para a obtenção do diagrama de fases, para a composição das camadas quaternárias, resultou em crescimentos epitaxiais de boa qualidade e que apresentaram excelente repetibilidade (neste trabalho foram realizados 65 crescimentos). A técnica de proteção para evitar a dissolução da grade, durante o crescimento, utilizando substrato de GaAs, permitiu realizar o crescimento mantendo o perfil da grade com cerca de 70% da altura original, o que garantiu sua eficiência na atenuação dos modos laterais do espectro de emissão do laser.

A montagem holográfica realizada em colaboração com o Laboratório de Óptica produziu padrões de interferência muito estáveis, com alto contraste e com boa relação sinal/ruído. Embora tivéssemos utilizado substratos pequenos (diâmetro de cerca de 6 cm) a montagem permitia produzir o padrão de interferência numa área maior (diâmetro de 10 cm).

A deposição do filme de fotorresiste e sua revelação foram otimizados utilizando monitoramento em tempo real do processo de revelação e os parâmetros obtidos mostraram-se estáveis para as mesmas condições de temperatura e umidade. Foi utilizado a fotorresiste AZ 1350J, que apresenta baixo culto e era largamente utilizada no processo de fabricação do laser convencional.

Da caracterização elétrica dos dispositivos constatamos que a corrente limiar apresentou uma valor muito elevado – 550 mA, comparando-se com o valor médio de 120 mA obtidos para o laser com cavidade Fabri-Perot fabricado com a mesma estrutura de contato de faixa. Esse valor alto pode ser atribuído a dois fatores: ao descasamento entre o período da corrugação e o comprimento de onda do ganho máximo da cavidade e a alta resistência da camada de contato. Observando-se o espectro de emissão dos lasers, vemos que ocorreu uma atenuação de aproximadamente 17 dB dos modos laterais em relação ao modo principal. Para utilização comercial é necessário que a atenuação seja maior que 30 dB, portanto seria necessário uma otimização, que poderia ser conseguida utilizando uma estrutura mais complexa, como por exemplo, a estrutura em duplo canal, que apresenta uma maior eficiência de injeção de corrente na região ativa, melhorando o ganho óptico do dispositivo e reduzindo a corrente limiar.

Atualmente não é mais utilizada técnica de crescimento epitaxial por fase líquida (LPE), para a fabricação das camadas do laser, que foi substituída pela técnica de crescimento MO-CVD (MetalOrganic Chemical Vapour Deposition) que produz camadas com melhor morfologia. Todavia, todos os demais procedimentos desenvolvidos neste trabalho continuam sendo aplicados na fabricação de lasers monomodo dinâmico. Especificamente o processo de fabricação de grades sub-mícron utilizando interferência holográfica pode ser utilizado para fabricação de grades de difração para instrumentos ópticos e mais especificamente na área de semicondutores, as grades podem ser utilizadas para induzir o crescimento de nanofios de InP e InAs. Os nanofios de semicondutores apresentam propriedades elétricas [54] e ópticas muito interessantes para a fabricação de dispositivos optoeletrônicos [55].

Referências Bibliográficas

[1]. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs junctions", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 9, no. 9, pp. 366–368, Nov. 1962.

[2]. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, J. Zeiger, "Semiconductor maser of GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 4, pp. 91–92, Dec. 1962.

[3]. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr., G. lusher, "Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, no. 3, pp. 62–64, Nov. 1962.

[4] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, M. K. Trukan, "AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold", *Soviet Physics Semiconductors*, 2, p. 1289, 1969.

[5] I. Hayashi, P. B. Panish, P. W Foy, S. Sumski, "Junction lasers which operate continuously at room temperature", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 3, pp. 109–111, Aug. 1970.

[6] H. Kroemer, "A proposed class of heterojunction injection lasers", *Proc. IEEE*, vol. 51, no. 12, pp. 1782–1783, Dec. 1963.

[7] H. C. Casey, Jr., M. B. Panish, *Heterostructure lasers*, New York : Academic Press, 1978.

[8] G. P. Agrawal, N. K. Dutta *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, New York:Springer-Verlag, 1986.

[9] K. C. Kao, G. A. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguide for optical frequency", *Proc. IEE*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, Jul. 1966.

[10] D. B. Keck, R. D. Maurer, P. C. Schultz, "On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no. 7, pp. 307–309, Apr. 1973.

[11] D. N. Payne, W. A. Gambling, "Zero material dispersion in optical fibers", *Electron. Lett.*, vol. 11, no. 8, pp. 176–178, Apr. 1975.

[12] J. J. Hsieh, J. A. Rossi, J. P. Donnelly, "Room-temperature CW operation of GalnAsP/InP double-heterostructure diode lasers emitting at 1.1 μm", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 709–711, Jun. 1976.

