

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física “Gleb Wataghin”

Adenir da Silva Filho

**Microlasers de Cavidades Estádio Aplicados
à Detecção Nanovolumétrica**

Tese de Doutorado

Apresentada ao Instituto de Física “Gleb Wataghin”,
Universidade Estadual de Campinas,
para a obtenção do Título de Doutor em Ciências.

Orientação: Prof. Dr. Newton C. Frateschi

Este exemplar corresponde à redação
final da tese defendida e aprovada
pela comissão julgadora em 25/3/2010

7 a Li

– Campinas, abril de 2010 –

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

| | |
|-------|---|
| Si38m | <p>Silva Filho, Adenir da Microlasers de cavidades estádio aplicados à detecção nanovolumétrica / Adenir da Silva Filho. -- Campinas, SP : [s.n.], 2010.</p> <p>Orientador: Newton Cesário Frateschi. Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1. Ressonadores. 2. Feixe de íons focalizado. 3. Lasers semicondutores. 4. Formato estádio. I. Frateschi, Newton Cesário. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p> <p style="text-align: right;">(vsv/ifgw)</p> |
|-------|---|

- **Título em inglês:** Stadium cavities microlasers applied to the nanovolumetric detection
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
 1. Resonators
 2. Focused ion beam
 3. Semiconductor lasers
 4. Stadium-shaped
- **Área de Concentração:** Física
- **Titulação:** Doutor em Ciências
- **Banca Examinadora:**

Prof. Newton Cesário Frateschi
Prof. Mauro Monteiro Garcia de Carvalho
Prof. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro
Prof. Sebastião Gomes dos Santos Filho
Prof. Davies William de Lima Monteiro
- **Data da Defesa:** 25-03-2010
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



Secretaria de Pós-Graduação - Tel: (19) 3521-5305 FAX: (19) 3521-4142

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **ADENIR DA SILVA FILHO – RA 961804**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN” DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 25/03/2010

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi – DFA/IFGW/UNICAMP
(Orientador do Candidato)

Prof. Dr. Mauro Monteiro Garcia de Carvalho – DFA/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro – DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Sebastião Gomes dos Santos Filho – DESE/Escola Politécnica/USP

Prof. Dr. Davies William de Lima Monteiro – Escola de Engenharia/DEE/UFMG

Dedico esta Tese de Doutorado ao meu Deus, em sinal de gratidão pela vivência que gerou experiência de vida, pela conclusão do trabalho e pelas contribuições e inspirações que este venha produzir.

Registro também minha homenagem à Raquel Foster da Silva, esposa idônea, e meu alicerce emocional nestes anos de muito trabalho.

“O que acha uma esposa acha o bem e alcançou a benevolência do SENHOR”

(Bíblia, Pv: 18.22)

Agradecimentos

Sou plenamente grato a Deus por me capacitar para a execução desta tese de doutorado, assim como pelo privilégio de ter diante de mim muitas pessoas dedicadas à Física que vieram a contribuir direta ou indiretamente à consolidação de meus conhecimentos nesta área.

Para Raquel Foster da Silva, minha esposa, deixo registrada a mais profunda gratidão pelo amor, submissão, sabedoria e confiança a mim manifestadas neste período de muitos acontecimentos.

Agradeço ao Prof. Dr. Flávio Gandra (DEQ – Departamento de Eletrônica Quântica) e seus alunos pela receptividade e amizade demonstradas a mim em um momento crítico do meu Curso de Doutorado.

De maneira particular gostaria de expressar a minha gratidão ao Orientador desta tese, o Prof. Dr. Newton C. Frateschi, pela compreensão de várias situações pela qual passei e pelo auxílio imprescindível no desenvolvimento deste trabalho.

De modo especial agradeço aos amigos Antônio Augusto de Godoy von Zuben, Físico do LPD (Laboratório de Pesquisa em Dispositivos) e responsável pelos processos de fotografação e metalizações, e Ariovaldo de Souza Pinto, Técnico de Laboratório do LPD e responsável por polimento de cristais e medidas por efeito Hall, por terem me amparado nos momentos de desabafo e terem sido companheiros nos momentos de alegria, além de suas colaborações técnicas sempre prontamente efetivadas para o desenvolvimento desta tese.

Na fase final de conclusões, o apoio incondicional de Luis Alberto Barea veio em muito boa hora. Agradeço-o pela ajuda decisiva na operação do FIB para a fabricação dos estádios.

Menciono também minha gratidão ao físico Antônio Celso (LPD), ao Prof. Dr. Mauro M. G. de Carvalho, ao Prof. Dr. Diniz (FEEC/CCS) e ao Alcinei, aluno de Doutorado, pelas valiosas sugestões sobre corrosões por plasma e sobre o próprio equipamento.

Agradeço aos colegas Felipe Vallini, Paulo Jarschel, David Figueira, Roberto Mialichi, Tacita Ramos, Júlio Betini e Eng. Wilson de Freitas pelo companheirismo.

Finalmente, sou grato à Maria Ignêz R. Mokarzel, Prof. Dr. George Kleiman, Gilvani e Armando pela constante boa vontade em me auxiliar com as documentações ao longo do curso e nos processos finais de conclusão e defesa de tese.

Resumo

Este trabalho apresenta o uso de cavidades ressonantes baseadas em geometrias de bilhares caóticos construídas em meios semicondutores opticamente ativos, visando seu aproveitamento ao sensoriamento. Apesar do comportamento clássico caótico do estádio, a descrição quântica, no limite semiclassico, mostra inesperados acúmulos de densidade de probabilidade sobre muitas trajetórias periódicas fechadas, chamadas cicatrizes. A literatura mostra que o espaço físico das trajetórias relacionadas a cada cicatriz pode ser obtido pela soma da densidade de probabilidade de auto-estados na vizinhança de cada cicatriz. Classicamente, as trajetórias ligadas a cada auto-estado possuem órbitas muito próximas devido a sua instabilidade, e quando misturadas, definem uma órbita de largura não nula. No domínio óptico, isomórfico ao problema quântico descrito acima, as trajetórias vêm de um tratamento de traçado de raios e os auto-estados são os modos eletromagnéticos estacionários. Particularmente, no caso da cavidade dielétrica, o sistema é aberto, uma vez que a luz pode ser transmitida para fora do ressonador. Desta forma, há grande mistura dos modos e uma seleção maior daqueles que podem sobreviver por terem trajetórias com ângulos internos de incidência maiores que o ângulo crítico para reflexão total interna. Em uma trajetória fechada e curta, modos estacionários são definidos e essas trajetórias têm maior probabilidade de serem observadas, em relação a outras possíveis. Quando o ressonador é constituído por um meio ativo opticamente, este confinamento realiza a realimentação óptica do sistema, cujo ganho óptico permite o estabelecimento estável e coerente de tais trajetórias. Estes resultados inspiraram a realização deste trabalho, cuja grande motivação foi investigar o processo de seleção modal e aplicá-lo em dispositivos práticos para sensoriamento em pequenos volumes. Experimentalmente foi desenvolvida uma técnica híbrida de fabricação utilizando um sistema de íons focalizados (FIB) juntamente com técnicas de microfabricação convencionais para a produção de cavidades estádio com meio ativo de poços quânticos de InGaAsP. Finalmente, foram obtidos resultados da emissão espectral com grande concordância com a previsão teórica baseada numa abordagem matemática simples de soma incoerente de cicatrizes. A seleção modal foi demonstrada com a alteração da excentricidade e com a inserção de furos sobre as trajetórias. A aplicação ao sensoriamento foi explorada tanto pela observação do espectro de emissão quanto pela detecção de fotocorrente por estádios emissor e detector integrados. Variações de até 80% de fotocorrente e alterações significativas do espectro foram observadas para detecção de isopropanol e água. Estes resultados mostram possibilidades de sensoriamento prático utilizando os estádios.

Abstract

This work presents the development of resonant cavities based on chaotic billiard geometries built with semiconductor active optical medium for sensing applications. In spite of the classically chaotic behavior of the stadium, the quantum description of the problem in the semi-classical limit shows unexpected accumulations of the density of probability on closed periodic paths called scars. The literature shows that the physical space of the paths related to a given scar can be obtained by adding several eigen-states neighboring each scar. Classically, the paths connected to each eigen-state have very close orbits due to their instability which, when mixed, define a non-zero width orbit. In the optical domain, isomorphic to the quantum problem described above, the paths are a result of the ray treatment and the eigen-modes are the stationary electromagnetic modes. Particularly, in the case of a dielectric cavity, the system is open for light can escape the resonator. Therefore, there is a great mixture of modes and a strong selection of modes with paths with incidence angle below the critical angle. In a closed and short path, stationary modes are defined and those paths have larger probability of observation. When the resonator has an optically active medium, the confinement provides optical feedback to the system which with optical gain allows the establishment of coherent and stable scars. These results inspired this work where the process of modal selection was investigated and applied for sensing in small volumes. Experimentally, a hybrid fabrication approach based on Focused Ion Beam (FIB) and conventional micro-fabrication techniques was used to produce stadium optical cavities with InGaAsP quantum well active region. Finally, we obtained the spectral emission of the devices with good agreement with our simulation based on a simple mathematical approach employing the incoherent summation of the scars. The modal selection with the modification of the eccentricity of the cavity and with the insertion of holes along the scars was demonstrated. The application to sensing was explored by the observation of the emission spectrum as well as by measured photo-current on detection between stadia emitter and detector integrated. Photo-current variations of up to 80% and significant changes of the emission spectrum were observed for isopropanol and water detection. These results show possibilities of practical sensing by stadiums.

Índice

| | |
|---|-----------|
| Resumo | ix |
| Abstract | xi |
| Índice | xiii |
| Introdução | 1 |
| Capítulo I: Ressonador Estádio | 13 |
| 1.1 – Confinamento óptico em estruturas epitaxiais: laser <i>ridge</i> convencional | 15 |
| 1.2 – Microdiscos | 20 |
| 1.3 – Ressonadores estádio | 23 |
| 1.4 – Considerações para o tratamento teórico | 27 |
| 1.5 – Conclusão do capítulo | 29 |
| Capítulo II: Ressonador Estádio: Aspecto Teórico, Simulações e Previsões | 31 |
| 2.1 – Tratamento matemático | 31 |
| 2.2 – Parâmetros gerais da estrutura..... | 35 |
| 2.3 – Ângulo Interno de Incidência e tempo de vida do fóton | 39 |
| 2.4 – Comprimento da trajetória e o tempo de vida do fóton..... | 41 |
| 2.5 – Cálculo do tempo de vida do fóton..... | 43 |
| 2.6 – Tratamento teórico para o espectro de emissão..... | 46 |
| 2.7 - Estratégia para o sensoriamento..... | 49 |
| 2.8 – Sensibilidade para detecção pelos ressonadores tipo estádio..... | 53 |
| 2.9 – Sensibilidade para detecção pelo Interferômetro de Mach-Zehnder..... | 54 |
| 2.10 – Comparação entre Estádio e MZ..... | 56 |
| 2.11 – Conclusão de Capítulo..... | 57 |
| Capítulo III: Processo de Fabricação | 61 |
| 3.1 – Estrutura laser InGaAsP/InP..... | 62 |
| 3.2 – Técnicas de microfabricação | 63 |
| 3.3 – FIB – <i>Focused Ion Beam</i> | 68 |
| 3.4 – Fabricação dos estádios por processo híbrido | 70 |
| 3.5 – Integração monolítica | 77 |

| | |
|--|------------|
| 3.6 – Conclusão do capítulo | 78 |
| Capítulo IV: Caracterização do Ressonador Estádio | 81 |
| 4.1 – Caracterização elétrica dos estádios | 82 |
| 4.2 – Caracterização óptica dos estádios | 83 |
| 4.3 – Análise dos resultados | 87 |
| 4.4 – Conclusão do capítulo | 91 |
| Capítulo V: Aplicação do Ressonador Estádio ao Sensoriamento..... | 93 |
| 5.1 –Furos sobre as trajetórias | 93 |
| 5.2 – Integração monolítica | 97 |
| 5.3 – Montagem experimental: aplicação ao sensoriamento | 100 |
| 5.4 – Espectro de emissão e detecção de fotocorrente com a variação da Temperatura | 102 |
| 5.5 – Alteração do espectro de emissão no sensoriamento | 104 |
| 5.6 – Detecção de fotocorrente para sensoriamento..... | 107 |
| 5.7 – Análise comparativa das formas de sensoriamento | 112 |
| 5.8 – Conclusão do capítulo | 116 |
| Conclusão | 117 |
| Propostas para trabalhos futuros | 121 |
| Publicações | 123 |

Introdução

Microlasers de Cavidades Estádio Aplicados à Detecção Nanovolumétrica

Motivação do Trabalho

Em opto-eletrônica, a integração de elementos ativos e passivos é desejada, pois permite que funções complexas de processamento de sinais luminosos, assim como a interação destes sinais com a eletrônica, sejam efetivamente obtidas. Destes elementos, cavidades ressonantes são importantes por permitirem a criação de filtros, modulação de fase, etc. Contudo, a integração de ressonadores Fabry-Perot convencionais, baseados em estruturas de faces clivadas, somente é possível de forma híbrida, uma vez que a clivagem separa o dispositivo. Ressonadores Fabry-Perot com espelhos corroídos podem permitir integração monolítica. Entretanto, esta integração é limitada pela baixa refletividade das faces corroídas, o que somente é compensada por tratamentos complexos. Estruturas de espelhos de Bragg e de *bandgap* fotônico podem, em princípio, ser usados para isto. Em todos os casos, os componentes são bastante complexos e de difícil fabricação.

Ressonadores de microdiscos apresentam alto confinamento com baixas perdas para modos chamados de “Whispering Gallery Modes” (WGM). Os WGM vêm de ressonâncias muito bem confinadas próximas à borda do disco. Este alto confinamento é devido à reflexão interna quase total que ocorre nas paredes do disco, em cada vértice da trajetória poligonal inscrita.^{i, ii, iii} Este grande confinamento, associado às baixas perdas desses modos, promove grande tempo de vida para os fótons na cavidade. Um interesse particular é a obtenção dessas estruturas em tamanhos razoavelmente reduzidos para integrá-las e utilizá-las em arquiteturas planares de sistemas opto-eletrônicos. Também, microdiscos são empregados como filtros e, mais recentemente, em estruturas de alta densidade fotônica para aprimorar *4-wave-mixing*, utilizado como gerador de pentes de frequência^{iv}. A figura 1(a) mostra o desenho esquemático da distribuição da energia

eletromagnética planar de um microdisco e uma trajetória poligonal do fóton no interior da cavidade. A figura 1 (b) mostra a distribuição de potência para WGM calculada para a ordem 20, sobre a superfície de um disco de raio unitário.

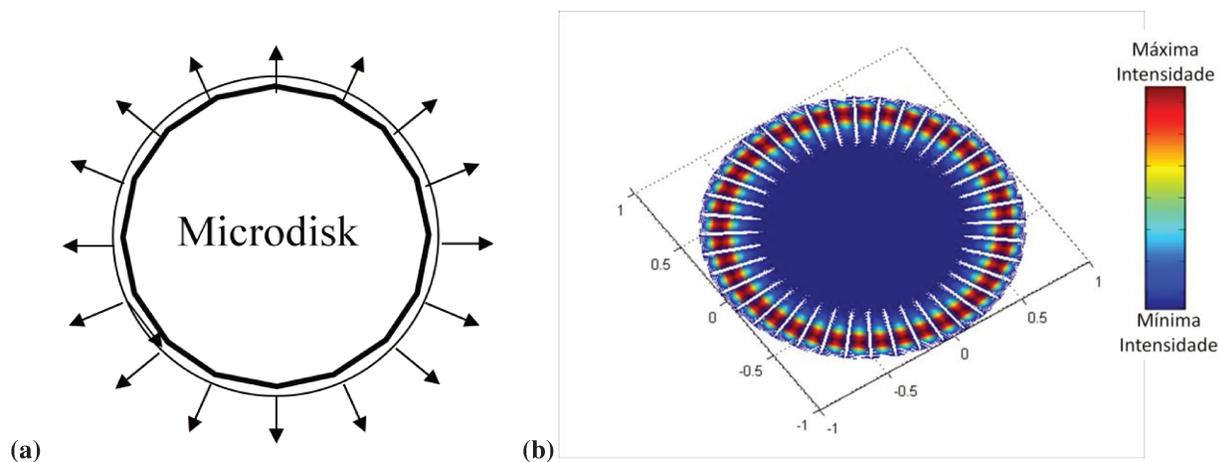


Figura 1: (a) Desenho esquemático do caminho do fóton na emissão planar. (b) Distribuição de potência calculada pras WGM de ordem 20 em um disco de raio unitário.

As desvantagens dos ressonadores ativos de microdiscos residem no fato de a emissão ser isotrópica e, em geral, multimodal. A emissão monomodal do ressonador só é possível com discos sub-micrométricos^{v, vi, vii}, os quais, justamente pela reduzida dimensão, oferecem grande dificuldade para a injeção de corrente elétrica.

Uma maneira de solucionar este problema é usar cavidades de geometrias não convencionais como as de estádios. Bilhares clássicos tipo estádio são sistemas de geometria composta por dois semicírculos unidos por retângulo, conforme é mostrado na figura 2(a). Esta geometria é conhecida como estádio de Bunimovich^{viii}. Os parâmetros que caracterizam este bilhar são a medida do raio (R) dos semicírculos e a excentricidade (ϵ) do bilhar. A excentricidade do ressonador descreve sua distorção em relação ao círculo ($\epsilon=0$), relacionando o comprimento ($2d$) do retângulo que une os semicírculos e o raio dos mesmos. Na figura 2(b) são mostrados microrressonadores com excentricidades crescentes para raio de valor constante. O primeiro desenho à esquerda representa um disco com $\epsilon=0$. O segundo e terceiro esquemas para a direita ilustram o aumento da distorção d e, conseqüentemente, o aumento da excentricidade como indicados pelas setas.

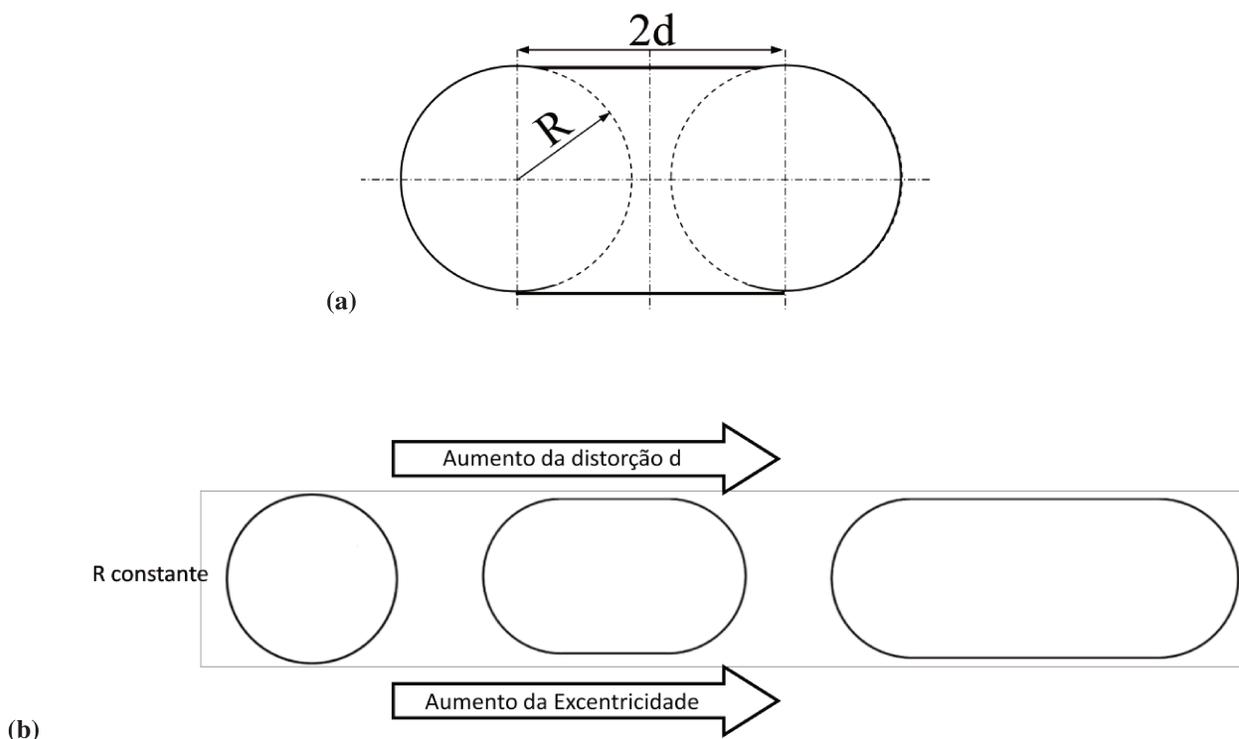


Figura 2: (a) representação das dimensões do estádio e (b) evolução da excentricidade.

É conhecido que bilhares tipo estádio são geometrias que levam a bilhares classicamente caóticos. Berry^{ix} levantou a conjectura que, no limite semi-clássico, as autofunções seriam localmente semelhantes a superposições aleatórias de ondas planas. O comportamento desses bilhares, para altos números quânticos, estabelece a concentração da densidade de probabilidade ao longo de figuras geométricas fechadas, chamadas cicatrizes, apresentadas por Heller *et al*^x, e entendidas como trajetórias preferenciais. Algumas ilustrações dessas trajetórias preferenciais, retiradas do próprio artigo de Heller, são mostradas na figura 3. Esses estádios são fechados, e apresentam algumas de muitas possibilidades de trajetórias preferenciais. Os três estádios à esquerda apresentam regiões com maior densidade de probabilidade para a posição de partículas. Os três estádios à direita são iguais aos da esquerda, mas possuem a indicação da trajetória preferencial a ser observada com maior probabilidade. De cima para baixo temos a trajetória “gravata-borboleta” e Fabry-Perot no eixo maior, a trajetória em forma de “V” e dois losangos unidos pelo vértice (comumente chamado de “duplo-diamante”).

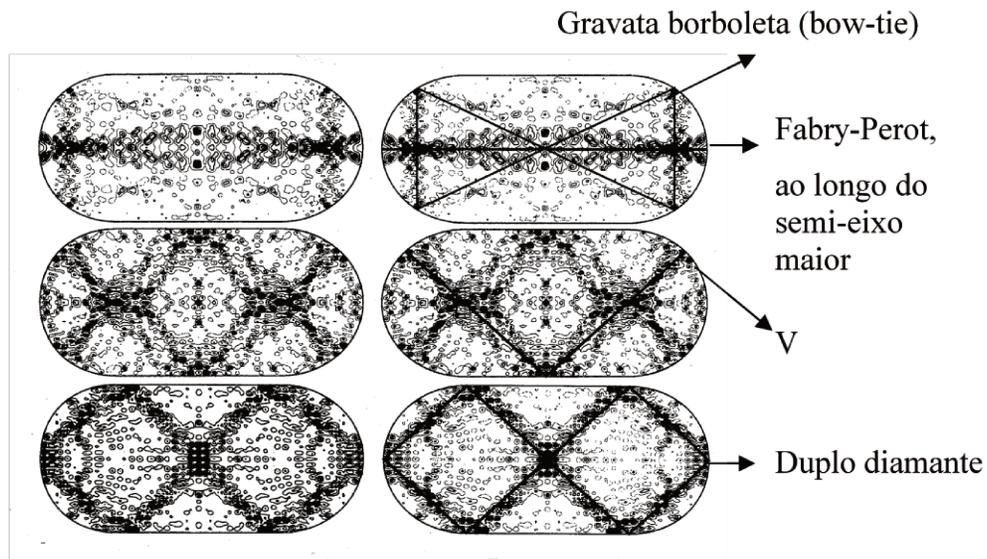


Figura 3: algumas trajetórias preferenciais determinadas pela concentração de densidades de probabilidade em um ressonador caótico tipo estádio (Heller *et al*).

Bongomonly^{xi}, apresentou muitas outras trajetórias fechadas possíveis para este tipo de bilhar, no domínio semi-clássico. No domínio óptico, espera-se um comportamento semelhante. Portanto, trajetórias ópticas possíveis para lasers nestas cavidades serão as que possuem tempos de contorno menores que o tempo de vida fotônico sobre si mesmas. De fato, para este tipo de ressonador, Gmachl *et al*^{xii} observou o modo “gravata-borboleta”, Figueira *et al*^{xiii} apresentou evidência da co-existência das cicatrizes “gravata-borboleta” e “diamante” em ressonadores de Si dopados com Er⁺ e bombeados opticamente. Munoz *et al*^{xiv} apresentou alto direcionamento da emissão e supressão de modos com injeção forçada de portadores sobre a cicatriz “diamante”. Esta última observação provavelmente é devida à perturbação do modo gravata borboleta que também pode levar a uma maior separação modal para comprimentos de onda dentro da faixa de máximo ganho modal, o que pode proporcionar maior pureza espectral. As vantagens apresentadas por cavidades estádio sobre os discos são a emissão direcionada, a possibilidade de supressão modal e o acoplamento entre modos das trajetórias.

Lebental *et al*^{xv} observou emissão laser multimodal de estádios construídos em polímeros fluorescentes (2d=100μm e R=12,5μm; 2d=48μm e R=30μm) e bombeados opticamente à temperatura ambiente. Fang *et al*^{xvi} observou emissão laser monomodal (em um intervalo de comprimento de onda de 20nm, quando a cavidade apresenta um FSR – *Free Spectral Range* – da ordem de 30nm, aproximadamente) em estádio de GaAs de raio R igual a 2,5μm e deformação 2d=7,55μm, bombeado opticamente e refrigerado a 10K, entretanto. Fang apresentou o controle do

comprimento de onda de emissão ($842\text{nm} < \lambda < 857\text{nm}$) pela alteração da excentricidade dessas cavidades ressonantes (para $0,45 \leq \frac{d}{R} \leq 2,05$) e também observou os pontos de emissão do estádio por meio de imagem de campo distante, obtida por imageamento infravermelho. Shinohara *et al*^{xvii} observou apenas indícios de emissão laser em estádios ($\frac{d}{R} = 0,2; 0,3; 0,4$ e $1,0$; com $R=25\mu\text{m}$) construídos em estrutura de um poço quântico de GaAs/AlGaAs e bombeados opticamente à temperatura ambiente.

Tais resultados inspiraram a realização deste trabalho cuja grande motivação foi investigar o processo de seleção modal e, mais ainda, aplicar este processo em dispositivos práticos para sensoriamento com as seguintes características:

- Operação em regime contínuo de injeção de corrente;
- Operação à temperatura ambiente;
- Fabricação híbrida possibilitando a integração monolítica;
- Aplicação ao sensoriamento em pequenos volumes.

O tratamento matemático simples que foi proposto para a descrição do comportamento óptico do estádio, a fabricação híbrida, a integração monolítica de dispositivos e a aplicação ao sensoriamento em pequenos volumes compõem o conjunto de itens que estabelece o teor diferencial ao trabalho a ser aqui apresentado.

Propostas e Abordagem Teórica

Neste trabalho são propostas duas abordagens teóricas do problema, uma para apresentar um modelo simples que descreve o comportamento óptico de modos ressonantes e outra para mostrar aplicações da estrutura estádio ao sensoriamento. Na primeira proposta, o modelo matemático simples descreve o comportamento óptico dos modos ressonantes como ondas planas se propagando sobre trajetórias independentes, lineares e fechadas, semelhantemente a guias de ondas. Isso é plausível, pois G. Carlo *et al*^{xviii} mostrou que órbitas curtas e instáveis apresentam linhas de densidade lineares muito próximas espacialmente, o que define as trajetórias como faixas de larguras não nulas, possibilitando o comportamento aproximadamente ressonante como trajetórias fechadas e estáveis opticamente, pelo menos para modos muito próximos espacialmente. A abordagem teórica se baseará

no tratamento de múltiplas reflexões de ondas planas que se propagam, por aproximação, em um guia de ondas inserido em um meio opticamente ativo. A refletividade em cada vértice da trajetória dependerá do índice de refração efetivo do material do ressonador, do índice de refração externo e do ângulo de incidência interna, por sua vez, associado à geometria da cavidade. O modelo prevê trajetórias possíveis apenas se estas possuírem tempo de vida dos fótons superior ao tempo de percurso sobre a trajetória no ressonador opticamente ativo. Com isso, é previsto a possibilidade de coexistência de algumas trajetórias inscritas no ressonador estádio e a ocorrência de intersecções entre as mesmas. A figura 4 mostra três trajetórias de maior tempo fotônico que serão tratadas neste trabalho. Em linha tracejada, é representada a trajetória gravata borboleta, em linha contínua, a trajetória “diamante” e, em linha pontilhada, a trajetória “duplo-diamante”. A figura 4(b) mostra as duas trajetórias principais evidenciando-se os pontos de intersecção com os círculos brancos.

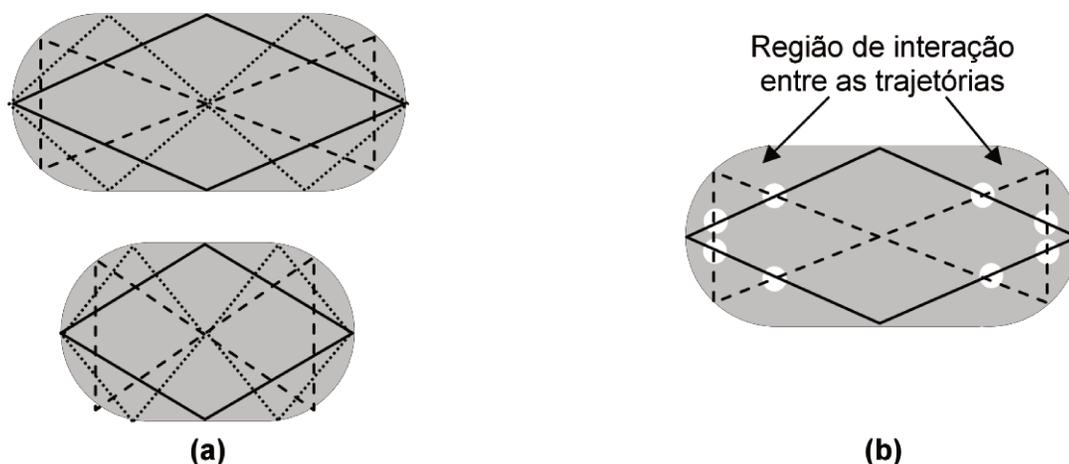


Figura 4: (a) ressonador do tipo estádio com diferentes excentricidades com as trajetórias “diamante” (linha contínua), gravata borboleta (linha tracejada) e a “duplo-diamante” (linha pontilhada). (b) ressonador com a indicação das intersecções das trajetórias “diamante” e “gravata-borboleta”.

Na segunda proposta, aplicações da estrutura estádio ao sensoriamento serão exploradas através do tratamento matemático proposto, com base na dependência do índice de refração efetivo e geometria do estádio para o confinamento dos modos dentro do ressonador. De fato, o sensoriamento de substâncias químicas, micro-partículas ou microorganismos em soluções gasosas ou líquidas são desejáveis para monitoramento de sistemas químicos, como glicose, alcoóis e gases em soluções e sistemas biológicos, como a oxigenação de hemácias e monitoramento da ação e da concentração de antígenos e anticorpos.^{xix} A precisão e eficiência desta detecção são determinadas, respectivamente,

pela sensibilidade e tempo de detecção do sensor. Em sistemas dinâmicos essas características juntas são fundamentais, principalmente dentro de um contexto de segurança contra elementos tóxicos ou monitoramento clínico de pacientes.

A maioria dos métodos laboratoriais tradicionais de monitoramento é geralmente trabalhosa e custosa e, em geral, não são realizadas em tempo real. Logo, os objetivos do desenvolvimento de sensores sempre foram a miniaturização para detecção *in locu*, alta sensibilidade e minimização de medições invasivas. Atualmente os mais utilizados e estudados são os sensores que utilizam técnicas de micro-fabricação, principalmente os sensores eletrônicos, mecânicos e ópticos.

Os sensores ópticos se baseiam geralmente na medida do espectro de absorção^{xx}, alterações espectrais^{xxi}, interferometria ou acoplamento de modos ópticos entre cavidades ópticas próximas^{xxii}. Os fenômenos associados a estes sensores são todos devidos à mudança do índice de refração local ou efetivo, causados por micro-partículas ou substâncias químicas adsorvidas nas proximidades da superfície do guia de ondas. As vantagens dos sensores opto-eletrônicos são a grande sensibilidade, ótima integração, possibilidade de utilização em métodos não invasivos e monitoramento em tempo real de sistemas dinâmicos.

O tratamento proposto neste trabalho também mostra que o espectro de emissão do estádio ressonador é sensível à mudança de seu índice de refração efetivo, uma vez que a fase dos modos sobre as cicatrizes e o valor do ângulo crítico para a reflexão total nas paredes internas do ressonador são alterados. Como em um sistema de cavidades acopladas, o aumento de supressão de modos é oriundo da interação, no meio ativo, dos modos sobre cada uma das trajetórias. A observação deste efeito depende fortemente da qualidade do ressonador quanto ao confinamento dos modos, pois quanto mais confinado for o modo, maior será a sua amplitude e menor a sua largura (à meia altura). Isso possibilita maior resolução no espectro resultante de emissão para a observação dos diversos modos, eventualmente próximos. Caso contrário, devido à baixa amplitude e à grande largura dos modos, a definição de dois modos próximos no espectro resultante de emissão não poderá ser observada. As condições de interação entre os modos nos pontos de intersecção das trajetórias “diamante” e gravata borboleta são distintas para diferentes geometrias associadas também a diferentes excentricidades do ressonador estádio. Essas características indicam a possibilidade da utilização deste ressonador em sensoriamento de gases ou líquidos, pois a alteração do índice de refração efetivo, principalmente nos pontos de intersecção, causará alteração de fase dos modos bem como do valor ângulo crítico.

Fabricação

Neste trabalho é apresentado um processo híbrido de fabricação dos micro-ressonadores que associa corrosão por sistema de feixes iônicos focalizados FIB (Focused Ion Beam) – utilizando íons de Ga^+ – às técnicas tradicionais de micro-fabricação – metalização por *lift-off*, tratamentos térmicos, corrosão química seletiva e clivagem. Esta técnica híbrida foi aplicada em *wafers* formado por uma estrutura epitaxial de InGaAs/InP/InGaAsP(região opticamente ativa)/InP crescida sobre substrato de InP. A técnica de fabricação possibilitou que os ressonadores fossem obtidos em qualquer região do *wafers*, inclusive próximo a arestas e vértices, facilitando as medidas ópticas. A aplicação desta técnica híbrida nesta estrutura epitaxial InGaAs/InP/InGaAsP possibilitou a obtenção de estádios suspensos no ar por pedestais, resultando no aumento do confinamento óptico. Esta técnica possibilitou também a confecção de estádios integrados monoliticamente, visando sua aplicação ao sensoriamento. Esta integração monolítica é realizada pela corrosão de estruturas de estádios ressonadores posicionados lado a lado. Tal posicionamento permite a operação em conjunto dos estádios, sendo um deles o emissor de luz e o outro o detector/gerador de fotocorrente.

Aplicação ao Sensoriamento

Orifícios inseridos nos pontos de intersecção entre as trajetórias podem selecionar total ou parcialmente seus modos ópticos. Conseqüentemente, os efeitos associados à alteração do índice de refração efetivo, tais como as alterações do ângulo crítico e da fase entre modos das trajetórias, associados à seleção parcial dos modos, podem potencializar o sensoriamento. É apresentada boa concordância entre as previsões teóricas e medidas experimentais.

A demonstração de sensoriamento foi realizada de duas formas: através da análise do espectro de emissão e através da emissão e medida da foto-corrente gerada por estádios próximos. A primeira forma consistiu em coletar o espectro de emissão com fibra óptica multimodo antes e durante o contato do ressonador com substâncias. A segunda maneira consistiu em construir, aproveitando a versatilidade do FIB, duas estruturas estádio integradas lado a lado monoliticamente, as quais trabalham como sensor e o outro como detector. O estádio sensor possui furos na região de intersecção das trajetórias e são sensíveis a mudanças do meio externo. Em princípio, esses furos causam espalhamento dos modos ópticos confinados sobre as cicatrizes. Todavia, os furos poderão ser preenchidos pela substância que entrar em contato com o estádio; assim, alguns modos poderão ser

acoplados novamente à cavidade ou ainda mais absorvidos. Também ocorrerá mudança de fase dos modos confinados e conseqüente alteração do espectro de emissão. O outro estádio, sem furos, trabalhará como detector de fotocorrente. Logo, a luz emitida pelo estádio emissor e a fotocorrente gerada pelo estádio detector (devido à absorção da luz do estádio emissor) podem ser analisadas e relacionadas à alteração da composição do meio externo que envolve o ressonador. Os resultados experimentais apresentaram grande sensibilidade para a detecção através da medida de fotocorrente para a condensação de água e saturação de isopropanol.

Infra-estrutura para a Realização do Trabalho

As atividades deste trabalho de pesquisa foram realizadas nos Laboratórios de Pesquisa em Dispositivos (LPD) do Departamento de Física Aplicada (DFA) no Instituto de Física Gleb Wataghin (IFGW) e do Centro de Componentes Semicondutores (CCS) munidos de todos os equipamentos necessários para micro-fabricação de estruturas de dimensão de até 0,5 μ m, através de litografia óptica, e para nano-fabricação de estruturas de dimensão da ordem de 15nm, obtida por FIB. Dentre esses equipamentos podemos citar os sistemas de plasma para corrosão seca e deposição de óxidos e nitretos, ECR (*Electron Cyclotron Resonance*) e RIE (*Reactive Ion Etching*), plasma barril para processos de limpeza, metalizadoras e sistema de eletrodeposição; fotoalinhadora U.V.300, sistemas de tratamento térmico RTP (*Rapid Thermal Process*) e *Dual Beam FIB / SEM (Focused Ion Beam / Scanning Electron Microscope* – modelo NEW 200 da FEI Company) (no CCS - Centro de Componentes Semi-condutores). O LPD possui também um laboratório equipado para caracterização eletro-óptica com os seguintes equipamentos: Analisador de Parâmetros HP-4145B, analisador de espectro HP-7004A, controladores de temperatura, controlador de diodo-laser ILX-Lightwave modelo LCD-3724, sistema de medida CA/CC de laser, micro-manipuladores com câmeras e detectores para medidas de campos de emissão.

Apresentação do Trabalho

Este trabalho foi dividido em quatro capítulos que procuram descrever de maneira lógica o processo de desenvolvimento dos estudos teóricos conceituais, simulações, previsões, projetos,

processos de fabricação, caracterização e análise dos resultados. Esta divisão é apresentada na seguinte ordem:

- **Capítulo I: Ressonador Estádio** – aborda alguns pontos importantes a respeito de ressonadores e sua propriedade de confinamento óptico, retratada pelo fator de qualidade Q . Ressonadores tipos ridge e microdiscos são descritos e a importância do desenvolvimento de ressonadores estádios é apresentada. Um resumo histórico do desenvolvimento teórico e empírico a respeito de cavidades especiais tipo estádio é apresentado. A fabricação típica de um laser semiconductor tipo *ridge* e alguns dos resultados obtidos pelos autores que fazem parte deste histórico são mostrados. Considerações a respeito do estudo teórico e matemático são feitas como preparação para o projeto dos estádios apresentados no Capítulo II.
- **Capítulo II: Projeto e Simulações** – desenvolve o tratamento matemático simples, um dos pontos principais da contribuição do trabalho e de sua motivação, que descreve o comportamento óptico sobre trajetórias preferenciais no domínio semiclássico, vindas da extrapolação do domínio clássico. Além disso, são apresentados alguns resultados de simulações numéricas e suas respectivas análises. É sugerida a atuação do dispositivo como sensor e previsões de funcionamento são apresentadas. É feita também uma comparação da eficiência de detecção entre o ressonador estádio e o interferômetro de Mach-Zehnder. Estudos do comportamento caótico da cavidade fogem do escopo do trabalho.
- **Capítulo III: Processo de Fabricação** - apresenta o desenvolvimento da fabricação do dispositivo pela técnica híbrida utilizando FIB e técnicas tradicionais de micro-fabricação.
- **Capítulo IV: Caracterização do Ressonador Estádio** - descreve a caracterização eletro-óptica do dispositivo através de:
 - Medida do espectro de emissão para diferentes excentricidades e sua análise;
 - Comparação de resultados experimentais com as previsões teóricas;

- **Capítulo V: Aplicação do Ressonador Estádio ao Sensoriamento** - neste capítulo são apresentados resultados experimentais de seleção modal através da inserção de furos na região ativa do ressonador que mostram a potencialidade do uso do dispositivo como sensor. É discutida sua eficiência de detecção por dois diferentes modos: emissão espectral e detecção de foto-corrente.
- **Conclusão** - retoma os principais resultados evidenciando as contribuições mais importantes de minha dissertação para a Ciência.

Referências

- ⁱ S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, and R. A. Logan, *Appl. Phys. Lett.* 60, 289 (1992).
- ⁱⁱ N. C. Frateschi, A. F. J. Levi, *J. Appl. Phys.* 80, 644 (1996).
- ⁱⁱⁱ M. Fujita, A. Sakai, and T. Baba, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, 5, 673 (1999).
- ^{iv} P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, T. J. Kippenberg, *Nature*, 450, 1214 (2007).
- ^v M. Fujita, K. Inoshita and T. Baba, *Electronics Letters*, 34, 3 (1998).
- ^{vi} A. C. Tamboli, E. D. Haberer, R. Sharma, K. H. Lee, S. Nakamura and E. L. Hu, *Nature Photonics*, 1(1), 61 (2007).
- ^{vii} Z. Zhang, L. Yang, V. Liu, T. Hong, K. Vahala, and A. Scherer, *Appl. Phys. Lett.*, 90, 111119 (2007)
- ^{viii} L. A. Bunimovich, *Com. Math. Phys.*, 35 (3), 293 (1979).
- ^{ix} M V Berry, *J. Phys. A: Math. Gen*, 10 (12), 2083 (1977).
- ^x E.J. Heller *Phys. Rev. Lett.* 53, 1515 (1984).

- ^{xi} E. B. Bongomonly, *Physica D* 31, 169 (1988).
- ^{xii} G. Gmachl, F. Capasso, E. E. Narimanov, J. U. Nöckel, A. D. Stone, J. Faist, D.L. Sivco, and A. Y. Cho, *Science* 280, 1556 (1998)
- ^{xiii} D. S. L. Figueira and N. C. Frateschi, *J. Appl. Phys.* 103, 063106 (2008).
- ^{xiv} S. N. Munoz, A. A. G. VonZuben, N. C. Frateschi, *J. Appl. Phys.* 105, 6 (2009).
- ^{xv} M. Lebental, J. S. Lauret, R. Hierle, and J. Zyss, *Appl. Phys. Lett.* 88, 031108 (2006).
- ^{xvi} W. Fang, H. Cao and G. S. Solomon, *Appl. Phys. Lett.* 90, 081108 (2007).
- ^{xvii} S. Shinohara, T. Fukushima and T. Harayama, *Physical Review A*, 77, 033807 (2008).
- ^{xviii} G. G. Carlo, E. G. Vergini and P. Lustemberg, *J. Phys. A: Math. Gen.*, 35, 7965 (2002).
- ^{xix} F. Prieto, B. Sepúlveda, A. Calle, A. Llobera, C. Dominguez, A. Abad, A. Montoya e M.L. Lechuga, *Nanotechnology*, 14, 907 (2003).
- ^{xx} N. A. Rosen, W. E. Charash e E.F. Hirsh, *J. of Surgical Res.* 106, 282 (2002).
- ^{xxi} E.F. Schipper, A.M. Brugman, C. Dominguez, L.M. Lechuga, R.P.H. Kooyman, J. Greve, *Sensor and Actuators B*, 40, 147 (1997).
- ^{xxii} R.W. Boyd e J. E. Heebner, *Appl. Optics* 40, 31 (2001).

Capítulo I

Ressonador Estádio

Ressonadores ópticos são estruturas que têm a função de confinar a luz de maneira que sejam estabelecidos modos estacionários com frequências bem determinadas em seu interior. A taxa de dissipação da energia do interior de um ressonador é proporcional ao valor da energia confinada. Logo, a solução deste problema resulta em um decaimento exponencial da energia. A transformada de Fourier do decaimento exponencial da energia para o domínio da frequência angular resulta em uma função gaussiana de largura $\Delta\omega$, centrada na frequência de ressonância ω_r .ⁱ A qualidade de um ressonador óptico é definida pela razão entre a energia eletromagnética armazenada em seu interior e a energia perdida por este ressonador a cada ciclo do modo confinado. Esta qualidade de confinamento é expressa pelo fator de qualidade Q , definido por.ⁱⁱ:

$$Q = 2\pi \frac{U}{\Delta U_{ciclo}} \quad (1)$$

Nesta equação U é a energia inicial confinada na cavidade e ΔU_{ciclo} é a energia dissipada após o intervalo de tempo igual ao período do ciclo da onda confinada.

Dividindo 2π e ΔU_{ciclo} por τ_r , o período da onda eletromagnética ressonante, obteremos:

$$Q = \omega_r \frac{U}{P_{diss}} \quad (2)$$

Considerando que P_{diss} pode ser dada por $\frac{U_{fóton}}{\tau_{fóton}}$ e que a energia confinada U seja igual a energia do fóton $U_{fóton}$, teremos:

$$Q = \omega_r \frac{U}{U/\tau_{fóton}} = \omega_r \tau_{fóton} \quad (3)$$

Usando a expressão $\omega_r = 2\pi \frac{c}{\lambda_r}$ teremos que o tempo de vida do fóton dentro de uma cavidade é dado por:

$$\tau_{\text{fóton}} = \frac{Q\lambda_r}{2\pi c} \quad (4)$$

O fator Q permite a definição como:

$$Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (5)$$

Q também pode ser definido como:

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} \quad (6)$$

Na qual λ_r é o comprimento de onda do modo ressonante e $\Delta\lambda$ é a largura do modo à meia altura, (*full width at half maximum* - FWHM), em termos de comprimento de onda. A relação do fator Q de um ressonador com o espectro da radiação confinada está na definição no modo ressonante: quanto maior o fator Q mais definido será o modo óptico.

O ressonador óptico mais comum para dispositivos semicondutores é o tipo *ridge*, baseado em uma cavidade Fabry-Perotⁱⁱⁱ. Entretanto, este tipo de ressonador, no qual se baseiam os lasers semicondutores convencionais, é de difícil integração, pois os espelhos são obtidos por clivagem. A integração é facilitada para estruturas de microdiscos que apresentam altos valores de fator de qualidade, devido à reflexão interna quase total. Apesar de altos valores para fator Q serem desejáveis para a definição modal em ressonadores, em alguns casos o direcionamento da emissão é fundamental para a aplicação de dispositivos em opto-eletrônica, principalmente para acoplamento óptico entre os mesmos. Propostas para se obter estruturas ressonantes pequenas, com fator de qualidade aceitável e direcionamento de emissão, têm sido feitas ao longo dos últimos anos. O histórico relevante para este trabalho é apresentado a seguir.