[13] K. Oe, K. Sugiyama, "GalnAsP/InP double-heterostructure lasers prepared by a new LPE apparatus", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 15, no. 12, pp. 740–741, Dec. 1976.

[14] H. Kogelnik, C. V. Shank, "Coupled wave theory of distributed feedback lasers", *J. Appl. Phys.*, vol. 43, no. 5, pp. 2327–2335, May 1972.

[15] K. Utaka, S. Akiba, K. Sakai, Y. Matsushima, "Room-temperature CW operation of distributed feedback buried-heterostructure InGaAsP/InP lasers emitting at 1.57 μm", *Electron. Lett.*, vol. 17, no. 25/26, pp. 961–963, Dec. 1981.

[16] M. Asada, Y. Miyamoto, and Y. Suematsu, "Gain and the threshold of threedimensional quantum-box lasers," *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. QE-22, no. 9, pp. 1915–1921, Sep. 1986.

[17] K. Otsubo, N. Hatorim, M. Ishida, S. Okumura, T. Akiyama, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, and Y. Arakawa, "Temperature-insensitive eye-opening under 10-Gb/s modulation of 1.3-μm P-doped quantum-dot lasers without current adjustments," *Jpn. J. Appl. Phys. B*, vol. 43, no.8, pp. L1124–1126, Jul. 2004.

[18] T. Wolf, S. Illek, J. Rieger, B. Borchert, and M. -C. Amann, "Tunable twinguide (TTG) distributed feedback (DFB) laser with over 10 nm continuous tuning range," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 24, pp. 2124–2125, Nov. 1993.

[19] R. Ramaswami, K. N. Sivarajan, *Optical networks: a practical perspective*. 2nd ed. San Francisco: Morgan Kaufmann Academic, 2002. [20] H. Ishii, K. Kasaya, H. Oohashi, Y. Shibata, H. Yasaka, and K. Okamoto, "Widely wavelength-tunable DFB laser array integrated with funnel combiner," *IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron.*, vol. 13, no. 5, pp. 1089–1094, Oct. 2007.

[21] W. Kobayashi, T. Yamanaka, M. Arai, N. Fujiwara, T. Fujisawa, K. Tsuzuki, T. Ito, T. Tadokoro, and F. Kano, "Wide Temperature Range Operation of a 1.55μm 40-Gb/s Electroabsorption Modulator Integrated DFB Laser for Very Short-Reach Applications", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. 18, pp. 1317-1319, September 15, 2009.

[22] T. Tadokoro, T. Yamanaka, F. Kano, H. Oohashi, Y. Kondo, and K. Kishi, "Operation of a 25-Gb/s Direct Modulation Ridge Waveguide MQW-DFB Laser up to 85 ^OC", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. 16, pp. 1154-1156, August 15, 2009.

[23] P. W. Shumate, "Fiber-to-the-Home: 1977-2007", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, no. 9, pp. 1093-1103, may 1, 2008.

[24]. T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, T. Miyashita, "An ultimately low-loss single-mode fibre at 1.55μm", *Electron. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 106-108, Feb. 1979.

[25]. D.N. Payne, W.A. Gambling, "Zero material dispersion in optical fibers", *Electron. Lett.*, vol. 11, pp. 8-9, April 1975.

[26]. T. Ikegami, "Spectrum broadening and tailing effect in direct-modulated injection lasers", in *Proc. 1st European Conf. Opt. Fiber Commun.* (London, England), p.111, 1975.

[27]. H. Namizaki, "Transverse-junction-stripe lasers with a GaAs p-n homojunction", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, no. 7, pp. 427-431, July 1975.

[28]. Y. Suematsu, S. Arai, K. Kishino, "Dynamic single-mode semiconductor lasers with a distributed reflector", *IEEE J. Ligthwave Tech.*, vol. LT-1, no. 1, pp. 161-175, March 1983.
[29]. S. Wang, "Proposal of periodic layered waveguide structure for distributed lasers", *J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 2, pp. 767-780, Feb. 1973.

[30]. H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", *The Bell System Tech. J.*, vol. 48, no. 9, pp. 2909-2947, Nov. 1969.

[31]. W. Streifer, D. R. Scifres, R. D. Burnham, "Coupling coefficients for distributed feedback single and double-heterostruture diode lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-11, no. 11, pp. 867-873, Nov. 1975.

[32]. A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-9, pp. 919-933, Sept. 1973.

[33]. P. Brosson, C. Artigue, B. Fernier, D. Leclerc, J. Jacquet, J. Benoit, "Simple Determination of Coupling Coefficient in DFB Waveguide Structures", *Electronics Letters, vol. 24, no. 16, pp. 990-991, 4th August 1988.*

[34] M.S. Sthel, G.F. Mendes, J.H. Clerici, I.A. Pereira, P.C. Silva, H.C. Carvalho,
I.F. Faria, "Fabricação de grades sub-micron utilizando interferência holográfica", *Revista Brasileira de Física Aplicada e Instrumentação*, 3, (4), 1990.