- **Berry (1977)** ^{iv}: propôs que superposições aleatórias de ondas planas para descrever os modos confinados no ressonador.
- **Heller, et al (1984)** ^v: determinaram auto-funções altamente excitadas sobre o bilhar de Bunimovich (simétrico), chamadas de *scars* (cicatrizes).
- **Bongomonly (1988)** ^{vi}: determinaram muitas trajetórias fechadas possíveis no domínio semiclássico.
- **Gmachl et al (1998)** ^{vii}: observou experimentalmente o modo gravata-borboleta.
- **G. Carlo et al (2002)** ^{viii}: propuseram que aproximações de densidades lineares de probabilidade determinam trajetórias fechadas, muito próximas devido à instabilidade do sistema, indicando que as trajetórias possuem uma largura não nula.
- **Figueira et al (2006)** ^{ix}: observaram modos da trajetória gravata-borboleta e diamante em estádios feitos em Si dopado com Er⁺, bombeados opticamente.
- **Lebental et al (2006)** ^x: observaram emissão laser multimodo em estádios feitos em polímeros fluorescentes, por bombeamento óptico, à temperatura ambiente.
- **Fang et al (2007)** ^{xi}: observaram emissão monomodal ($\Delta\lambda=20\text{nm}$ para FSR de 30nm) em estádios de GaAs, raio de 5 μm , bombeado opticamente, à temperatura de 10K. Além disso, mostra o controle do modo de emissão pela excentricidade.
- **Shinohara et al (2008)** ^{xii}: apresentaram indícios de emissão laser em estádios de poços quânticos GaAs/AlGaAs, bombeados opticamente e à temperatura ambiente.
- **Munoz et al (2009)** ^{xiii}: demonstraram alto direcionamento da emissão e supressão modal com injeção forçada de corrente em estádios de poços quânticos de InGaAs/InP.

Alguns destes trabalhos que auxiliam no entendimento do desenvolvimento desta tese são um pouco mais detalhados na seqüência.

1.1 – Confinamento óptico em estruturas epitaxiais: laser *ridge* convencional

Estruturas confinantes em semicondutores podem ser obtidas por uma sucessão de camadas planas, crescidas epitaxialmente. O confinamento da luz ocorre na direção de crescimento epitaxial, definido como confinamento transversal. A figura 1 mostra o esquema básico da estrutura confinante, vista como o corte transversal de um plano infinito.



Figura 1: Esquema de estrutura de camadas epitaxiais para confinamento óptico transversal.

Nesta figura n_c é o índice de refração das camadas que envolvem a camada confinante de índice de refração n_g . Como $n_c < n_g$, a luz (cujo ângulo de incidência venha a ser maior que o valor do ângulo crítico) sofrerá reflexão total interna. Com isso, a luz ficará confinada na direção vertical, propagando-se no plano definido pela camada confinante.

O confinamento lateral pode ser obtido pela alteração da continuidade da camada superior. Esta descontinuidade da camada superior altera o índice de refração efetivo da camada confinante. A figura 2 mostra um esquema de confinamento lateral devido à alteração de índice de refração efetivo da camada confinante.

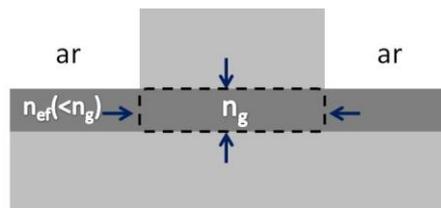


Figura 2: esquema de confinamento lateral.

Nesta figura nota-se o confinamento lateral e transversal concomitantes. Esta configuração torna a estrutura um guia de ondas linear, permitindo que a luz se propague na direção perpendicular ao plano da figura, ou seja, longitudinalmente.

O confinamento longitudinal pode ser obtido pela clivagem da estrutura semicondutora. Na região de clivagem ocorre a mudança abrupta de índice de refração na direção longitudinal, saindo do semicondutor para o ar ($n_g > n_{ar}$). Para cavidades com tamanhos muito maiores que a largura do confinamento lateral, a incidência da luz é praticamente normal à superfície, configurando a cavidade ressonante como um ressonador Fabry-Perot. A figura 3 mostra a estrutura que apresenta confinamento transversal, lateral e longitudinal.

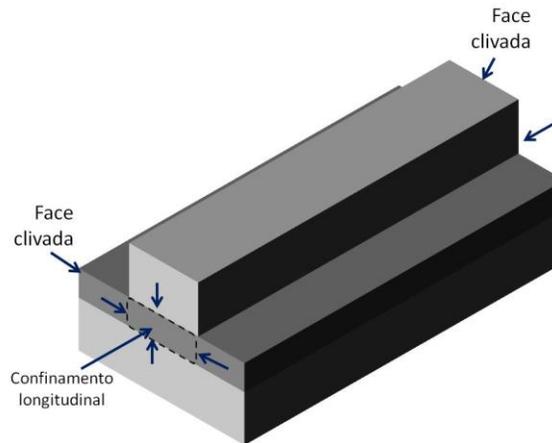


Figura 3: ressonador Fabry-Perot: guia de ondas com confinamentos transversal, lateral e longitudinal.

Para que a luz possa ser obtida por recombinação entre portadores de carga (elétrons e lacunas), esta hetero-estrutura deve formar de junção p-n. Para isso, a camada sobre a camada confinante é dopada com impurezas aceitadoras de elétrons, tornando-se semiconductor de dopagem tipo “p”; e a camada abaixo da camada confinante é dopada com impurezas doadoras de elétrons, tornando-se uma camada de dopagem tipo “n”. Além disso, a camada confinante não deve ser dopada por impurezas; o *bandgap* deve ser menor do que o das camadas que a envolvem e o nível de Fermi do material da camada confinante (em relação ao nível de vácuo) deve estar entre os valores dos níveis de Fermi das camadas envolventes. Isso possibilita que os elétrons injetados pela camada “n” se recombinem com as lacunas vindas da camada “p” exatamente na junção onde está a camada confinante, emitindo luz. A reflexão da luz nas paredes clivadas possibilita a realimentação óptica do guia que poderá entrar em regime de emissão estimulada. A maior eficiência da recombinação de portadores para emissão de luz é obtida quando uma camada (ou várias), chamada de poço quântico (de espessura muito menor que as demais camadas, com *bandgap* de menor energia que a camada confinante e de nível de Fermi compatível), é colocada no meio da camada confinante. Esta estrutura é conhecida como laser tipo *ridge*, ou simplesmente laser *ridge*. Suas dimensões típicas são de $5\mu\text{m}$ de largura por $500\mu\text{m}$ de comprimento, com região ativa de 10nm de espessura. A figura 3 mostra a seção transversal do laser *ridge* e um esquema ilustrativo das bandas de condução e valência indicando a direção de injeção de portadores.

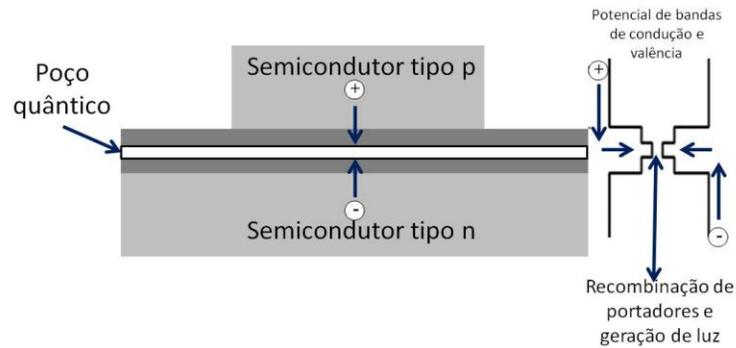


Figura 3: seção transversal do laser *ridge* (direita) e esquema das bandas de condução e de valência (esquerda)

Com o início da injeção de portadores (e conseqüente aumento da densidade de portadores na cavidade), inicia-se o processo de emissão espontânea de luz. Conforme a densidade de portadores aumenta, aumentam o ganho óptico e a taxa de emissão espontânea, o material torna-se mais transparente e fótons começam a realimentar o laser, após reflexão nas faces clivadas. A transparência total do guia de onda é atingida quando o ganho óptico é nulo. A partir deste momento, modos Fabry-Perot ficam bem definidos no guia de ondas. Aumentando a densidade de portadores, o ganho óptico começa a se igualar às perdas do ressonador. Nesta condição é dito que o laser encontra-se na condição de limiar. Neste momento, o máximo do ganho óptico modal do material propicia o início da preponderância do principal modo ressonante. Quando o ganho tende a igualar as perdas, a taxa de emissão estimulada aumenta assim como a realimentação óptica. O modo com máximo ganho consome mais portadores do que os modos secundários, os quais acabam suprimidos devido à competição por portadores durante a emissão estimulada. O limite deste processo é quando o ganho óptico da cavidade se iguala às perdas totais.

1.1.1 – Laser *ridge*: fabricação e espectro típico

O laser *ridge* convencional baseado em injeção eletrônica segue os seguintes passos de fabricação:

1. **Litografia:** uma máscara litográfica define linhas de fotorresiste que protegem a estrutura para estabelecer o padrão de confinamento lateral, durante a corrosão.
2. **Corrosão:** toda a amostra é submetida à corrosão; as linhas protegidas na etapa 1 não são corroídas.
3. **Isolamento:** um material dielétrico é depositado sobre a amostra e uma linha é aberta (por fotogração e corrosão do dielétrico) sobre a linha definida anteriormente. O isolamento define eletricamente a linha de injeção de corrente.

4. Metalização: A linha superior é metalizada e o contato do anodo do laser é estabelecido.
5. Desbaste e metalização: o substrato é desbastado para que a clivagem seja facilitada. O substrato é metalizado e o contato do catodo do laser é estabelecido.
6. Clivagem: o laser é clivado perpendicularmente às linhas de contato, em barras de 250 μm até 1mm de comprimento; e os espelhos nas faces clivadas garantem o confinamento óptico longitudinal.

A figura 4(a) mostra o esquema do processo de fabricação do laser *ridge* descrito acima e a figura 4(b) mostra um desenho esquemático de um laser *ridge* e a figura 4(c) mostra um espectro de emissão típico mostrando sua operação multimodal.

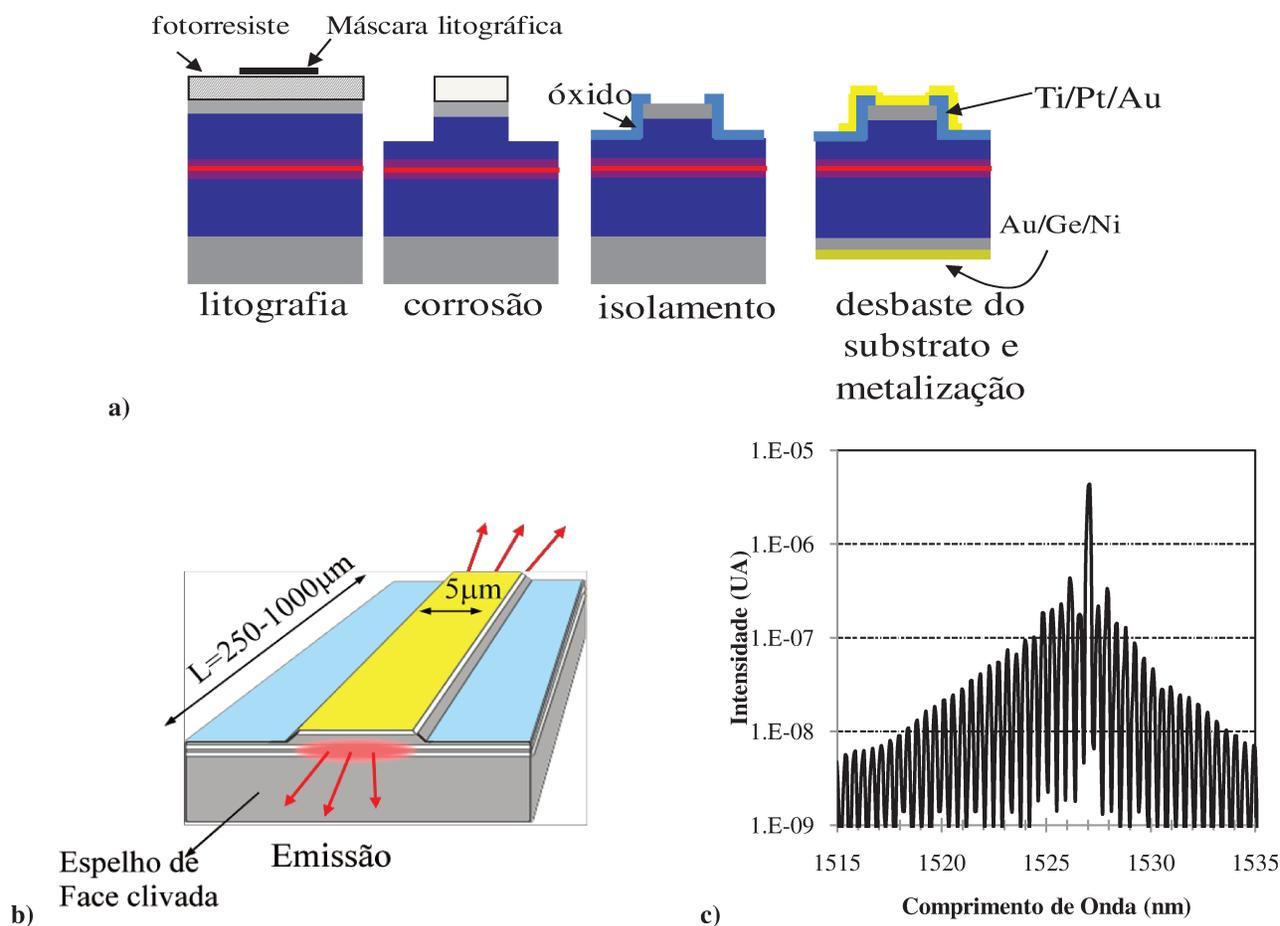


Figura 4: (a) esquema do processo de fabricação do laser *ridge*, (b) desenho esquemático de um laser *ridge* e (c) um espectro de emissão típico de um laser *ridge*.

Algumas variações de lasers semicondutores são:

- VCSEL: do inglês *Vertical Cavity Surface-emitting Laser*, é um laser de emissão de superfície com dimensões bem menores que os lasers *ridge* convencionais. A direção de emissão é perpendicular às camadas epitaxiais. Sua estrutura epitaxial apresenta múltiplas camadas com índices de refração alternados, formando, acima e abaixo da região ativa, espelhos de Bragg de alta refletividade que selecionam os modos ressonantes.
- Laser DFB: do Inglês *Distributed Feed-Back*, sua emissão é longitudinal, entretanto, além dos espelhos nas faces clivadas, possui variações periódicas no índice de refração ao longo do guia de onda que criam os chamados *bandgap* fotônicos para a seleção de modos longitudinais.
- Laser DBR: do inglês *Distributed Bragg Reflector*, é um laser como o *ridge*, mas possui em suas faces clivadas uma estrutura refletora de espelho de Bragg de alta refletividade. Salienta-se que a estrutura refletora fica fora da região ativa, o que o distingue do laser DFB.

1.2 – Microdiscos

Os lasers apresentados estão limitados pela refletividade para o confinamento óptico ou pela dificultosa integração a dispositivos opto-eletônicos. Suas refletividades ou serão devidas às faces clivadas ou às faces com tratamentos e processos complicados. Ressonadores circulares, denominados microdiscos, têm seu confinamento óptico dado por reflexão interna quase total, contornando o problema de refletividade. Eles são elaborados em estrutura epitaxial igual a do laser *ridge*. Para estes ressonadores é realizada a suspensão da cavidade circular por pedestais. A suspensão do disco aumenta o confinamento óptico transversal, devido à barreira de grande variação abrupta de índice de refração semicondutor/ar. Com isso, apresentam alto confinamento com baixas perdas para modos chamados de *Whispering Gallery Modes* (WGM). Os WGM vêm de ressonâncias muito bem confinadas próximas à borda do disco. A figura 5 mostra um esquema de um microdisco suspenso e os WGM confinados.

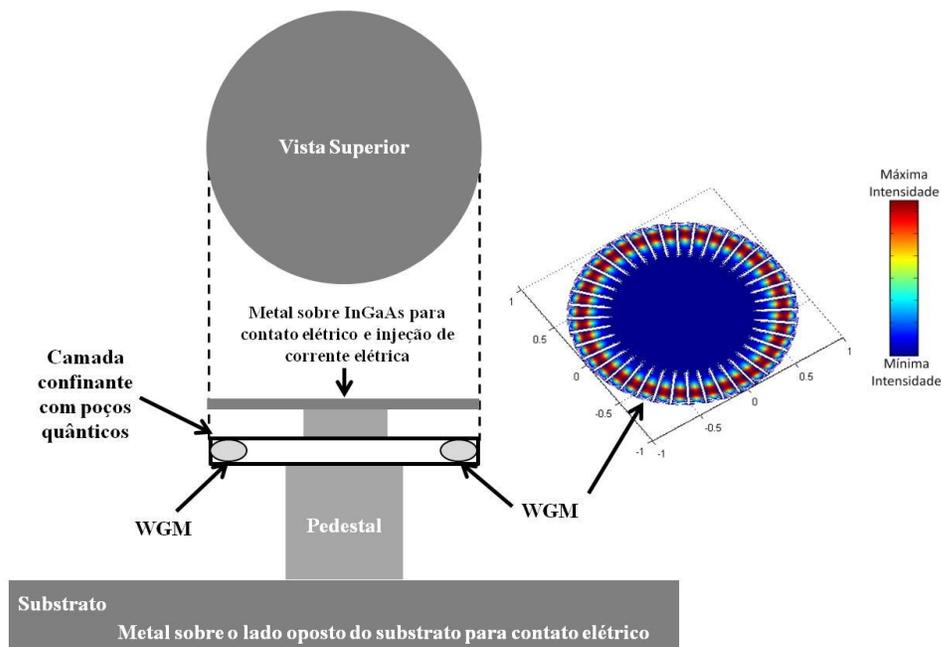


Figura 5: estrutura suspensa do microdisco em corte transversal e, na borda do disco, os WGM confinados e correspondentes à simulação para o modo de ordem 20, à direita.

A pureza espectral da emissão dos discos depende de seu diâmetro. A obtenção de microdiscos de emissão monomodal exige diâmetros muito reduzidos, até submicrométricos, o que dificulta a injeção de corrente. Conforme N. C. Frateschi^{xiv}, os modos de um microdisco dependem de seu diâmetro e a separação entre estes aumenta com o comprimento de onda. Logo, a pureza espectral é obtida quando o ganho óptico modal da região ativa engloba um único modo ressonante do disco. Para que este modo realmente seja único o espaçamento entre modos deve ser maior que o intervalo de comprimento de onda que a curva de ganho espectral abrange. Isso é conseguido com a redução do diâmetro do disco a dimensões submicrométricas. A figura 6 mostra um gráfico do comprimento de onda do modo ressonante pelo número do modo azimutal ressonante “M” (solução da equação de Bessel para $N=1$, primeiro modo radial) para microdiscos de raios iguais a $0,4\mu\text{m}$; $0,8\mu\text{m}$ e $0,95\mu\text{m}$. Observa-se que a operação monomodal é obtida para o raio de $0,4\mu\text{m}$.

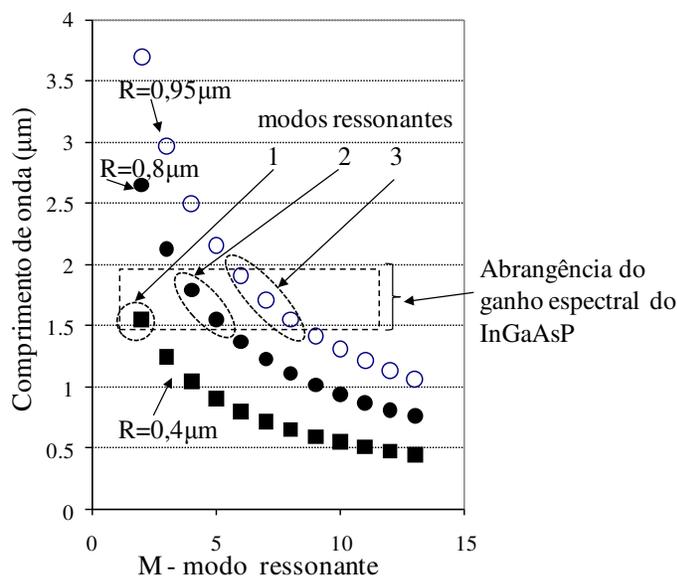


Figura 6: gráfico do comprimento de onda do modo ressonante pelo número do modo ressonante para raios de 0,4µm; 0,8µm e 0,95µm.

A figura 7 mostra duas imagens obtidas por microscopia eletrônica, retirada do próprio artigo de N. C. Frateschi. O disco maior (fig 7(a)) possui 5µm de raio e o disco menor (fig. 7(b)) possui 0,8µm de raio.

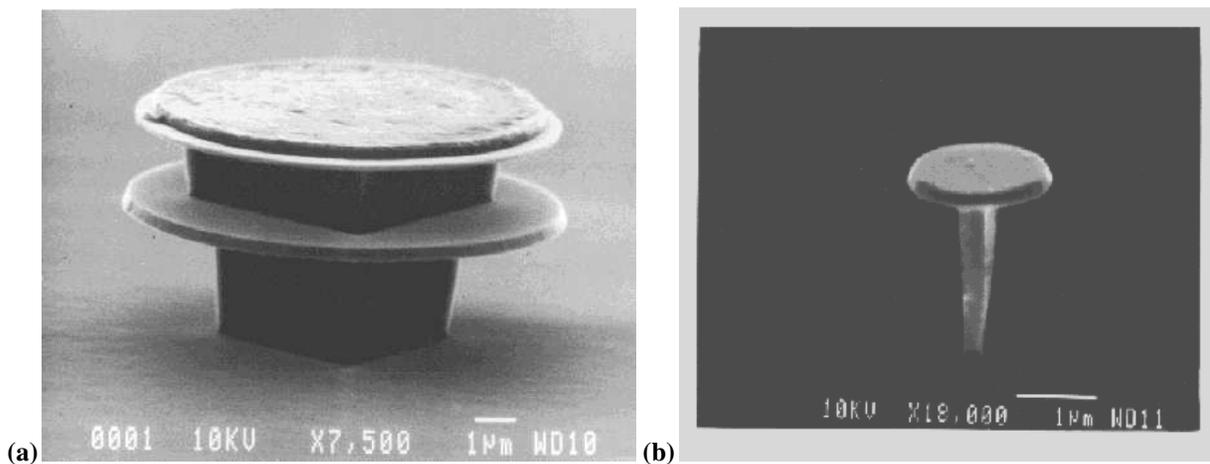


Figura 7: (a) disco de raio de 5µm e (b) um microdisco de raio igual a 0,8µm; o disco maior opera por injeção de corrente e o menor por bombeamento óptico.

A figura 8 mostra o espectro de emissão do disco de raio 0,8µm obtido por Frateschi. A emissão deste microdisco possui um pico principal em ~1520nm e um pico secundário em 1575nm, aproximadamente.

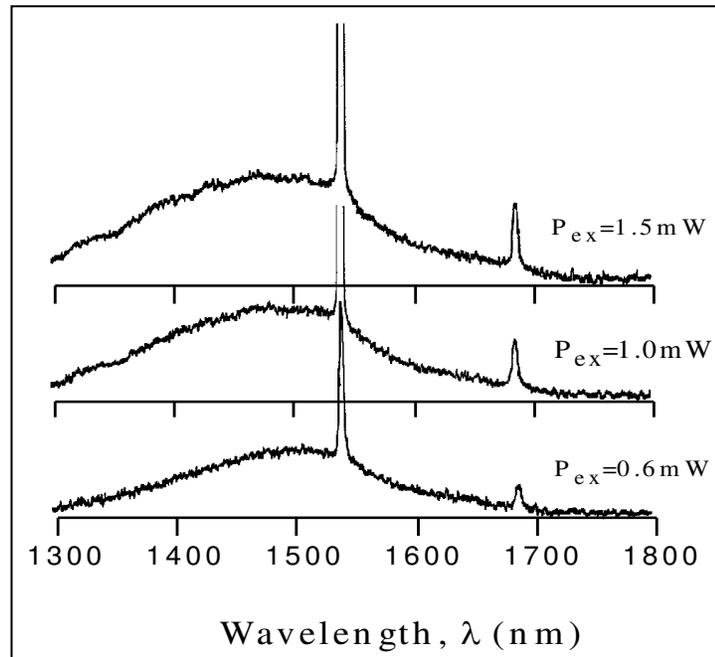


Figura 8: espectro de emissão do microdisco de raio $0,8\mu\text{m}$ para várias potências de bombeamento óptico.
(figura retirada do artigo de N. C. Frateschi)

Nota-se que a pureza espectral é praticamente alcançada, uma vez que o modo principal é muito maior que o modo secundário.

1.3 – Ressonadores estádio

A emissão dos microdiscos (com a arquitetura apresentada na figura 5) é planar e isotrópica, portanto, sem direcionamento. O direcionamento da emissão é conseguido por deformações do ressonador da forma de circular para formas ovais, elípticas e de estádios, sendo esta última o objeto de estudo do trabalho.

Auto-funções altamente excitadas com densidade de probabilidade sobre órbitas instáveis do sistema clássico caótico foram apresentadas por Heller^v. A figura 9 mostra uma imagem retirada de seu próprio artigo mostrando alguns de seus resultados.

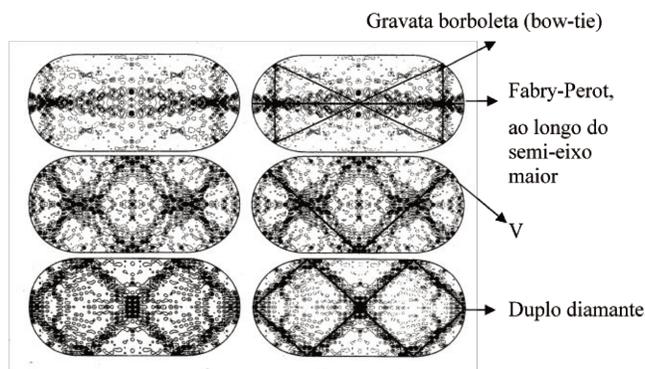


Figura 9: algumas trajetórias preferenciais determinadas pela concentração de densidades de probabilidade em um ressonador caótico tipo estádio (Heller *et al*).

A estas trajetórias foi dado o nome, em inglês, de *scars*, ou seja, cicatriz dos diversos modos existentes no ressonador. Neste trabalho elas são chamadas de trajetórias preferenciais.

Bogomonly ^{vi} apresentou muitas outras trajetórias fechadas possíveis para este tipo de bilhar, no domínio semiclássico. A figura 10 mostra uma imagem retirada de seu artigo onde várias dessas trajetórias foram determinadas.

E.B. Bogomolny / Wave functions of quantum systems

Table I
Certain short-period trajectories of the stadium billiard

| No. | Trajectory | T | $\text{Tr } M - 2$ | No. | Trajectory | T |
|-----|------------|------|--------------------|-----|------------|-------|
| 1 | | 4.00 | — | 10 | | 10.00 |
| 2 | | 8.00 | 32.00 | 11 | | 10.18 |
| 3 | | 8.60 | 44.05 | 12 | | 10.39 |
| 4 | | 8.94 | 60.00 | 13 | | 11.32 |
| 5 | | 8.98 | -72.35 | 14 | | 12.94 |
| 6 | | 9.24 | 128.00 | 15 | | 13.20 |
| 7 | | 9.66 | 54.63 | 16 | | 16.65 |
| 8 | | 9.66 | 173.31 | 17 | | 16.77 |
| 9 | | 9.78 | 284.64 | 18 | | 16.91 |

Figura 10: várias trajetórias determinadas por Bogomolny (imagem retirada de seu próprio artigo)

A estrutura básica do ressonador estádio estudado é mostrada na figura 11. Detalhes da fabricação encontram-se no Capítulo II.

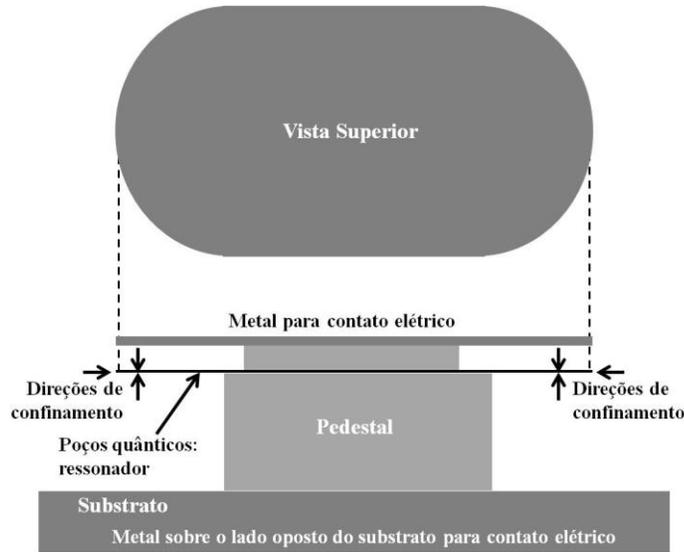


Figura 11: esquema do estádio ressonador em estrutura de múltiplos poços quânticos.

Nesta figura é observada a estrutura do estádio semiconductor em vista superior e em vista lateral. A vista superior mostra a forma do estádio e a vista lateral mostra a estrutura de apoio da região ativa de poços quânticos. O confinamento óptico da região ativa suspensa no ar pelo pedestal é aprimorado lateral e verticalmente, conforme as setas nas extremidades do estádio apontam, devido ao contraste entre os valores de índice de refração (para InGaAsP de $\sim 3,2$ e para ar de 1).

A qualidade da superfície das paredes laterais (apontadas pelas setas horizontais da figura 11) que contornam o ressonador dependerá do processo de fabricação. Quanto menor a rugosidade apresentada, mais regular será a reflexão e menor a perda por espalhamento. A refletividade das paredes deve ser determinada pela equação de Fresnel que é diferente para a polarização “s” (campo elétrico perpendicular ao plano de incidência – plano perpendicular à superfície de incidência que contém os raios incidentes e refletidos – chamado também de polarização TE) e para a polarização “p” (campo elétrico paralelo ao plano de incidência, chamado também de polarização TM). Na estrutura laser, o confinamento transversal dos modos (perpendicularmente aos poços quânticos) predominantemente ocorre para a polarização “p”, o que implica em o campo elétrico estar perpendicular à superfície do ressonador. No caso do estádio, o confinamento nas direções paralelas ao plano do ressonador será definido pelo contorno do estádio. Então, a luz refletida pelas paredes laterais terá polarização “s”, pois o campo elétrico é perpendicular ao plano de incidência lateral.

Como o índice de refração do ressonador é maior que o do ar, é possível a ocorrência de reflexão total interna nas paredes laterais. Quando o ângulo de incidência interna for maior que o crítico, a reflexão é total e os possíveis modos poderão apresentar alto confinamento. Quando este ângulo for menor que o crítico, a refletividade é bastante reduzida e estes possíveis modos poderão apresentar menor confinamento. Lateralmente tem-se a interface semiconductor/ar que apresenta grande diferença entre índices de refração. Assim, alterações do índice de refração externo alteram o valor do ângulo crítico e, conseqüentemente, o confinamento de modos, cujos valores do ângulo de incidência estejam próximos ao crítico, poderá ser alterado.

Munoz^{xiii} desenvolveu cálculos de tempo de vida do fóton para algumas trajetórias em estádios simétricos construídos em InGaAs, comparando-os com o tempo de trajeto sobre as trajetórias. A figura 12 (retirada do próprio artigo) mostra o resultado destes cálculos.

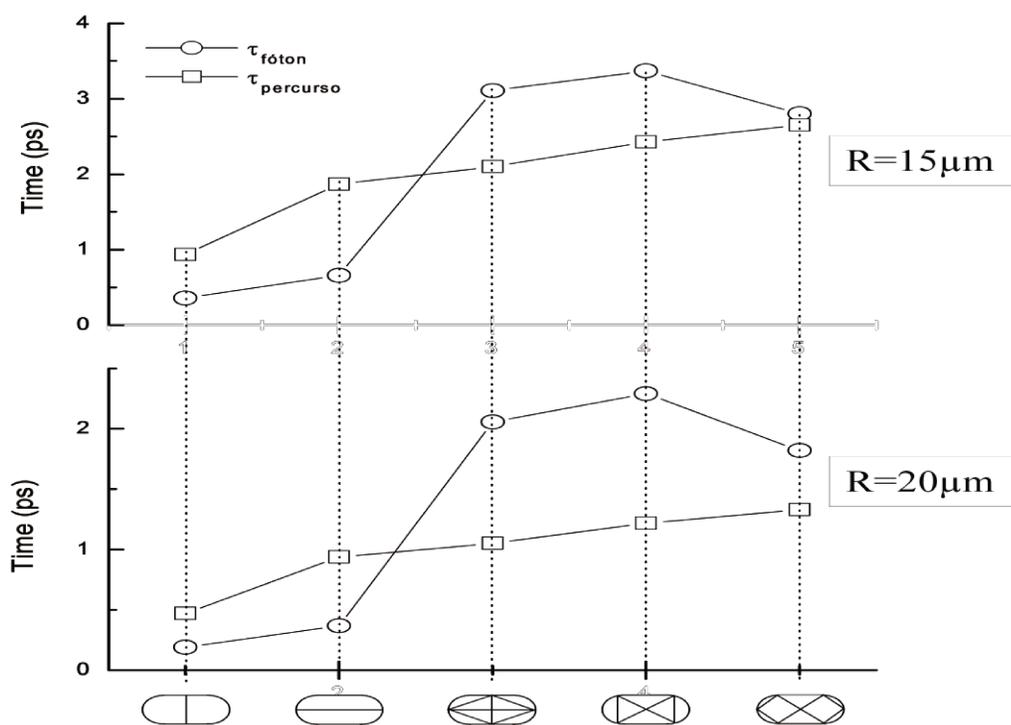


Figura 12: tempo de vida do fóton comparado com o tempo de trajeto sobre as cicatrizes, para raios de 15μm e 20μm.

Munoz^{xiii} conseguiu grande pureza espectral com injeção de corrente forçada sobre a trajetória preferencial diamante. A figura 13 mostra os espectros de emissão obtidos para a injeção livre e forçada sobre a trajetória diamante.

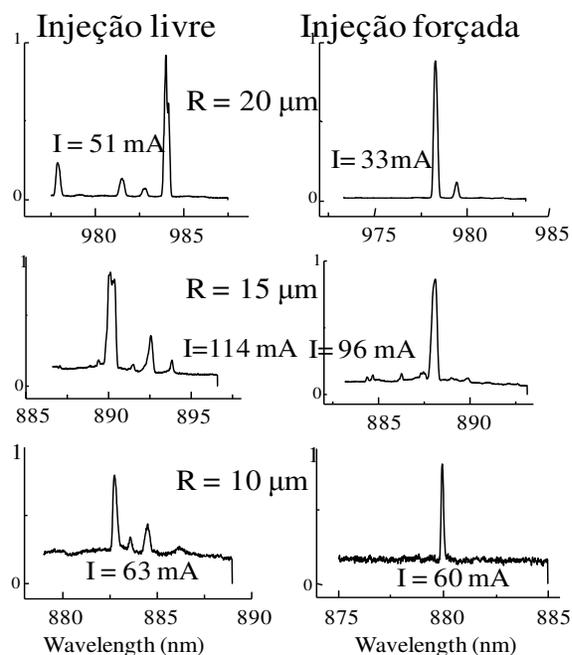


Figura 13: espectro de emissão para a injeção livre de corrente no estádio e injeção forçada sobre a trajetória diamante.

Figura retirada do artigo de Munoz.

Nota-se clara supressão modal e deslocamentos dos mesmos com a injeção forçada, em relação à injeção livre sobre o estádio.

1.4 – Considerações para o tratamento teórico

Classicamente, bilhares tipo estádio são caóticos, ou seja, a mínima diferença entre condições iniciais de estados causa a evolução do sistema para estados totalmente diferentes. Berry^{iv} levantou a conjectura que, no limite de semiclássico, as autofunções seriam localmente semelhantes a superposições aleatórias de ondas planas. Entretanto, trajetórias fechadas são possíveis, mas instáveis. Heller^v encontrou um grande número de autofunções altamente excitadas para o bilhar de Bunimovich com densidades concentradas sobre órbitas curtas. Isso aponta para a existência de trajetórias preferenciais denominadas “cicatrices” (do inglês *scars*). Foi mostrada por G. Carlo *et al*^{viii} que aproximações de densidades lineares são possíveis para órbitas curtas que, por serem instáveis, apresentam várias linhas muito próximas espacialmente, determinando uma faixa de largura não nula para a trajetória. Isso permite afirmar que é plausível tratar os as trajetórias como guias de onda contendo modos que se propagam linearmente sobre seus limites. A complexidade do

tratamento é grande devido a regiões com diferentes índices de refração, pois a presença do pedestal e ar na direção paralela ao ressonador altera o valor do índice de refração efetivo do mesmo. Com isso, o tratamento proposto para a trajetória óptica será o de aproximar seu comportamento óptico ao de um guia de ondas linear com comprimento, perdas, ganhos e refletividade total equivalentes.

Realmente, espera-se que, para o confinamento óptico em ressonadores (de dimensões bem maiores que o comprimento de onda da luz confinada), ocorra o comportamento semelhante, ou seja, espera-se que predominem trajetórias preferenciais suportando modos estacionários. Em uma cavidade passiva, é relativamente fácil entender o estabelecimento desses modos estacionários sobre quaisquer trajetórias preferenciais possíveis. Para um ressonador constituído por um meio opticamente ativo, a definição das trajetórias preferenciais é mais complexa. A condição para que exista um modo ressonante é que a luz consiga contornar uma trajetória no ressonador para que haja interferência construtiva. Isso é possível apenas se o tempo de vida do fóton for igual ou superior ao tempo de percurso sobre a trajetória. O tempo de vida do fóton, por sua vez, depende das perdas por espalhamento no material e na reflexão, da refletividade das paredes internas e do ganho óptico do material do ressonador. A refletividade, associada à excentricidade do estádio, constitui o parâmetro que promove maior sensibilidade ao comportamento óptico do sistema. Este parâmetro depende do índice de refração do material do ressonador, do índice de refração externo, do ângulo de incidência e do modo eletromagnético confinado, conforme as equações de Fresnel para refletividade.

Diferentes trajetórias possuem diferentes ângulos de incidência interna e, para uma mesma trajetória, o ângulo de incidência interna varia com a distorção do estádio (posteriormente definida como excentricidade). Espera-se que a variação da excentricidade e a variação do índice de refração alterem consideravelmente as condições de confinamento pela alteração do tempo de vida do fóton, devido à variação da refletividade. Isoladamente ou de forma combinada, os valores de excentricidade e índice de refração externo poderão levar o ressonador à seleção de trajetórias, pois menor refletividade significa maior perda da cavidade e, conseqüentemente, menor tempo de vida para o fóton.

O comprimento da trajetória também poderá determinar se esta existirá ou não. O motivo é que ao longo do seu percurso, os fótons passam por regiões com injeção de corrente, o que ocasiona ganho óptico. Entretanto, trajetórias de grandes extensões implicam em altas correntes de injeção para haver a possibilidade de obtenção de ganhos ópticos. No entanto, extensas trajetórias implicam

em ressonadores de maiores dimensões. Por outro lado, pequenas trajetórias necessitam de menores correntes de injeção, e os ressonadores podem ser de menores dimensões. Entretanto, o curto trajeto implica em altas taxas de reflexão com conseqüentes altas perdas por espalhamento, o que obriga o aumento das correntes de injeção. Esta dependência que o comportamento óptico possui em relação à extensão da trajetória, pode ser estudada para se determinar o tamanho máximo e o mínimo aceitáveis para o ressonador, de acordo com a necessidade da aplicação.

Definida a dimensão do ressonador, o próximo passo para a determinação das trajetórias existentes é a determinação do tempo de vida do fóton sobre estas trajetórias em função da excentricidade, levando em conta os parâmetros aqui explanados.

1.5 – Conclusão do capítulo

Este Capítulo explana alguns pontos importantes que foram mostrados na Introdução desta tese, que dizem respeito a ressonadores e sua propriedade de confinamento óptico, retratada pelo fator de qualidade Q . É visto também que o fator de qualidade e o tempo de vida dos fótons estão relacionados.

Ressonadores ópticos tradicionais, como os convencionais lasers tipo *ridge* e microdiscos são descritos para que fique clara a necessidade de cavidades menores, de fácil integração e com direcionamento da emissão óptica. Isto leva à compreensão da importância do desenvolvimento de ressonadores estádios, que possuem as características desejadas, e justifica o fato deste dispositivo ser objeto de estudo desta tese.

É apresentado um resumo histórico citando os principais autores e suas respectivas contribuições no desenvolvimento teórico e empírico a respeito de cavidades especiais tipo estádio. Este resumo mostra a evolução do tratamento sobre o assunto, contextualizando o estudo apresentado nesta tese.

São apresentados, em maiores detalhes, a fabricação típica de um laser semiconductor tipo *ridge* e um resultado típico de espectro de emissão. São mostrados também resultados tratados em artigos relevantes para o entendimento do presente trabalho, tais como previsão e medida de

espectro de emissão de microdiscos, definição das trajetórias preferenciais em estádios, determinação de tempo de vida de fótons sobre algumas das trajetórias preferenciais apresentadas para estádios simétricos, supressão de modos de emissão de estádios através de injeção forçada de corrente elétrica sobre a trajetória diamante.

Considerações a respeito do estudo teórico e matemático são feitos como preparação para o projeto dos estádios a serem apresentados no próximo Capítulo.

Referências

- ⁱ S. N. Munoz, A. A. G. VonZuben, N. C. Frateschi, *J. Appl. Phys.*, 105, 6 (2009).
- ⁱⁱ J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd Ed., JW&S, 356 (1985).
- ⁱⁱⁱ N. C. Frateschi, H. Zhao, J. Elliot, S. Siala, M. Govindarajan, R. N. Nottenburg and P. D. Dapkus, *Photonics Thec. Lett.*, 5(3), 1041 (1993).
- ^{iv} M V Berry, *J. Phys. A: Math. Gen*, 10, 12, 2083 (1977).
- ^v E.J. Heller *Phys. Rev. Lett.* 53, 1515 (1984).
- ^{vi} E. B. Bongomonly, *Physica D* 31, 169 (1988).
- ^{vii} G. Gmachl, F. Capasso, E. E. Narimanov, J. U. Nöckel, A. D. Stone, J. Faist, D.L. Sivco, and A. Y. Cho, *Science* 280, 1556 (1998)
- ^{viii} G. G. Carlo, E. G. Vergini and P. Lustemberg, *J. Phys. A: Math. Gen.*, 35, 7965 (2002).
- ^{ix} D. S. L. Figueira and N. C. Frateschi, *J. Appl. Phys.* 103, 063106 (2008).
- ^x M. Lebental, J. S. Lauret, R. Hierle, and J. Zyss, *Appl. Phys. Lett.* 88, 031108 (2006).
- ^{xi} W. Fang, H. Cao and G. S. Solomon, *Appl. Phys. Lett.* 90, 081108 (2007).
- ^{xii} S. Shinohara, T. Fukushima and T. Harayama, *Physical Review A*, 77, 033807 (2008).
- ^{xiii} S. N. Munoz, A. A. G. VonZuben, N. C. Frateschi, *J. Appl. Phys.* 105, 6 (2009).
- ^{xiv} N. C. Frateschi and A. F. J. Levi, *Appl. Phys. Lett.*, 66 (22), 1932 (1995).

Capítulo II

Projeto e Simulações

Neste capítulo desenvolvemos um tratamento matemático que descreve o comportamento óptico das cavidades estádio. Este tratamento relativamente simples, baseado em batimento não coerente de ondas planas, surpreendentemente resultou em boa concordância com os resultados experimentais. Isto é de grande relevância para o desenvolvimento do conhecimento nesta área, pois é de aplicação simples e rápida para a descrição de resultados experimentais, o que gera grande contraste com a forma precisa, mas extremamente complexa, que o problema dos estádios tem sido tratado atualmente.

2.1 – Tratamento Matemático

O ressonador tipo estádio pode ser descrito geometricamente como um bilhar que possui o contorno de seus limites laterais definido por duas semicircunferências de raio R ligadas pelos segmentos de reta que correspondem aos lados de um retângulo de comprimento $2d$. A região interna deste limite definido pelo contorno é a região de confinamento dos modos sobre cada trajetória. O contorno representa a parede do ressonador que deverá atuar como espelho. A figura 1 mostra o desenho esquemático de um típico bilhar estádio.

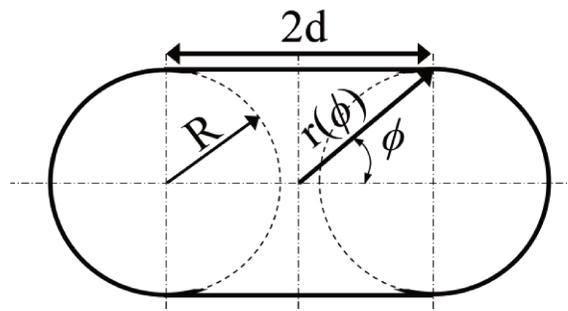


Figura 1: Esquema de um estádio com suas dimensões d e R indicadas.

Matematicamente, o contorno que limita a região de confinamento do estádio, aproximadamente, pode ser descrito pela equação paramétrica:

$$r(\phi) = R\sqrt{1 + 2\varepsilon \cos(2\phi)} \quad (1)$$

Na equação (1), ϕ é o ângulo entre o raio $r(\phi)$ e o eixo maior do estádio e ε a excentricidade do estádio. Com auxílio da figura 1, a excentricidade ε pode ser determinada pela razão entre $r(\phi = \pi/2)$ e $r(\phi = 0)$, como se segue.

$$\frac{r(\pi/2)}{r(0)} = \frac{R}{R+d} \quad (2)$$

Determinando $r(\phi = \pi/2)$ e $r(\phi = 0)$ através da equação (1) e substituindo os respectivos resultados na equação (2), pode-se determinar a seguinte expressão para a excentricidade ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left[\frac{(d+R)^2 - R^2}{(d+R)^2 + R^2} \right] \quad (3)$$

Quanto maior a excentricidade, mais alongado é o bilhar. Analisando esta equação pode-se observar que para $d \gg R$, $\varepsilon \approx 1/2$. Neste caso o estádio tende a forma de um guia simplesmente retangular. Observa-se também que para $d=0$, $\varepsilon=0$. Neste caso, o bilhar corresponde a um disco.