[35] C. Dainty, (Ed), *Laser Speckle and Related Phenomena*, New York: Springer Verlag, 1984.

[36] F.H. Dill, W.P. Hornberger, P.S. Hauge, J.M. Shaw, "Characterization of Positive Photoresist", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-22, 7, Jul 1975.

[37] F.H. Dill, A.R. Neureuther, J.A. Turtle, E.J. Walker, "Modeling Projection Printing of Positive Photoresists", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. ED-22, 7, Jul 1975.

[38] R.H.M. Dumas, P.J.R. Laybourn, "Computer Simulation of Holographic Grating Exposure", *IEE Proceedings*, vol. 132, no. 6, Dec 1985.

[39] S. Adachi, H. Kawaguchi, "Chemical Etching Characteristics of (001)InP", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 128, no. 6, Jun 1981.

[40] T. Matsuoka, H. Nagai, "InP Etchant for Submicron Patterns", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 133, no. 12, Dec 1986.

[41]. M. B. Panish, I. Hayash, S. Sumski, "A Technique for the Preparation of Low-Threshold Room-Temperature GaAs Laser Diode Structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 210, 1969.

[42]. A. P. Bogatov, L. M. Dolginov, L. M. Druzhinina, P. G. Eliseev, B. N. Sverflov, E. G. Sherchenko, "Heterojunction lasers made of $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ and $AI_xGa_{1-x}Sb_yAS_{1-y}$ solid solutions", Soviet Journal of Quantum Electronics, 4, 1281, 1975.

[43]. J. J. Hsieh, "Room-temperature operation of GalnAsP/InP double-heterostructure diode lasers emitting at 1.1 μm", *Applied Physics Letters*, 28, 283, 1976.

[44]. F. C. Prince, *Fabricação e caracterização de lasers semicondutores de In*₁₋ $_xGa_xAs_yP_{1-y} - 1,3 \mu m$, tese de doutorado, IFGW – Unicamp, 1981.

[45]. M.G. Astles, *Liquid-phase epitaxial growth of III-V compound semiconductor materials and their device applications*, Bristol: Adam Hilger, 1990.

[46]. S. Arai, Y. Itaya, Y. Suematsu, K. Kishino, S. Katayama, "Conditions of LPE Growth for Lattice Matched GaInAsP/InP DH Lasers with (100) Substrate in the Range of 1.2–1.5 μm", *Japanese Journal of Applied Physics*, 17, p 2067, 1978.

[47]. K. Tabatabaie-Alavi, E. H. Perea, C. G. Fonstad, "Nearly equilibrium growth of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ ($0 \le y \le 1$) lattice-matched to $\langle 100 \rangle$ InP", *Journal of Electronic Materials*, vol. 10, 3, pp. 591-603, 1981

[48]. E. Kuphal, "Phase diagrams of InGaAsP, InGaAs and InP lattice-matched to (100) InP", *Journal of Crystal Growth*, 67, pp. 441-457, 1984.

[49]. E. Kuphal, "Preparation and characterization of LPE InP", *Journal of Crystal Growth*, 54, pp. 117-126, 1981.

[50]. J. Kinoshita, H. Okuda, Y. Uematsu, "Preserving InP surface corrugations for 1.3μm GaInAsP/InP DFB lasers from thermal deformation during LPE process", *Electronics Letters*, vol. 19, 6, pp. 215-216, 1983.

[51]. D. G. Knight, S. J. Ingrey, W. Benyon, W. M. Lau, "High-temperature preservation of InP surface corrugations for distributed feedback lasers", *Journal of Applied Physics*, vol. 64, 8, pp. 3792-3798, 1988.

[52]. G. J. Davies, R. Heckingbottom, H. Ohno, C. E. C. Wood, A. R. Calawa, "Arsenic stabilization of InP substrates for growth of $Ga_xIn_{1-x}As$ layers by molecular beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, 37, p. 290, 1980.

[53] F. Koyama, Y. Suematsu, S. Arai, T. Tanbun-Ek, "1.5-1.6 μm GalnAsP/InP dynamic-single-mode (DSM) lasers with distributed Bragg reflector", *IEEE J. Quant. Electron.*, vol. QE-19, no. 6, pp. 1042-1051, Jun. 1983.

[54] A. C Narváez, T. Chiaramonte, K. O. Vicaro, J. H. Clerici and M. A. Cotta, *"Evidence of space charge regions within semiconductor nanowires from Kelvin probe force microscopy"*, Nanotechnology, vol. 20, 465705, (2009).

[55] F. Qian, S. Gradec, Y. Li, C. Wen, C.M. Lieber, "*Core/multishell nanowire heterostructures as multicolor, high-efficiency light-emitting diodes*", Nano Letters, Vol. 5, No. 11, 2005.