O modelo proposto para descrever o comportamento óptico do ressonador de tipo estádio assume as seguintes condições:

- A sua forma é descrita pela geometria do bilhar tipo estádio descrito anteriormente e apresentado na figura 1.
- É considerado que o material do qual o ressonador é constituído é opticamente ativo, ou seja, dada uma densidade de corrente fixa injetada apresenta ganho óptico g_{optico} ,
- O ressonador é suspenso e envolto por ar. Devido à configuração semiconductor/ar, o índice de refração efetivo do ressonador foi determinado pelo cálculo do índice de refração efetivo n_{eff} para um guia de ondas plano e infinito envolto em ar.

- O fator de qualidade dos modos ressonantes depende da refletividade interna $r_{i,m}(\varepsilon)$ (sendo seu quadrado igual à refletância $R_{i,m}(\varepsilon)$) para cada ponto de reflexão “ i ” de cada trajetória preferencial “ m ”, cujos ângulos de incidência internos dependem da excentricidade ε .
- Cada trajetória é independente da outra com respeito ao funcionamento eletro-óptico;
- Os modos ópticos:
 - São confinados sobre cada trajetória;
 - São coerentes sobre cada uma das trajetórias (tal qual um guia de ondas opticamente ativo, devido à emissão estimulada);
 - Apresentam diferença de fase entre trajetórias devido à diferença de caminho óptico. Essa defasagem é determinada mediante ajuste entre o resultado teórico e experimental.
 - Geram interferência apenas local nos pontos de intersecção das trajetórias;
- A soma das intensidades da emissão de cada trajetória compõe o espectro resultante.

Como o ressonador é construído em um meio opticamente ativo, a existência das trajetórias ópticas preferenciais depende do tempo de vida de seus fótons τ_p . Para que a trajetória possa existir, o tempo τ_p deve ser maior que o tempo de percurso $T_{round-trip}$. Os tempos de percurso e de vida do fóton são dados pelas equações (4) e (5).

$$T_{round-trip} = \frac{L}{V_g} \quad (4)$$

$$\tau_p = \frac{Q}{\nu} \quad (5)$$

Na expressão (4), L é o comprimento da trajetória em questão, $V_g = \frac{c}{n_{eff}}$ é a velocidade de grupo da onda no material do ressonador e c é a velocidade da luz no vácuo. Na expressão (5), Q é o fator de qualidade do ressonador para os modos sobre a trajetória em questão e ν é a frequência da onda eletromagnética. Este fator também pode ser calculado através de múltiplas reflexões de ondas

planas dentro de cada trajetória preferencial do ressonador. O fator de qualidade é dado pela expressão (6). **Erro! Indicador não definido.**

$$Q = \frac{\pi \cdot L \cdot n_{eff}}{\lambda \cdot \sinh \left[(\alpha_s - g_{\acute{o}ptico}) \cdot L - \sum_{i=1}^q \ln[r_i(\varepsilon)] \right]} \quad (6)$$

Esse fator depende das perdas internas por espalhamento, dada pelo coeficiente de espalhamento α_s , da refletividade das paredes do ressonador e do ganho óptico $g_{\acute{o}ptico}$ do meio. Na equação (6), λ é o comprimento de onda da radiação no vácuo, q é o número de reflexões do fóton sobre cada trajetória. Nesta expressão, o termo $\sum_{i=1}^q \ln[r_i(\varepsilon)]$ corresponde às perdas totais nas reflexões internas. O índice de refração efetivo foi obtido por simulação computacional, considerando um guia de ondas retangular infinito de $\text{In}_{0,47}\text{Ga}_{0,43}\text{As}_{0,24}\text{P}_{0,76}$ (300nm)/ar. Devido ao erro considerado neste tratamento e à complexa estrutura física de sustentação do ressonador formada por pedestais de InP, ajustes numéricos mostraram que o intervalo de valores $2,5 \leq n_{eff} \leq 2,7$ são necessários para ajustes devido à grande sensibilidade para o estabelecimento do valor do ângulo limite. A refletância de cada um dos vértices das trajetórias foi obtida assumindo uma perda por espalhamento de 17%ⁱ. Com isso, para ângulos de incidência θ menores que o ângulo limite, foi subtraído 17% do valor determinado pelo cálculo da refletância na polarização s, dada pela equação (7)ⁱⁱ. Para ângulos de incidência maiores que o ângulo limite foi assumido o valor da refletância $r(\varepsilon)^2$ igual a 83% (=100% - 17%).

$$r = \frac{\cos(\theta) - \sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2(\theta)}}{\cos(\theta) + \sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2(\theta)}} \quad (7)$$

Na equação (7), o índice de refração do meio externo é considerando unitário.

Das possíveis trajetórias típicas nos bilhares tipo estádio **Erro! Indicador não definido.**, seis delas são mostradas na figura 2. Essas trajetórias apresentam os menores comprimentos e conseqüentemente com os menores tempos de trajeto para os fótons. A trajetória (A) corresponde ao

modo diamante, a (B) à gravata-borboleta, a (C) ao duplo-diamante, a (D) à forma da letra “Z” e a (E) e (F) a dois modos Fabry-Perot sobre os eixos.

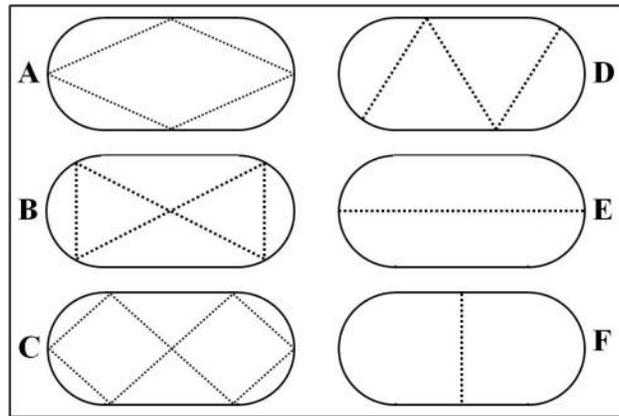


Figura 2. Trajetórias ópticas preferenciais: diamante (A), gravata-borboleta (B), duplo-diamante (C), “Z” (D) e Fabry-Perot sobre os eixos (E e F).

O tempo de vida do fóton é calculado para o ressonador na condição de transparência ($g_{\text{ótico}} = 0$). O comprimento L da trajetória é calculado pela geometria da cavidade, utilizando a distorção d e o raio R . A perda interna por espalhamento referente ao InGaAsP, foi adotada igual a $\alpha_{\text{mat}} = 40\text{cm}^{-1}$.ⁱⁱⁱ

2.2 – Parâmetros gerais da estrutura

Os aspectos teóricos são tratados e simulados de maneira simples a fim de descrever o comportamento de emissão da cavidade estádio o mais próximo possível do real observado. Para isso, as simulações utilizam parâmetros associados ao material e ao comportamento elétrico e óptico da estrutura semicondutora. Parâmetros inerentes ao material semicondutor são obtidos da literatura, tal como a perda interna do material. Os parâmetros que dependem da fabricação do dispositivo eletro-óptico devem ser determinados empiricamente, tais como as dimensões da estrutura (descrita detalhadamente no Cap. III), o comprimento de onda do pico máximo de emissão e a sua variação com a temperatura, a densidade de corrente de transparência e o ganho óptico. Para isso, lasers tipo *ridge* de $530\mu\text{m}$ de comprimento por $5\mu\text{m}$ de largura foram processados em nossos laboratórios e caracterizados elétrica e opticamente. A figura 3 mostra um espectro típico de um laser *ridge* com injeção de corrente de 36mA (50% acima de $i_{\text{TH}} - \text{TH}$: *threshold* traduzida como limiar).

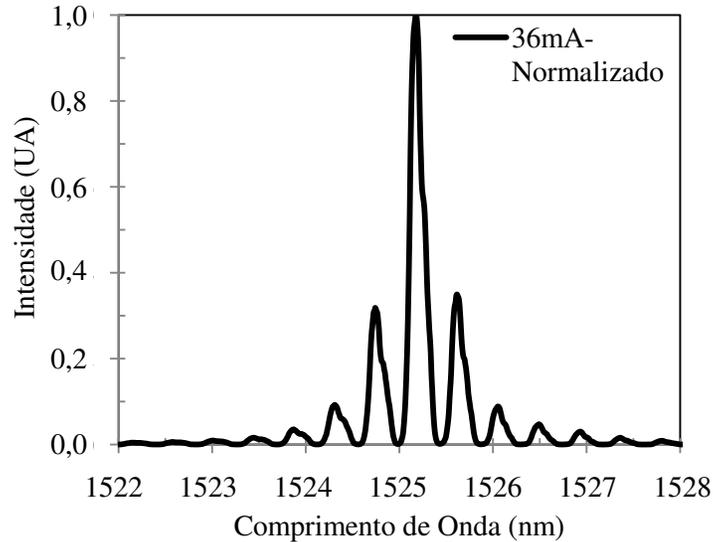


Figura 3: espectro típico de um laser *ridge* (corrente de 36mA, 50% acima de i_{TH}).

O espectro de emissão da figura 3 foi obtido através de um analisador de espectro óptico, HP70004A, coletando a luz emitida com uma fibra óptica multimodo, posicionada em frente à face clivada do laser e alinhada com a direção da emissão longitudinal. Através deste espectro de emissão e de curvas $i \times V$, os parâmetros determinados foram:

- Densidade de corrente de transparência do laser (J_{Th} para que $g_{\text{óptico}}$ seja nulo) - (obtida pela medida da corrente de limiar para diferentes comprimentos de cavidade).
- Constante T_0 - (obtido pelo ajuste dos dados experimentais com a expressão $J_{TH} = Ae^{T/T_0}$; na qual “A” e T_0 dependem da temperatura).^{iv}
- $\frac{d\lambda}{dT}$ - que é a taxa de variação do comprimento de onda (λ) de emissão do laser em função da temperatura (T).

Estes resultados são comparados com valores de literaturaⁱⁱⁱ e mostrados na Tabela 1.

Tabela 1: Parâmetros do Laser Semicondutor

| Número de poços quânticos | T_0 [K] | | $d\lambda/dT$ [nm/°C] | | J_{Th} [A/cm ²] | |
|---------------------------|-----------|------------|-----------------------|------------|-------------------------------|------------|
| | Medido | Literatura | Medido | Literatura | Medido | Literatura |
| 4 | 50,68 | 40-70 | 0,55 | 0,50 | 986,16 | 50 |
| 6 | 40,20 | | 0,54 | | 1022,50 | |

A maioria dos parâmetros obtidos experimentalmente e contidos na Tabela 1 concordam com o reportado na literatura. Entretanto, a densidade de corrente de limiar (J_{Th}) é duas ordens de grandeza maior, pois o valor apresentado pela literatura é conseguido sob condições especiais para obtenção de valores recordes^{v, vi}. Nesses casos, a obtenção da estrutura epitaxial laser procura minimizar as perdas do material; o laser *ridge* utilizado é aprimorado para as medidas, apresentando comprimento de até 1,75mm (contra os 530 μ m utilizados nesta caracterização) e largura da ordem de 100 μ m (20 vezes maior que a largura do laser *ridge* apresentado). Deve-se observar que as medidas da literatura de J_{Th} são feitas em lasers com guias de onda largos cujos efeitos da fabricação do guia são minimizados.

O ganho óptico modal também foi obtido experimentalmente para diferentes valores de corrente através do método utilizado por de Paoli^{vii}. Este método relaciona os máximos e mínimos do espectro óptico de emissão do laser. O esquema dessa montagem é mostrado na figura 4.

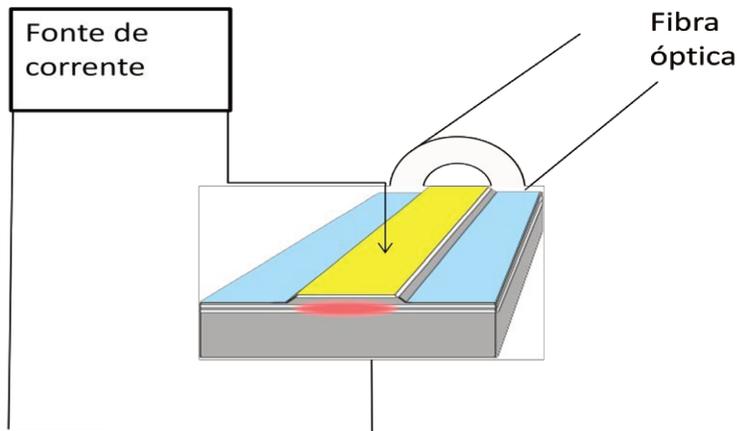


Figura 4: Esquema para medida do espectro de emissão do laser *ridge*.

Esse método utiliza o espectro de um laser tipo Fabry-Perot entre a condição de transparência (ganho óptico nulo) e de limiar do laser (total de perdas sendo igual ao ganho óptico). Este espectro tem seus picos consecutivos P_i e P_{i+1} e, entre estes, o vale V_i relacionados pela razão ζ_i , dada pela equação (8)

$$\zeta_i = \frac{P_i + P_{i+1}}{2V_i} \quad (8)$$

A equação do ganho óptico da estrutura é dada pela expressão (9), sendo g o ganho do material e Γ é o fator de confinamento:

$$g_{\text{optico}} = \Gamma g = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\zeta_i^{1/2} + 1}{\zeta_i^{1/2} - 1} \right) + \frac{1}{L} \ln R \quad (9)$$

A determinação do ganho por este método está associada com a "finesse" uma cavidade (razão entre a separação entre modos e a largura à meia altura dos modos) ^{viii}. Quanto maior a "finesse", maior a diferença entre picos e vales de um espectro. Além disso, quanto maior a "finesse", mais próximo da condição de transparência a cavidade se encontra. Também se pode dizer que o método consiste na análise da modulação Fabry-Perot da cavidade acima da transparência. Abaixo do limiar de funcionamento do laser, teremos praticamente a existência de todos os modos ressonantes possíveis para aquela cavidade. No entanto, acima do limiar a supressão modal invalida os resultados do método. O limite para o ganho é quando este se iguala às perdas totais no sistema. Para a operação em regime de alta injeção, a taxa de recombinação de portadores (e emissão) chega ao máximo com o poço quântico completamente ocupado, sendo o excedente de portadores conduzidos ao outro lado da junção p-n.

Vale lembrar que na equação (9), o ganho (g) é, de fato, o ganho óptico modal definido por $g_{\text{optical}} = \Gamma g$, onde Γ é o fator de confinamento, e g é o ganho do material ^{ix}.

O gráfico da figura 5 mostra a curva do ganho óptico ^x que será utilizado para as simulações. Esta curva foi obtida utilizando um laser *ridge* com uma área de injeção de $3,71 \times 10^{-5} \text{cm}^2$ e com uma injeção de 20mA, o que corresponde a uma densidade de corrente de aproximadamente $0,54 \text{kAcm}^{-2}$. Toda porção da curva abaixo da transparência constitui ganho negativo, que deve ser interpretado com absorção óptica. Toda a porção da curva acima da transparência constitui ganho óptico positivo, que deve ser interpretado como potencial de amplificação por emissão estimulada. O erro nas medidas realizadas com o analisador de espectro, em relação ao comprimento de onda, é de 0,3nm. Este erro propagado no cálculo do ganho gera um erro associado à medida de até $\pm 10 \text{cm}^{-1}$ para comprimentos de onda menores que 1520nm. Ainda temos uma oscilação para as curvas de ganho nessa faixa quando medidos com correntes baixas. As oscilações são maiores do que o erro calculado, e são provenientes de erros experimentais que não pudemos identificar. Para outros

comprimentos de ondas foi utilizada extrapolação por ajuste polinomial. A figura 5 mostra a curva de ganho obtida experimentalmente (em preto) e o ajuste polinomial (em vermelho).

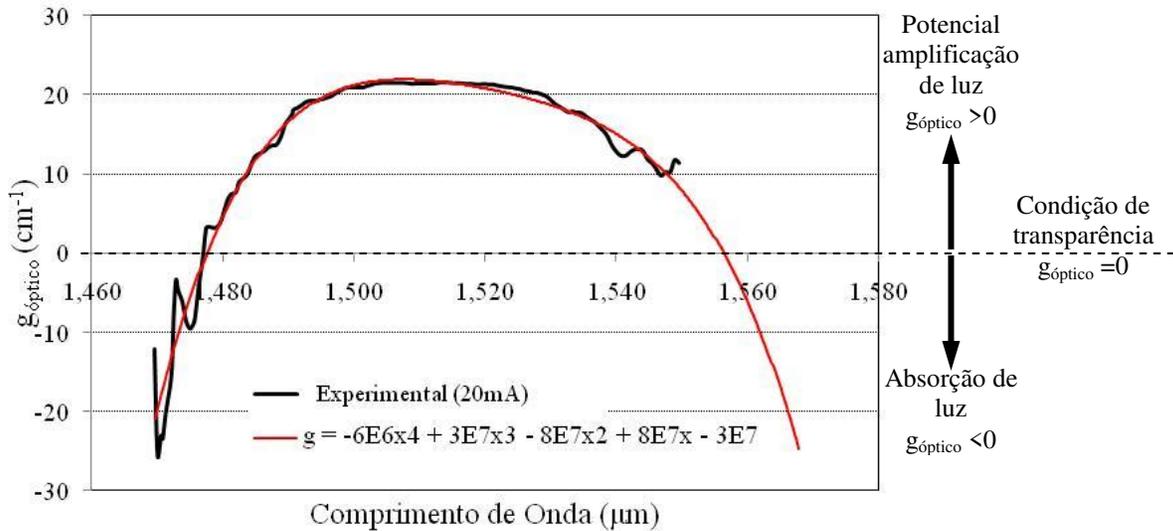


Figura 5: gráfico do ganho óptico modal (em preto) e o ajuste polinomial (em vermelho).

Neste caso, para valores próximos e superiores de $0,54\text{kAcm}^{-2}$ o ganho encontra-se saturado. Com isso, para valores maiores, como $3,2\text{kAcm}^{-2}$ (utilizado para a injeção no estádio), a curva será praticamente a mesma para o ganho modal. Na figura 5 observa-se que o polinômio ajustado à curva experimental é uma boa aproximação para o ganho modal medido.

2.3 – Ângulo interno de incidência e tempo de vida do fóton

As duas principais trajetórias preferenciais são a gravata borboleta e a diamante, pois podem apresentar os menores comprimentos e ângulos internos de incidência maiores que o crítico para certo intervalo de valores de excentricidade. A figura 6 mostra o gráfico de um dos ângulos de incidência em função da excentricidade para as trajetórias gravata-borboleta e diamante. As indicações no gráfico se referem ao confinamento dos modos no interior do ressonador.

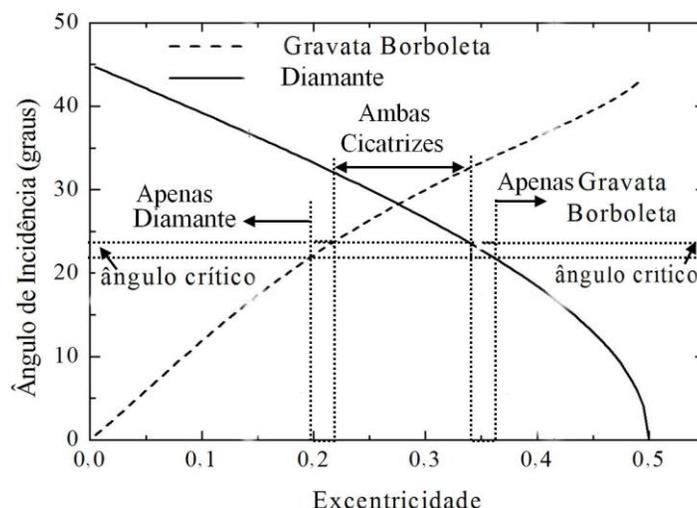


Figura 6: gráfico de um dos ângulos internos de incidência em função da excentricidade para as trajetórias ópticas gravata-borboleta e diamante.

A figura 6 mostra que o ângulo crítico para a trajetória gravata-borboleta é atingido dentro da faixa de excentricidade de $0,20 < \varepsilon < 0,22$ e para a trajetória diamante de $0,34 < \varepsilon < 0,36$. Esta faixa de incerteza se deve à incerteza na determinação do índice de refração efetivo de $2,5 \leq n_{eff} \leq 2,7$. Esta faixa de variação do índice de refração efetivo estabelece um intervalo de $21,7^\circ$ a $23,6^\circ$ para os possíveis valores de ângulo crítico. Para o índice de refração efetivo de 2,5, o ângulo crítico estabelecido é igual a $22,6^\circ$. Para $\varepsilon < 0,20$ a trajetória gravata-borboleta possuirá ângulo de incidência com valor inferior ao crítico. O mesmo ocorrerá com a trajetória diamante para $\varepsilon > 0,36$. Nessas regiões, as refletividades serão regidas pela equação (7). Quanto menor a refletividade, menor será o confinamento dos modos sobre as trajetórias e menor será a contribuição destes para emissão estimulada. Conseqüentemente, o estabelecimento de modos estacionários fica comprometido. A partir de $\varepsilon = 0,36$, quanto maior a excentricidade do estádio, mais confinados estarão os modos da trajetória gravata-borboleta e menos os da diamante. A partir de $\varepsilon = 0,20$, quanto menor a excentricidade do estádio, mais confinados estarão os modos da trajetória diamante e menos os da gravata-borboleta. Espera-se então que, para $\varepsilon < 0,20$, apenas a trajetória diamante esteja confinada no ressonador, conforme indicado pela seta no gráfico, à esquerda. Espera-se o mesmo para a trajetória gravata-borboleta para $\varepsilon > 0,36$, conforme indicado pela seta no gráfico, à direita. É esperado também que ambas as trajetórias estejam confinadas com ângulos de incidência superiores ao crítico para o intervalo de valores de excentricidade $0,22 < \varepsilon < 0,36$.

Como cada uma dessas trajetórias apresenta quatro pontos de reflexão, a refletância efetiva para alto confinamento será de $0,83^4 = 47,4\%$ para a melhor situação de confinamento. Para um valor

de excentricidade que proporcione um ângulo de incidência interno que seja 1% maior que o valor do ângulo crítico, a refletância cai para cerca de 62% em dois pontos de reflexão. Isso resulta em uma refletância efetiva de $0,62^2 \cdot 0,83^2 = 26\%$, ou seja, cai de um fator 0,54. Conclui-se que pequenas variações no índice de refração efetivo podem alterar a condição de confinamento para excentricidades próximas às regiões limites, que neste caso são $\varepsilon = 0,20$ e $\varepsilon = 0,36$. Devido à incerteza na determinação do índice de refração efetivo, a faixa no gráfico da figura 6 indica a região de incerteza para os valores do ângulo crítico. É válido lembrar que rugosidades na superfície de reflexão não são previstas neste modelo. Isso se refletirá em um acúmulo nas perdas por espalhamento. Ajustes com resultados experimentais poderão ser feitos para estimar esses valores.

Além da análise do ângulo interno de incidência, a análise do comprimento da trajetória é importante, pois está associado diretamente a perdas devidas ao espalhamento da luz durante o percurso. Essas perdas influenciam diretamente a determinação do tempo de vida dos fótons que define a existência ou não dos modos ressonantes sobre as trajetórias.

2.4 – Comprimento da trajetória e o tempo de vida do fóton

Aproximando a trajetória preferencial de estádios ($0,20 < \varepsilon < 0,36$) por um guia de ondas como um de um laser tipo *ridge* (ressonador tipo Fabry-Perot), com refletância efetiva $R_{i,i',m} = (r_{i,m} r_{i',m})^2$, podemos estabelecer outros limites para a existência dessas trajetórias, levando em conta seu comprimento. O funcionamento de um laser de múltiplos poços quânticos é descrito pelas equações de taxa^{xi} dadas pelas expressões (10) e (11).

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{q_e Vol} - \frac{n_e}{\tau_e} - V_{gr} g_{\text{óptico}}(n_e) p \quad (10)$$

$$\frac{dp}{dt} = \beta E_{\text{espont}} + V_{gr} \left[g_{\text{óptico}}(n_e) - \frac{1}{L} \ln(R) - \alpha_{\text{esp}} \right] p \quad (11)$$

Nestas equações n_e e p são, respectivamente, as densidades de portadores e de fótons; I é a corrente injetada, Vol é o volume da cavidade, τ_e é o tempo de recombinação de portadores, V_{gr} é a velocidade de grupo dos fótons, $g_{\text{óptico}}(n_e)$ é o ganho óptico da cavidade dependente de n_e , β é a porção dos fótons da emissão espontânea que contribuem para a emissão estimulada, E_{espont} é a taxa

de emissão espontânea, α_{esp} é a perda por espalhamento. A corrente I pode ser relacionada com a tensão total aplicada V_{total} no laser como $V_{total} = V(n_e) + I.R_{série}$, na qual $V(n_e)$ é a voltagem aplicada ao diodo formado pela junção (semicondutor “p”/poço quântico/semicondutor “n”, conforme figura 5) na qual se encontram os poços quânticos e $R_{série}$ é a resistência em série do laser, obtida experimentalmente pela inclinação da curva da corrente em função da voltagem do diodo (diretamente polarizado) formado pela junção da estrutura semicondutora. Resolvendo essas equações para o caso estacionário, $\frac{dn_e}{dt} = 0$ e $\frac{dp}{dt} = 0$, pode-se determinar a corrente de limiar (I_{th}), condição sob a qual o laser apresenta seu ganho com valor tendendo ao valor das perdas, quando a taxa de emissão estimulada supera a taxa de emissão espontânea. Repetindo o cálculo para vários comprimentos da cavidade é possível determinar um diagrama de corrente de limiar por comprimento da trajetória. A figura 7 mostra o resultado destes cálculos para as trajetórias diamante (a) e gravata-borboleta (b). Cada um destes gráficos possui curvas para quatro (linhas em preto) e seis poços quânticos (linhas em vermelho). São apresentadas curvas para baixo ($R=13\%$ por ponto de reflexão) e alto ($R=83\%$ por ponto de reflexão) confinamentos em linhas pontilhadas e contínuas, respectivamente.

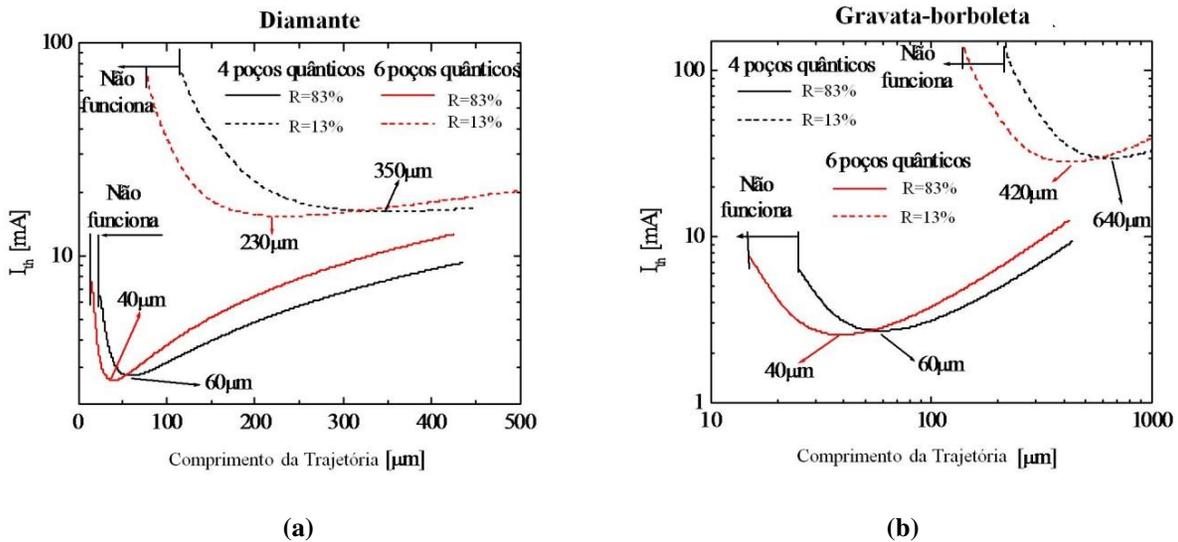


Figura 7: gráfico da corrente de limiar pelo comprimento. Quatro poços quânticos em preto e seis poços quânticos em vermelho. (a) trajetórias diamante para baixo (em linha pontilhada) e alto (em linha contínua) confinamentos. (b) trajetória gravata-borboleta para baixo (em linha pontilhada) e alto (em linha contínua) confinamentos.

Para alto confinamento ($R=83\%$ em cada aresta), estão indicados nos gráficos os valores mínimos de comprimento para os quais as trajetórias podem existir. Para estruturas com seis poços quânticos, o mínimo valor possível é de $15\mu\text{m}$ de comprimento e para estruturas com quatro poços

quânticos, o mínimo valor possível é de 25µm de comprimento. Comprimentos menores provocam grandes perdas por reflexão devido ao alto número de reflexões por unidade de tempo e espalhamento em cada um dos pontos de incidência. Para a condição de baixo confinamento, representado pelas linhas tracejadas, as correntes de limiar são altas e o efeito Joule associado passa a ser significativo, logo são praticamente inexistentes no ressonador. Para alto confinamento, em linhas contínuas, as correntes de limiar são mais baixas e a estrutura de seis poços quânticos apresenta os menores valores para ambas as trajetórias. O mínimo valor de corrente de limiar é obtido para um comprimento de 40µm. Esse comprimento de trajetória é conseguido em estádios de raio aproximadamente igual a 5µm. Entretanto, a limitação experimental para este trabalho está na injeção de corrente por meio de micro-pontas manipuladas por micro-manipuladores. Esse conjunto deve oferecer rigidez suficiente para garantir o contato elétrico durante as caracterizações. Entretanto, essa rigidez é conseguida com pontas de diâmetro no mínimo igual a 10µm. Com isso, foi adotado o valor de 10µm para o raio do estádio fabricado. Este valor de raio pode conter trajetórias de comprimentos entre 50µm e 150µm, com correntes menores que 10mA.

2.5 – Cálculo do tempo de vida do fóton

O tempo de vida do fóton e o tempo de trajeto sobre cada trajetória foram calculados para estádios com raio $R=10\mu\text{m}$ e comprimento de onda do modo principal igual a 1450nm. Cálculos preliminares mostraram que as trajetórias D, E e F, apresentadas na figura 2, possuem tempo de vida do fóton menor que o tempo de trajeto para qualquer excentricidade. Isso ocorre principalmente devido aos dois pontos de incidência normal que apresentam refletância de 13%. Combinado a esse fator, a trajetória D apresenta mais dois pontos de incidência que na melhor das condições apresentará refletância de 83%, resultando numa refletância de aproximadamente 1,2% apenas. As outras duas trajetórias são como curtas cavidades de Fabry-Perot, apresentando 10µm de comprimento. As muitas reflexões por unidade de tempo resultarão em grande perda por reflexão que, calculada por $\frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)$, é de aproximadamente 2040cm^{-1} . Este valor é bem maior do que o tipicamente apresentado por lasers tipo *ridge*, que é da ordem de 10^2cm^{-1} .

Os tempos de vida do fóton em função da excentricidade do estádio são apresentados para as trajetórias diamante, gravata-borboleta e duplo-diamante. Esses tempos foram comparados com os respectivos tempos de trajeto. A figura 8 mostra o resultado desses cálculos. Esta figura apresenta o tempo de vida do fóton calculado para os valores de índice de refração efetivo iguais a 2,5 (em linha

pontilhada fina); 2,6 (em linha contínua) e 2,7 (em linha pontilhada grossa), estabelecendo uma faixa de valores possíveis. O tempo de trajeto é representado por linha grossa contínua. A figura 8(a) mostra o resultado para a trajetória gravata-borboleta, a figura 8(b) para a trajetória diamante e a figura 8(c) para a duplo-diamante.

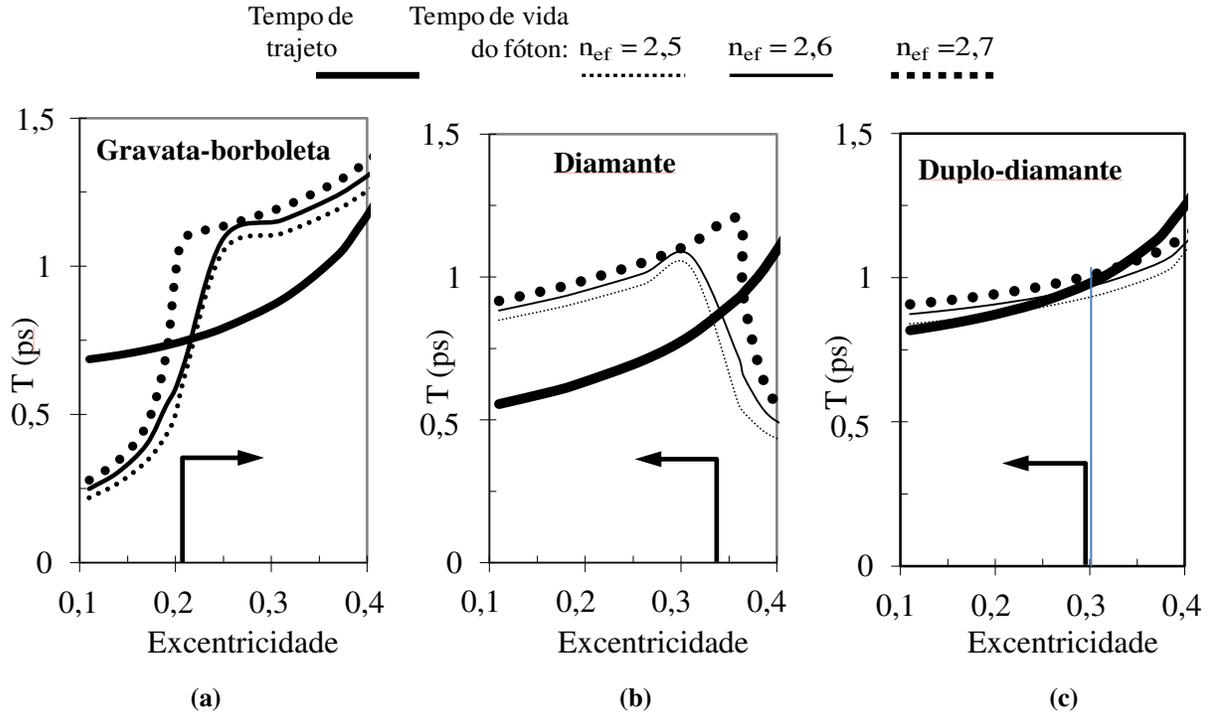


Figura 8: Tempo de trajeto (linha grossa contínua) e o tempo de vida do fóton T para $n_{eff}=2,5$ (linha pontilhada fina), $n_{eff}=2,6$ (linha contínua) e $n_{eff}=2,7$ (linha pontilhada grossa), em função da excentricidade para trajetórias (a) gravata-borboleta, (b) diamante e (c) duplo-diamante para estádio de $R = 10\mu\text{m}$.

A figura 8 (a) mostra claramente que a trajetória gravata borboleta existirá de maneira bem definida em estádios para o intervalo de excentricidade de $0,21 < \varepsilon < 0,40$. A figura 8 (b) mostra que a trajetória diamante existirá em estádios com excentricidades $\varepsilon < 0,34$. A figura 8 (c) mostra que o modo duplo-diamante poderá existir para excentricidades próximas e menores que 0,30. A variação abrupta no tempo de vida do fóton ocorre exatamente na transição de valores do ângulo de incidência para o ângulo limite e vice-versa.

Esses resultados podem ser compreendidos mais claramente entendendo que os fatores que definem a existência da trajetória óptica no estádio atuam em conjunto. O aumento da excentricidade implica, para todos os casos, em aumento do comprimento das trajetórias (obviamente considerando o raio fixo) e em conseqüentes aumentos do tempo de percurso e da perda por espalhamento. Com o aumento da excentricidade os estádios tendem à forma de um ressonador tipo Fabry-Perot. A trajetória diamante passa a ter dois de seus ângulos de incidência

diminuídos, tendendo à incidência normal à superfície das extremidades, o que leva ao aumento das perdas por reflexão. Neste caso, o fator preponderante para a diminuição do tempo de vida do fóton é a refletividade em função do ângulo interno de incidência, pois o ângulo limite é atingido (para $\varepsilon \approx 0,36$) antes que as perdas por espalhamento se tornem significativas com o aumento da trajetória. Para a trajetória gravata borboleta, o aumento da excentricidade promove o aumento do ângulo interno de incidência, diminuindo as perdas por reflexão. Entretanto, o comprimento da trajetória proporcionará maior perda por espalhamento, tornando-se esta o fator preponderante para a diminuição do tempo de vida do fóton.

A diminuição da excentricidade reduz o comprimento do trajeto dos fótons e, conseqüentemente, o tempo de percurso e as perdas por espalhamento para todas as trajetórias. Assim, a trajetória diamante tem seu ângulo interno de incidência aumentado, tendendo a 45° (um quadrado inscrito em uma circunferência), valor bem maior que o ângulo limite, que no pior caso é próximo de $23,5^\circ$, para $n_{eff}=2,5$. Para a trajetória gravata borboleta os ângulos de incidência internos diminuem com a excentricidade. A trajetória praticamente deixa de existir quando os ângulos se tornam menores que o crítico (isso ocorre em $\varepsilon \approx 0,2$). A trajetória duplo-diamante apresenta um comportamento intermediário. Para maiores excentricidades os ângulos de incidência nas extremidades são diminuídos até chegarem ao valor crítico. Entretanto, o comprimento da trajetória é o maior entre os apresentados. Com o aumento da excentricidade, as perdas por espalhamento rapidamente atingem valores altos, reduzindo seu confinamento. Neste caso, para $R=10\mu\text{m}$, guardando a simetria da trajetória, esta poderá existir em excentricidades próximas e superiores a 0,3. Essa afirmação possui uma incerteza devido à proximidade entre os valores do tempo de vida do fóton e o tempo de trajeto. Possivelmente, essa trajetória possa ser observada com aumento do ganho óptico pela maior injeção de portadores. Quando $\varepsilon=0,3$ tem-se $d=R$ e os ângulos internos de incidência são de 45° e maiores que o valor do ângulo crítico (como sendo dois quadrados unidos por um vértice). Para valores menores que 0,3 de excentricidade, opticamente, a trajetória se degeneraria à gravata-borboleta por serem praticamente coincidentes, mas este caso foi desconsiderado na figura 8(c).

Conclui-se que as trajetórias principais poderão ser observadas em estádios de excentricidade entre 0,20 e 0,36. Com isso dois estádios foram estudados próximos aos limites previstos, um com $\varepsilon=0,19$ e outro com $\varepsilon=0,36$. No primeiro, conforme as previsões, a trajetória dominante será a diamante e no segundo será a gravata-borboleta, com a possibilidade de observação da trajetória duplo-diamante. Outras trajetórias poderão também existir, entretanto a contribuição ao espectro de emissão será menor e até mesmo não significativa.

2.6 – Tratamento teórico para o espectro de emissão

O método para se determinar o espectro de emissão está baseado na aproximação para trajetórias fechadas e definidas por um simples traçado de raio de luz. O campo elétrico resultante E_R , confinado internamente sobre cada trajetória, pode ser obtido por uma soma de ondas planas após a “ u ”-ésima reflexão interna, com u tendendo ao infinito. A expressão do campo resultante é dada pela expressão (12).

$$E_R = \sum_{u=0}^{\infty} E_o e^{ik.L.u - \{(\alpha_s - g_{optical}).L - \sum_{i=1}^q \ln[r_i(\varepsilon)]\}.u} \quad (12)$$

Nesta expressão k é o vetor de onda dado por $k = \frac{2\pi.n_{eff}}{\lambda}$, onde λ é o comprimento de onda da radiação sobre a trajetória considerada. Se $\alpha_s - g_{optical} \leq 0$, a somatória converge para a expressão (13):

$$\frac{E_R}{E_o} = \frac{1}{1 - e^{ik.L - \{(\alpha_s - g_{optical}).L - \sum_{i=1}^q \ln[r_i(\varepsilon)]\}}} \quad (13)$$

O resultado da densidade modal interna ao ressonador é definido pela soma incoerente da emissão de cada uma das trajetórias. A expressão para a intensidade normalizada é dada por (14).

$$I_R = \sum_{scars(m)} \frac{E_{R,m}^* E_{R,m}}{E_0^* E_0} \quad (14)$$

Este modelo não considera a emissão espontânea do material, a qual ocorre por toda região do ressonador. Cada ponto de reflexão emite o espectro correspondente à respectiva trajetória. Entretanto, a medida do espectro de emissão (fora da cavidade) é realizada simultaneamente em cada ponto de emissão lateral (pelo lado de maior dimensão do estádio) ou frontal (pelas faces circulares do estádio). Com isso, a intensidade de emissão observada será a soma da intensidade da emissão de cada um dos pontos de reflexão nesta face, considerando a refletividade de cada um e o número de pontos da emissão. A expressão (15) mostra o resultado do cálculo.

$$I_{out} = \sum_{scars(m)} n_i \left(\frac{1 - r_{i,m}^2}{r_{i,m}^2} \right) \frac{E_{R,m}^* E_{R,m}}{E_0^* E_0} \quad (15)$$

Aqui, n_i é o número de reflexões idênticas que ocorrem na face lateral, que corresponde ao número de emissões similares coletadas pelo sistema de medida espectral. Para a trajetória diamante $n_i=1$ e para a gravata borboleta $n_i=2$, assim como para o duplo-diamante.

A figura 9 (a) mostra o espectro de emissão normalizado da trajetória gravata-borboleta de um ressonador estádio de excentricidade de 0,36 e raio de 10 μ m. Neste caso, o ganho óptico é nulo e três valores de perdas internas são considerados. Os valores escolhidos foram de 0cm⁻¹, (tracejado) com o qual apenas as perdas por refletividade são consideradas; 40cm⁻¹ (linha contínua) que é o valor sugerido pela literatura^{xii}; 300cm⁻¹ (linha pontilhada) que é um valor de perdas conseguido em alguns dispositivos semelhantes em nossos laboratórios. Nesses casos a refletância é de 83%. A trajetória diamante foi desprezada por apresentar ângulo de incidência interna abaixo do crítico. A figura 9 (b) mostra o espectro resultante de emissão normalizado, considerando a perda por espalhamento igual a 300cm⁻¹, o ganho modal e todos os espectros de emissão de cada trajetória somados.

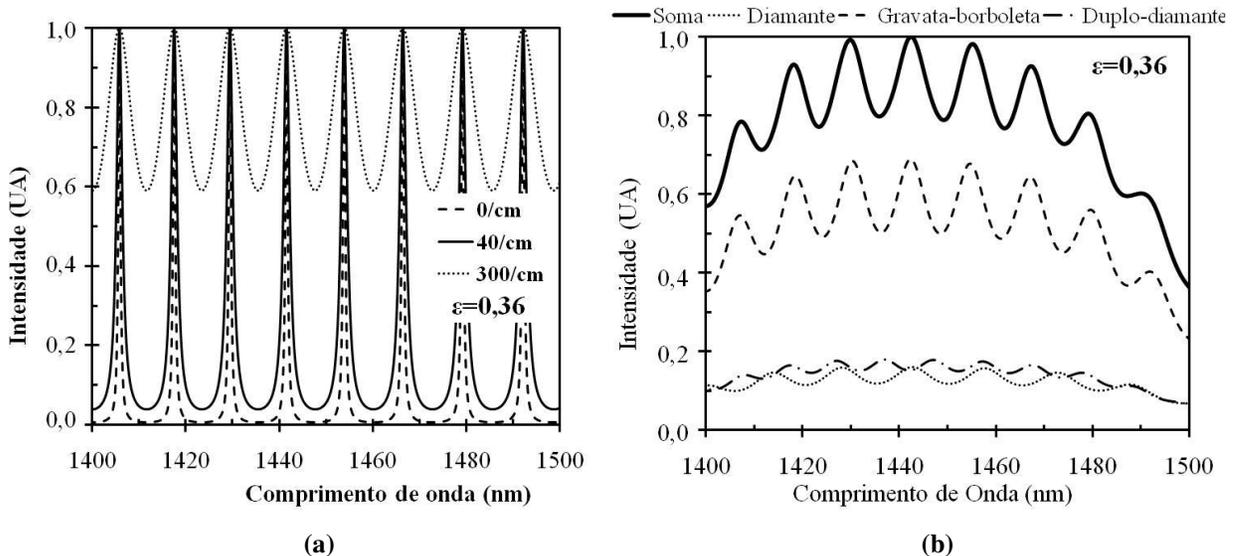


Figura 9: espectro de cavidade estádio (a) passiva para com perdas de 0cm⁻¹ (tracejado), 40cm⁻¹ (contínuo) e 300cm⁻¹ (pontilhado). (b) espectro de emissão resultante com ganho modal (linha contínua), dado pela soma dos espectros das trajetórias diamante (pontilhado), gravata-borboleta (tracejado) e duplo quadrado (traço-ponto).

É possível observar na figura 9(a) que quanto maior for a perda total do ressonador, mais largos serão os modos sobre a trajetória. Conseqüentemente, para grandes valores de perdas, outros modos de menor intensidade poderão existir sem que sejam observados no espectro de emissão a ser obtido experimentalmente. O espaçamento modal, da ordem de 15nm, é mantido independentemente dos valores das perdas. Na figura 9 (b) é possível notar que a intensidade dos modos da trajetória gravata borboleta é aproximadamente 3,5 vezes maior que os demais. Nota-se também que a soma de todos os espectros de emissão pouco difere da forma do espectro de emissão da trajetória gravata-borboleta. Com isso, o espaçamento modal permanece praticamente o mesmo, cerca de 15nm.

Como o ressonador pode conter mais de uma trajetória, é inevitável o aparecimento de pontos de intersecção. Esses pontos possuem propriedades ópticas únicas que atuam sobre os fótons presentes. Alterações do índice de refração efetivo nestas regiões de intersecção entre trajetórias alteram as fases dos modos ópticos. As múltiplas reflexões no ressonador configurarão outro espectro de emissão. A definição para a observação da alteração deste espectro dependerá da capacidade de confinamento óptico deste ressonador. Com melhor capacidade de confinamento, os modos são mais intensos e estreitos e possibilitam maior definição dos modos. Para baixa capacidade de confinamento, os modos são menos intensos e mais largos, o que implica em baixa resolução. Esta sensibilidade a alterações de índice de refração indicam possibilidades de aplicação ao sensoriamento.

Após esta análise, nota-se que, para estádios com excentricidades que estabeleçam trajetórias com ângulos internos próximos ao crítico, é possível alterar a condição de confinamento com a alteração do índice de refração externo. O aumento do índice externo implica em aumento do ângulo crítico. Desta maneira os modos sobre as trajetórias que possuem ângulo de incidência muito próximo ao valor crítico poderão ser menos confinados. O resultado é a alteração do espectro de emissão do ressonador

2.7 - Estratégia para o sensoriamento

Cada trajetória preferencial não é formada por apenas uma linha, mas por uma faixa contínua formada por linhas justapostas **Erro! Indicador não definido.**, como mostrado na figura 10. A introdução de um elemento de perturbação em algum ponto da trajetória pode apresentar alguns resultados interessantes como alteração local do índice de refração efetivo e seleção modal. A

perturbação mais simples a se propor é a inserção de um furo que transpasse a região ativa. Conseqüentemente, esse furo atuará como ponto de espalhamento de fótons. A figura 10 mostra parte da trajetória que se assemelha muito à trajetória gravata borboleta. Esta trajetória semiclássica é um dos resultados de cálculos de densidade de probabilidade aproximados a densidades lineares, realizados por Carlo *et al.* Nessas figuras, os círculos desenhados representam os furos que atuarão como pontos de espalhamento. Sobre a trajetória da figura 10(a) é representado um furo de diâmetro igual à largura da trajetória e sobre a trajetória da figura 10(b) é representado um furo de diâmetro menor que a largura da trajetória.

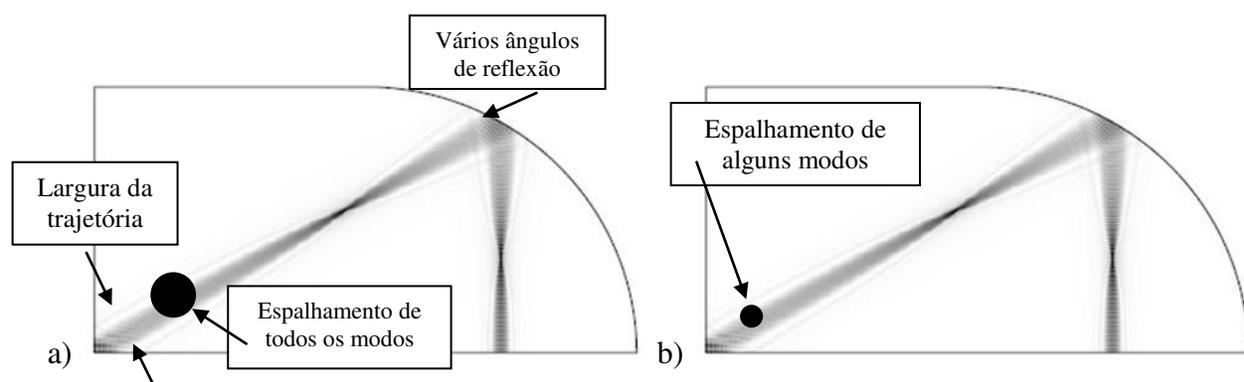


Figura 10: um dos resultados de cálculos de densidade de estados aproximado à densidade linear no domínio semiclássico por Carlo *et al.*

A região próxima ao furo tem o índice de refração efetivo alterado, causando mudança na fase dos modos que passam por ela. Diferentes substâncias que venham a preencher o furo alterarão o índice de refração efetivo local, o que causará nova alteração de fase dos modos. Conseqüentemente, o espectro de emissão conterá informação dessa alteração de índice pelo deslocamento dos modos. Esse comportamento é muito vantajoso para sensoriamento.

Conforme mostra a figura 10(a), todos os modos da trajetória serão espalhados pelo furo com diâmetro igual (ou maior) que a largura da trajetória, para um furo com índice de refração diferente do ressonador. Esse processo de espalhamento se dará pelo fato de se criar uma nova interface com rugosidades e pela refração associada à geometria do furo. Com isso, esta trajetória poderá ser extinta. Um furo menor, como mostrado na figura 10(b), poderá espalhar parte dos modos existentes. Isso apenas diminuirá do número de modos sobre a trajetória, resultando em um espectro de emissão mais puro para esta trajetória. A posição do furo ao longo de uma trajetória, tanto para o de maior quanto para o de menor diâmetro, poderá definir efeitos diferentes, pois no estádio existem inúmeras trajetórias secundárias e algumas principais (mais eficientemente confinadas) que se

interceptam, logo as diferentes posições dos furos poderão coincidir com estes diferentes pontos de intersecção proporcionando efeitos diversos.

Em estádios que comportam mais de uma trajetória, a inserção estratégica de furos grandes pode resultar em supressão modal do espectro de emissão resultante. Trajetórias desejadas poderão ser selecionadas com a extinção das demais. Este método constitui uma opção à supressão modal apresentado por Mestanza, *et al.* Em seu trabalho, apresentou supressão modal pela injeção de corrente forçada sobre a trajetória com largura não nula. Isso foi conseguido por implantação iônica. A área sobre a trajetória foi protegida com fotorresiste e a região desprotegida sofreu a implantação iônica. A região implantada passa a apresentar alta densidade de defeitos e conseqüente baixa condutividade, logo a injeção de corrente ocorre apenas pelo desenho da trajetória.

Outra observação pertinente é que as várias linhas possuem vários ângulos de incidência nos pontos de reflexão da trajetória da figura 10. Em uma situação limite, próximo ao valor do ângulo crítico, pequenas alterações do índice de refração efetivo da região ativa pode alterar significativamente o confinamento dos modos que possuem menores ângulos de incidência. Essa propriedade pode ser bastante útil para sensoriamento, principalmente quando associada à inserção de furos.

Estádios que comportam mais de uma trajetória apresentam pontos de intersecção onde modos das diferentes trajetórias se interferem. Nestas regiões o meio ativo apresenta propriedades eletro-ópticas comuns. Essas propriedades são a densidade de fótons, densidade de portadores e o ganho óptico. Furos colocados estrategicamente sobre esses pontos de intersecção, de maneira que os modos não sejam extintos, permitirão que essas regiões tenham alteração local do índice de refração efetivo e que a igualdade das propriedades eletro-ópticas seja alterada. Conseqüentemente, variações no índice de refração efetivo em uma região de comprimento w produzirão a diferença de fase $\Delta\phi$ dos modos entre trajetórias. Esta diferença de fase pode ser expressa por $\Delta\phi = \frac{\Delta n}{n_{eff}} kw$, com

$\frac{\Delta n}{n_{eff}}$ sendo a fração da variação do índice de refração efetivo em relação ao índice de refração

efetivo inicial adotado como referência. A expressão (16) passa a ser substituída por:

$$\frac{E_R}{E_o} = \frac{1}{1 - e^{ik(L + \frac{\Delta n}{n_{eff}}w) - \{(\alpha_s - g_{optico})(L-w) - \sum_{i=1}^q \ln[r_i(\epsilon)]\}}} \quad (16)$$

As infinitas reflexões em cada uma das trajetórias encarregam-se de acumular as pequenas mudanças de fase, de modo que o espectro resultante apresente alteração significativa. Com isso, a aplicação deste ressonador ao sensoriamento se mostra possível.

O gráfico da figura 11 mostra a simulação do espectro de emissão para variações do índice de refração. Neste espectro são considerados o ganho modal e o espectro resultante sendo igual à soma dos espectros das trajetórias gravata-borboleta, diamante e duplo diamante, conforme a equação (16). A variação do índice de refração assumida ocorre nas regiões próximas às intersecções das trajetórias, onde estariam situados os sete furos de 1µm de diâmetro. A dimensão dos furos foi escolhida arbitrariamente, uma vez que não é possível determinar a largura das trajetórias. O gráfico da figura 11 (a) se refere a um estádio com a perda sugerida pela literatura, igual a 40cm⁻¹. O gráfico da figura 11 (b) se refere a um estádio com a perda igual a 300cm⁻¹.

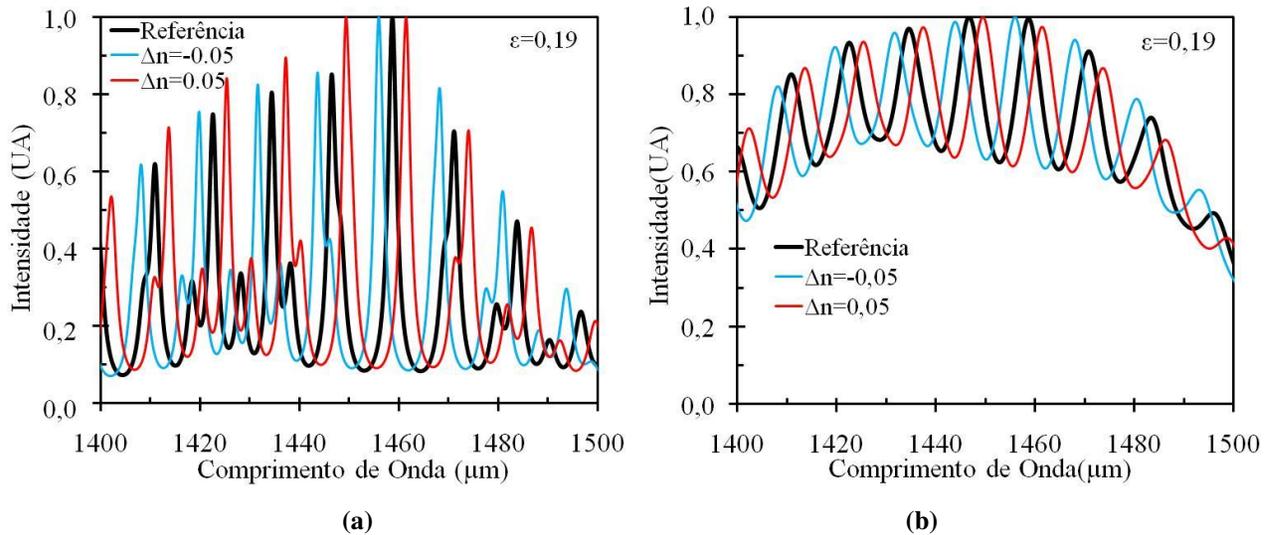


Figura 11: espectro de cavidade estádio com ganho óptico para dois valores de variação do índice de refração efetivo: $\Delta n = -0.05$ (azul) e $\Delta n = +0.05$ (vermelho), em relação à referência (preto).

O índice de refração efetivo n_{eff} considerado como referência é igual a 2,7 para toda cavidade. A linha azul corresponde a um índice efetivo de 2,65 e a linha em vermelho ao índice 2,75

em oito regiões de 1µm de comprimento. Respectivamente, as variações de índice de refração Δn correspondem aos valores de $\Delta n = -0,05$ e $\Delta n = +0,05$, o que significa uma variação de $\pm 1,85\%$, o que mostra grande sensibilidade do dispositivo.

Observa-se que, para pequenas variações de índice de refração, a variação na forma do espectro é bastante evidente para ressonadores com baixos valores de perdas. Para valores maiores de perdas a alteração se reflete apenas em deslocamento do espectro. Este último se aproxima mais do caso real. Todavia, os demais modos de baixa intensidade são também alterados, o que resulta em uma sutil mudança da intensidade luminosa integrada em todo comprimento de onda. Logo, a alteração da intensidade pode ser mais significativa do que a mudança do espectro de emissão. Neste caso, a detecção da intensidade total poderá ser realizada por outra estrutura estádio posicionada ao lado do estádio emissor. O segundo estádio absorverá a radiação emitida e a variação de fotocorrente gerada será medida.

2.8 – Sensibilidade para detecção pelos ressonadores tipo estádio

Para expressar melhor a sensibilidade e compará-la com a de outros detectores, foi simulado, para alguns valores de Δn , a variação relativa da potência P , dada por $\frac{\Delta P}{P}$ (na qual ΔP é a variação da potência P) e também o deslocamento $\Delta \lambda$ do pico principal. $\frac{\Delta P}{P}$ foi obtido pela integração numérica do espectro de emissão, para cada valor de índice de refração efetivo. $\Delta \lambda$ foi obtido por observação e medida do deslocamento do pico do espectro ($\lambda = 1450\text{nm}$) para os diferentes valores de índice de refração. A figura 12 mostra o resultado desta simulação. A região circulada mostra um detalhe ampliado para pequenos valores de Δn .

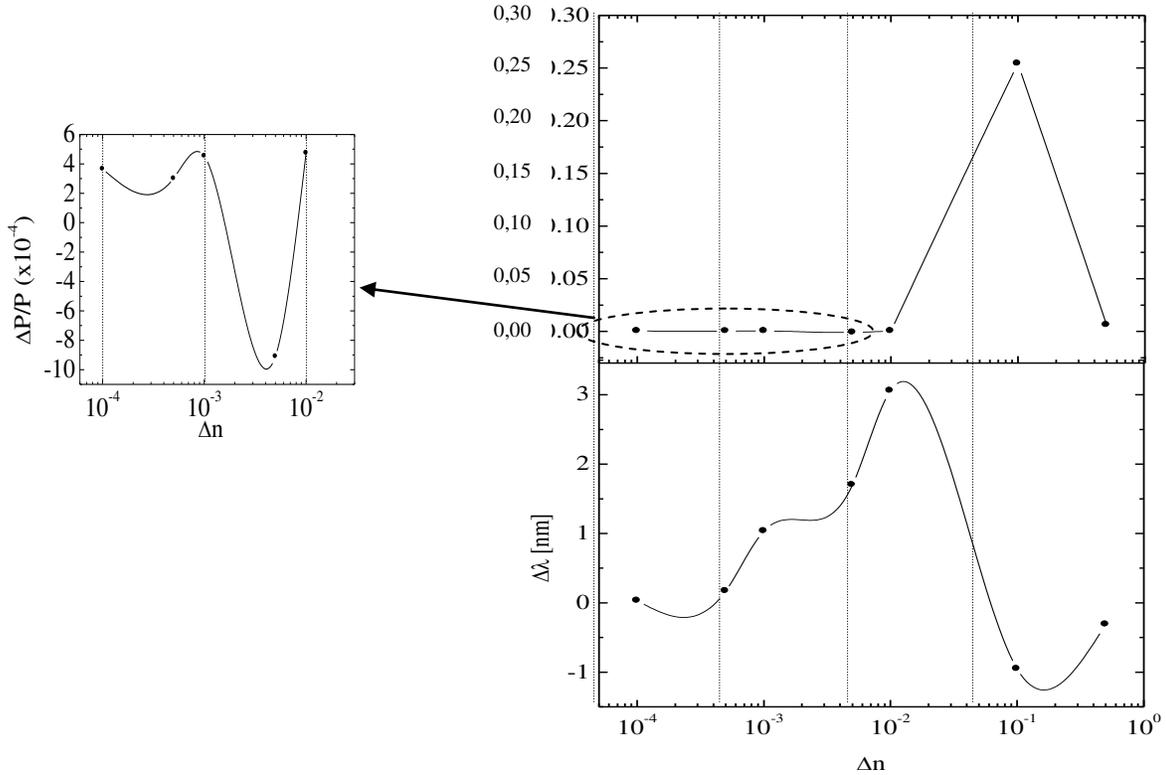


Figura 12: Variação relativa da potência $\frac{\Delta P}{P}$ e o deslocamento do pico principal de emissão $\Delta \lambda$ para diferentes valores de variação de índice de refração Δn .

Através dos resultados desta simulação observa-se que aumentos de até 10^{-3} no índice de refração efetivo, produzem pequenas variações na potência de emissão da ordem de 0,01%, que resultaria em uma variação de detecção da ordem de 3nA, com a responsividade do InGaAsP sendo da ordem de $1A/W$, para o comprimento de onda em questão. Para variações superiores a 10^{-2} para o índice de refração, as variações na potência de emissão passam a ser da ordem de 0,1%, resultado em detecções da ordem de 30nA. Para as mesmas variações de índice de refração, a variação da posição do pico principal de emissão é da ordem de 1nm.

Para altas variações de índice ocorre uma inversão da tendência para ambos os gráficos. Isso se deve ao fato de $\Delta \phi = \frac{\Delta n}{n_{eff}} k w$ acumular o valor próximo a 2π , que corresponde a um deslocamento igual ao espaçamento modal, que reinicia o ciclo de deslocamentos entre modos da cavidade. Isso ocorre para variações da ordem de 10^{-1} no índice de refração efetivo.

Esses resultados mostram que para pequenos valores de variação de índice de refração ($<10^{-2}$), a melhor maneira de se efetuar o monitoramento é pela observação do deslocamento do pico de emissão. Para valores maiores ($>10^{-2}$), o melhor seria pelo monitoramento da potência de emissão.

2.9 – Sensibilidade para detecção pelo interferômetro de Mach-Zehnder

O interferômetro de Mach-Zehnder (MZ) é bem conhecido devido à sua simplicidade, precisão e também devido à sua utilização bastante comum em sensoriamento ^{xiii, xiv}. Um esquema do interferômetro de Mach-Zehnder é mostrado na figura 13.

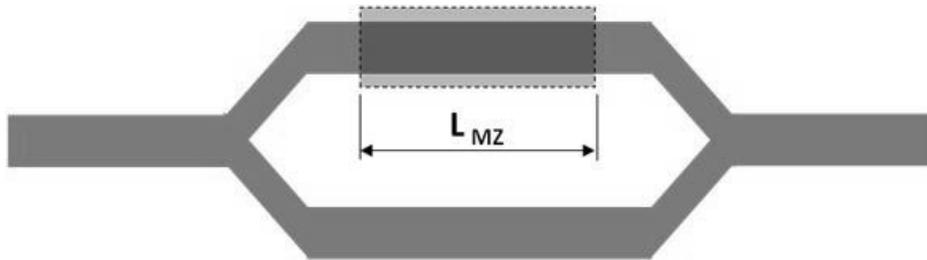


Figura 13: esquema representativo de um interferômetro de Mach-Zehnder.

Conforme na figura 13, este interferômetro consiste de um guia de ondas que se bifurca em guias paralelos, comumente denominados braços do interferômetro. Um dos braços se estende com as mesmas características do guia principal, sendo denominado braço de referência. O outro braço se estende por uma região de comprimento L_{MZ} na qual existe a possibilidade de mudança de índice de refração efetivo para sensoriamento. Este braço é comumente denominado braço sensor. Os dois braços novamente se juntam em um único guia, ao final do qual se detecta a interferência entre a luz guiada pelos braços do MZ. A interferência é causada pela diferença de fase devido à propagação da luz em meios de índice de refração diferentes. A literatura mostra que interferômetros de MZ têm as típicas dimensões de L_{MZ} de 6mm a 20mm e o comprimento total de 20mm.

A expressão (17) mostra a variação de fase $\Delta\phi$ entre a luz que passa por L_{MZ} e a que passa pelo braço de referência.

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_o} L_{MZ} \cdot \Delta n \quad (17)$$

Na qual $\Delta n = n_{sensor} - n_{ref}$, onde n_{sensor} é o índice de refração efetivo da região do braço sensor e n_{ref} é o índice de refração efetivo do braço de referência e λ_o é o comprimento de onda da luz no vácuo.

Para uma melhor avaliação da sensibilidade do interferômetro de MZ, deve-se analisar a variação da intensidade integrada da radiação I de saída do mesmo, através da razão entre a variação da intensidade integrada ΔI e a intensidade integrada I para variações de índice Δn . A figura 14 mostra o gráfico da razão $\frac{\Delta I}{I}$ em função de Δn . A figura 14(a) ^{xv} mostra um comportamento descontínuo para Δn próximos a -0,07; 0,00 e 0,06. Para grandes variações de índice, $\frac{\Delta I}{I}$ varia pouco. Entretanto, devido às descontinuidades em -0,07 e 0,06, a região permite fácil detecção para grandes variações. Pequenas variações no índice de refração em torno de $\Delta n=0,00$ podem ser bem monitoradas, pois essa região do gráfico apresenta grandes variações de $\frac{\Delta I}{I}$, conforme mostra a figura 14(b).

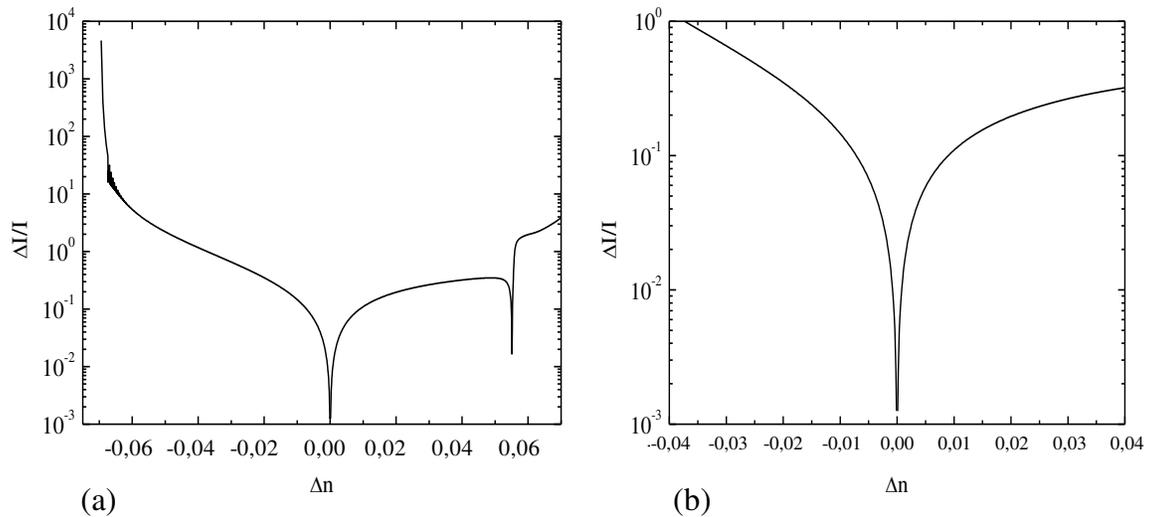


Figura 14: (a) razão entre a variação da intensidade em função de Δn com pontos de descontinuidade e (b) detalhe da região de baixos Δn .

2.10 – Comparação entre estádio e MZ

Os comprimentos das regiões sensíveis de ambos serão comparadas. No MZ será o comprimento do braço sensor e no estádio será o diâmetro dos furos, considerados fixos e da ordem de $1\mu\text{m}$.

Em um interferômetro MZ a amplitude varia com $\cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)$. O comprimento do braço sensor do interferômetro MZ é dado por:

$$L_{MZ} = \frac{\lambda_0}{\pi \cdot \Delta n} \arccos\left(\sqrt{1 - \frac{\Delta I}{I}}\right) \quad (18)$$

Para se comparar o interferômetro MZ com o estádio calculamos o comprimento do braço sensor L_{MZ} que proporciona a mesma razão de variação de intensidade no estádio. A figura 15^{xv} mostra a razão entre os comprimentos L_{MZ} e o comprimento da intracavidade $L_{intracavity}$ em função de Δn . O comprimento total da intracavidade se refere ao comprimento percorrido pela luz ao longo do diâmetro de todos os furos.

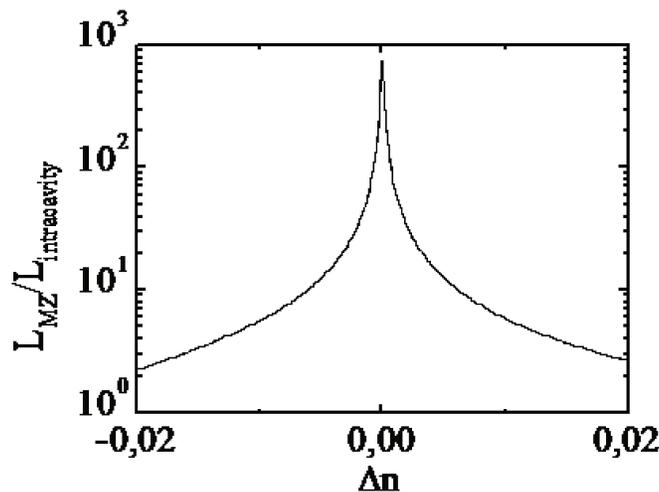


Figura 15: gráfico da razão entre os comprimentos L_{MZ} e o do diâmetro do furo $L_{intracavity}$ em função de Δn .

Pode-se observar que dentro desta faixa de variação o comprimento L_{MZ} chega a ser da

ordem de 10^3 maior que o comprimento L_{cavity} , mostrando que o estádio é bastante eficiente para variações pequenas de índice de refração.

2.11 – Conclusão do capítulo

Foi proposto um tratamento simples, baseado em múltiplas reflexões da luz sobre trajetórias preferenciais. O fator de qualidade, resultante das condições de confinamento, defini tempos de vida do fóton dos modos de cada trajetória. Existirão as trajetórias com tempos de vida do fóton maiores que o tempo de percurso da trajetória. Foi mostrado que pequenas alterações do índice de refração podem ser críticas para excentricidades que geram trajetórias com ângulos próximos ao valor do ângulo crítico, pois o confinamento poderá ser comprometido.

A inserção de orifícios sobre as trajetórias resultará em seleção modal total ou parcial dependendo do diâmetro dos furos.

A largura da trajetória implica em vários ângulos de incidência para os modos contidos nas trajetórias. Em situações nas quais os valores dos ângulos se aproximam do crítico, o estádio pode ficar mais sensível para aplicação em sensoriamento.

As especificações determinadas para a fabricação dos ressonadores estádios foram.

- Estrutura: seis poços quânticos.
- Raio: $10\mu\text{m}$.
- Excentricidades
 - $\epsilon=0,19$, para evidenciar o modo losango.
 - $\epsilon=0,36$, para evidenciar o modo gravata borboleta, com chances de se observar o modo duplo quadrado e diamante,
- Sensoriamento: furos de $1\mu\text{m}$ introduzidos nas intersecções das trajetórias, Caso os furos sejam da mesma largura da trajetória, poderão extinguir a mesma, Caso os furos sejam menores poderão potencializar a capacidade de sensoriamento do ressonador,
- Dois métodos de sensoriamento poderão ser utilizados:

- Deslocamento dos modos de emissão do espectro resultante e observação de sua forma,
- Monitoramento da intensidade de emissão através da medida de foto-corrente com o auxílio de um estádio lateral integrado atuando como sensor,

Quando comparado com o interferômetro de Mach-Zehnder, o estádio apresenta maior sensibilidade para detecções de pequenas variações de índice de refração para comprimentos comparáveis de cavidades,

Referências

- ⁱ S. N. M. Mestanza, A.A. Von Zuben and N.C. Frateschi, “Future Trends in Microelectronics: The Nano Millennium”, John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey (2002), Cap. 4, 364.
- ⁱⁱ G. R. Fowles, “Introduction to Modern Optics”, 2^a ed., Dover Publications Inc., New York, 1975, Cap. 2, 44.
- ⁱⁱⁱ G. P. Agrawal, N.K. Dutta, “Semiconductor Lasers”, 2nd ed., Van Nostrand Reinhold, New York (1993)
- ^{iv} N. L. Bazhenov, K. D. Mynbaev, V. I. Ivanov-Omski, V. A. Smirnov, V. P. Evtikhiev, N. A. Pikhtin, M. G. Rastegaeva, A. L. Stankevich, I. S. Tarasov, A. S. Shkol’nik, and G. G. Zegrya, *Semiconductors*, 39 (10), 1252 (2005).
- ^v J. F. Carlin, A. V. Syrbu, C. A. Berseth, J. Behrend, A. Rudra, and E. Kapon, *Appl. Phys. Lett.*, 71 (1), 7 (1997).
- ^{vi} H. Nobuhara, K. Tanaka, T. Yamamoto, T. Machida, T. Fujii, and K. Wakao, *IEEE Photonics Tech. Lett.*, 5 (9), 961 (1993).
- ^{vii} B. W. Hakki, T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, 46, 3, 1299 (1975).
- ^{viii} G. R. Fowles, “Introduction to Modern Optics”, 2^a ed., Dover Publications Inc., New York, 1975, Cap. 4, 95.
- ^{ix} H. Mir Mohamad Hosseini, C. H. Yip and H. Ghafouri-Shiraz, *Microwave and Opt. Techn. Lett.*, 26 (3), 196 (2000).

- ^x Vallini, Felipe, Dissertação de Mestrado: “Amplificadores Ópticos de Semicondutores com Multi-contatos para Controle de Potência Óptica de Saturação”, V244a, Campinas, SP: [s.n.], Unicamp. (2009).
- ^{xi} G. P. Agrawal e N. K. Dutta, "Semiconductor Lasers", 2^a ed. Van Nostrand Reinhold, New York, 453 (1993).
- ^{xii} H. Burkhard, H.W.Dinges, E.Kuphal, J.Appl.Phys., 53(1), 655 (1982).
- ^{xiii} U. Grusemann, B. Zeitner, M. Rottschalk, J. P. Ruske, A. Tünnermann and A. Rasch, Applied Optics, 41, 29 (2002).
- ^{xiv} J Fujita, M. Levy, R. M. Osgood, Jr. and L. Wilkens and H. Dötsch, Appl. Phys. Lett., 76, 16 (2000).
- ^{xv} A. da Silva Filho; N. C. Frateschi, ECS Transition, 2005, 54 (2005).

Capítulo III

Processo de Fabricação

O processo de fabricação do ressonador estúdio definirá a qualidade da superfície de suas paredes laterais quanto à rugosidade e à verticalidade. Os meios corretos de se obter tal qualidade são definidos pelos resultados apresentados pelas diversas técnicas de fabricação. Todavia, esses métodos apresentam diferentes pontos fortes quanto à qualidade de superfícies corroídas, seletividade e controle. Entretanto, nenhum método reúne todas as características simultaneamente. Isso leva a elaboração de um processo híbrido que apresente, em um único resultado final, as qualidades fundamentais desejadas. Essas qualidades são: baixa rugosidade das paredes laterais, alta verticalidade, possibilidade de integração monolítica em qualquer ponto da amostra, versatilidade para a aplicação de modificações em estruturas prontas.

Dentre os pontos fortes da fabricação por FIB (*Focused Ion Beam*) estão:

- Alta verticalidade e baixa rugosidade das paredes laterais.
- Precisão e versatilidade em se estabelecer estruturas novas em qualquer ponto da amostra;
- Possibilidades de integração monolítica;
- Execução de modificações em estruturas já caracterizadas para posterior comparação, como a inserção de micro-furos.

Os pontos fortes das técnicas de microfabricação são:

- A seletividade na corrosão química, especificamente neste caso, das camadas InP em relação às camadas de InGaAs, InGaAsP e aos metais Ti, Pt e Au.
- Possibilidade de corrosão na direção paralela ao plano de crescimento do cristal.
- Metalização uniforme e tratamento térmico (pois será realizado antes de qualquer processo, o que evita danos ao dispositivo).

Este capítulo descreve as técnicas de micro-fabricação tradicional e de corrosão por FIB e suas possibilidades quando utilizadas em conjunto.

3.1 – Estrutura laser InGaAsP/InP

Como mostrado no Capítulo I, a estrutura utilizada para a fabricação dos ressonadores estádios foi a de um laser tradicional com seis poços quânticos de $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.43}\text{As}_{0.24}\text{P}_{0.76}/\text{InP}$, obtida por crescimento epitaxial por MOCVD (*Molecular Chemical Vapor Deposition*)ⁱⁱⁱ. O *wafer* com esta estrutura crescida foi fornecido pela T-Networks. A figura 1 mostra um esquema desta estrutura e suas dimensões.

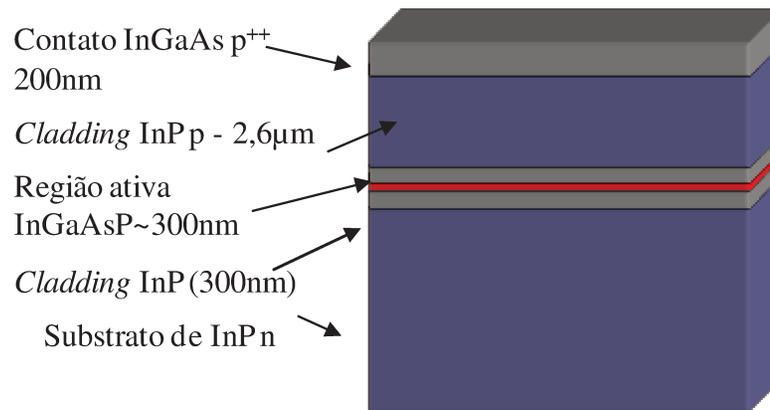


Figura 1: esquema da estrutura de múltiplos poços quânticos e suas dimensões.

As camadas epitaxiais desta estrutura são descritas a seguir em ordem inversa de crescimento, ou seja, da camada de camada InGaAs-p⁺⁺ ao substrato.

1. Camada InGaAs-p⁺⁺ de 200nm: é a camada sobre a qual é efetuado o contato ôhmico do dispositivo. Esta camada é altamente dopada com Zn (zinco) para que seu nível de Fermi se aproxime ao máximo do potencial químico do metal a ser depositado sobre a mesma. Assim a barreira de potencial a ser vencida pelos portadores injetados é desprezível.
2. *Cladding layer* de InP-p de 2,6µm: esta camada tem a função de efetuar o confinamento óptico da radiação emitida pelos poços quânticos. É dopada com Zn e tem índice de refração próximo a 3.
3. Região ativa de InGaAsP: é a região que comporta os seis poços quânticos separados por InGaAsP com diferentes composições. O índice de refração desse material é aproximadamente igual a 3,2.

4. *Cladding layer* de InP-n de $0,3\mu\text{m}$: esta camada também tem a função de efetuar o confinamento óptico da radiação emitida pela região ativa. É dopada com Si e tem índice de refração próximo a 3. Ambas as camadas *cladding* têm índice de refração inferior ao da região ativa por elas envolvida. Assim, a radiação fica confinada à região ativa aumentando a eficiência da emissão estimulada.
5. Substrato de InP tipo n: é o substrato sobre o qual toda estrutura é crescida com o mesmo parâmetro de rede, determinado pelas condições de crescimento epitaxial com elementos III-V. Possui orientação cristalina (001) e é altamente dopado com S, pois será também o contato ôhmico do dispositivo.

A região confinante é a região que contém os múltiplos poços quânticos de InGaAsP, o que configura o ressonador em um meio opticamente ativo. A qualidade cristalina do material que o ressonador é construído definirá a quantidade de defeitos introduzidos na estrutura. Esses defeitos podem causar espalhamento da radiação confinada ou absorver portadores, dificultando a recombinação e emissão de radiação. O perfeito casamento dos parâmetros de rede entre o InGaAs, InGaAsP e InP é fundamental para se minimize a geração desses defeitos. Por sua vez, o casamento dos parâmetros de rede entre as camadas epitaxiais está ligado diretamente ao correto controle das condições do crescimento epitaxial, tais como proporção dos compostos que são fontes dos elementos dos grupos III-V, temperaturas, taxas, tempos de crescimento, impurezas residuais e concentração dos dopantes. A qualidade de confinamento do ressonador em um meio opticamente ativo definirá se a luz conseguirá determinar trajetórias e modos estacionários sobre essas.

3.2 – Técnicas de microfabricação

As técnicas tradicionais de micro-fabricação têm por objetivo inicial transferir um *layout*, desenhado em metal sobre uma placa transparente (máscara litográfica), para a superfície de um substrato por meio de foto-gravações e revelações sobre um polímero foto-sensível (fotorresiste) e protetor. Posteriormente, diferentes níveis ou camadas epitaxiais podem ser alcançados por corrosão química por solução aquosa ou por plasma nas regiões não protegidas pelo polímero.

A grande vantagem do processo de micro-fabricação é a grande quantidade de elementos discretos ou integrados entre si que podem ser obtidos com grande precisão em um único ciclo de

processo. Suas desvantagens, entretanto, são a necessidade de fabricação de máscaras litográficas para alteração de *layouts* para diferentes testes e a necessidade de clivagem do *wafer*, para acessar dispositivos para realizar medidas ópticas referentes à emissão planar.

As etapas mais comuns em micro-fabricação são:

- **Fotogravação**

O fotorresiste (AZ3312-positivo e não reversível- ou AZ52-14 - reversível) é depositado sobre a amostra por processo de spinner (base rotativa) a 4000rpm e cura térmica em 110°C. A máscara litográfica é colocada e alinhada sobre a amostra com fotorresiste. A amostra é irradiada por U.V.400 (Ultravioleta de comprimento de onda igual a 400nm) e o desenho metálico do *layout* protege as regiões nas quais se deseja manter o fotorresiste (para o processo positivo). O polímero não protegido pela máscara litográfica é sensibilizado e removido na revelação (com revelador MIF312 ou AZ400). Para o processo negativo, após a exposição com máscara, a amostra passa por nova cura térmica a 90°C e por uma nova exposição sem máscaras. Neste caso a região sensibilizada será mantida e a outra será removida na revelação com revelador AZ351.

- **Deposições**

Dielétricos são depositados para isolamento elétrico entre camadas das estruturas ou de estruturas co-planares ou para passivaçãoⁱⁱⁱ. São depositados também em superfícies corroídas para passivação, a fim de reduzir a fuga de portadores pela superfície. Também são utilizados como máscaras para ataques químicos mais severos, principalmente por plasma a base de O₂, ou de longo tempo de corrosão, nos quais o fotorresiste se deteriora. Os dielétricos mais comuns são o nitreto de silício (Si₃N₄), óxido de silício (SiO₂) e o oxi-nitreto de silício (SiO_xN_y). A espessura típica para isolamento elétrico é de 120nm e para passivação, 30nm. A deposição destes dielétricos é realizada por ECR – Electron Cyclotron Resonance – Ressonância ciclotrônica de elétron.

- **Corrosões**

As estruturas epitaxiais são corroídas para a definição dos padrões fotogravados e para acessar camadas inferiores. Dielétricos são corroídos para se acessar os canais para

metalização de contato elétrico. As corrosões podem ser por solução aquosa ou por plasma.

○ Solução aquosa:

São altamente seletivas e apresentam alta qualidade de morfologia da superfície corroída. Contudo, a corrosão é isotrópica e os planos cristalinos são revelados com diferentes taxas de corrosão. Com isso, paredes verticais não podem ser obtidas e a forma do contorno de padrões não é mantida para grandes profundidades de corrosão. As diversas misturas para corrosão dos respectivos materiais são:

- Camadas de InGaAs e InGaAsP (taxa de corrosão de 1 μ m/min):
1H₂SO₄(96%):8H₂O₂(30%):40H₂O (DI-18M Ω).
- Camada de InP (taxa de corrosão de 1 μ m/min): 3HCl(38%):1H₂O(DI-18M Ω) ou 3HCl(70%):1H₃PO₄(85%).
- Para os dielétricos citados: *buffer* HF ou HF(39%).

○ Plasma:

A corrosão de compostos do grupo III-V por plasma^{iv, v}, apesar da baixa seletividade para camadas epitaxiais, proporciona paredes verticais e para a maioria dos compostos a qualidade da superfície é razoável. Porém, para compostos contendo índio (In), é necessária a utilização de gases clorados, que durante a corrosão geram cloreto de índio. Este composto é volátil a partir de 150°C e pode ser obstáculo para a corrosão, o que compromete a qualidade das paredes produzidas. O sistema de corrosão disponível em nosso laboratório é o RIE (*Reactive Ion Etch*) com adaptação para controle de temperatura até 155°C, em princípio, suficiente para o processo. Outra opção conhecida é utilizando o plasma com metano^{vi}, porém a deposição indesejável de polímeros por toda câmara e amostra inviabilizam o processo. Dielétricos são removidos com maior facilidade. As condições de corrosão são:

- Camadas epitaxiais: 25sccmSiCl₄:25sccmAr, 200mTorr, 200W_{RF}, 150°C.
- Dielétricos citados: 5sccmSF₆:10SccmAr, 50mTorr, 40W_{RF}, 20°C.

- **Metalização:**

Na maioria dos processos é feito por *lift-off*. Esse processo consiste em uma fotogração que proteja as áreas que não serão metalizadas, seguido de deposição de metal sobre toda a amostra. Por imersão e jateamento com acetona, o fotorresiste é removido juntamente com o metal e a superfície desprotegida permanece metalizada. Para o contato p, sobre o InGaAs-p⁺⁺ do topo é utilizada a deposição de Ti (titânio)/ Pt (platina)/ Au (ouro)^{vii} com espessuras de 100nm/200nm/200nm, respectivamente. O contato n sobre o verso do substrato InP-n é realizado pela deposição de Au/Ge (germânio) /Ni (níquel)^{viii}. O tratamento térmico dos contatos é realizado por RTP (*Rapid Thermal Process*) que eleva linearmente a temperatura de 25°C (temperatura ambiente) a 420°C em 30s, mantendo-a estável por 10s, seguido de resfriamento natural, com todo processo realizado em atmosfera inerte.

- **Clivagem:**

Como o estádio é de emissão planar, será necessário o acesso frontal e lateral ao dispositivo com fibras ópticas para coleta do espectro de emissão. Logo, esses dispositivos devem estar o mais próximo possível da borda da amostra. Isso é conseguido com a clivagem do *wafer* após a fabricação. A desvantagem é que as estruturas que ficam nas bordas são facilmente danificadas neste processo. A clivagem é realizada manualmente com clivador de pontas finas (50µm de diâmetro) diamantadas e com auxílio de estereoscópio (ampliação de 40×) e marcas da fotogração sobre a amostra.

Dificuldades com as técnicas de micro-fabricação para a obtenção das estruturas estádio foram encontradas nas etapas de corrosão. A tentativa com solução aquosa apresentou deformações na estrutura do estádio devido à anisotropia da corrosão, apesar da ótima morfologia da superfície, e paredes não verticais. A figura 2 apresenta várias fotos que mostram as deformidades e as paredes.

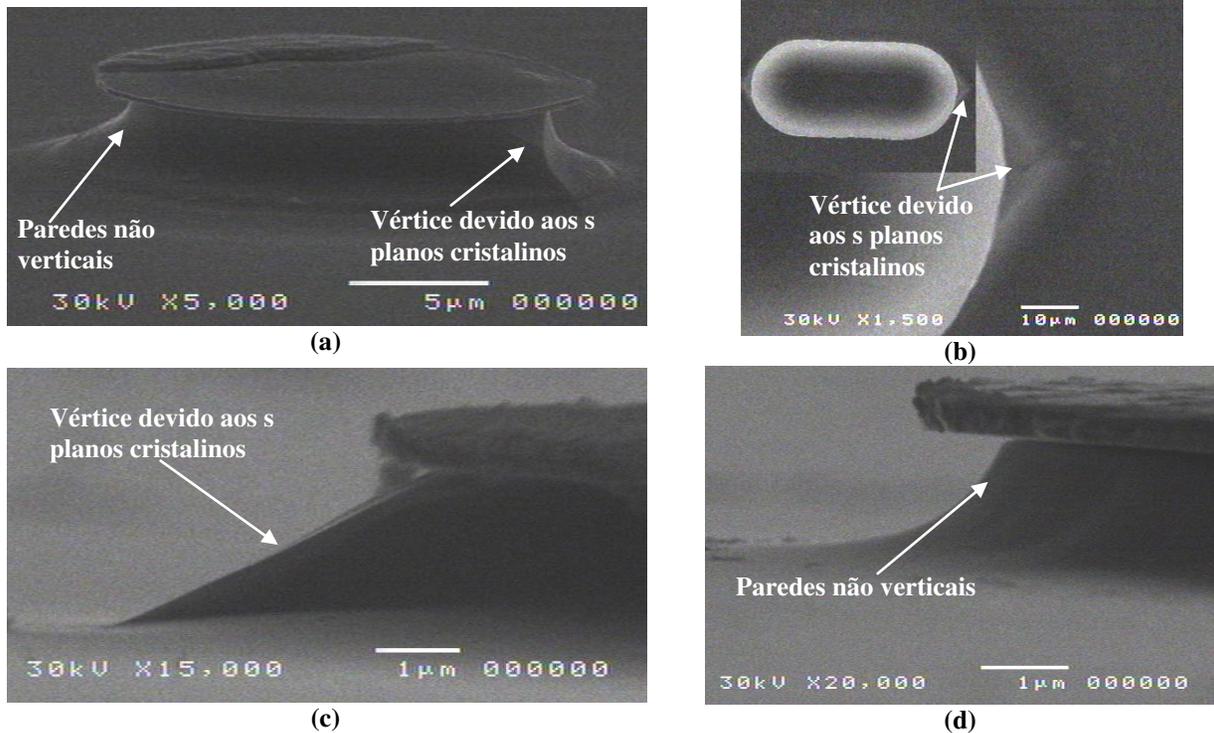


Figura 2: Alguns resultados obtidos com a corrosão por solução aquosa. (a) vista geral de um estádio após a corrosão, (b) vista superior do estádio com detalhe do vértice devido a revelação dos planos cristalinos pela corrosão, (c) vista de uma das extremidades do estádio e (d) vista de uma das laterais do estádio.

Na figura 2 (a) é possível observar que a forma de estádio do ressonador não é conservada ao longo da corrosão e as paredes da estruturas não são verticais. Observando a vista superior desta estrutura (figura 2(b), na parte superior esquerda) pode-se notar um vértice formado por planos cristalinos revelados durante a corrosão isotrópica. Os diferentes planos cristalinos revelados pela corrosão podem ser observados nas figuras 2(c) e 2(d), que correspondem às regiões sob a extremidade que contém o semicírculo da estrutura estádio e a lateral retilínea do mesmo, respectivamente.

A corrosão por plasma promoveu a verticalidade das paredes, porém apresentou também grandes rugosidades e falta de reprodutibilidade do processo de corrosão. A figura 3 mostra um dos resultados da corrosão por RIE.

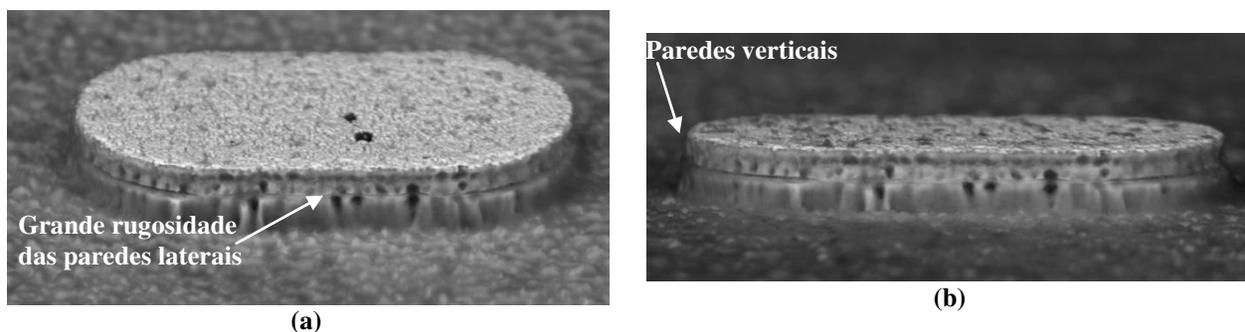


Figura 3: estrutura obtida por plasma RIE: (a) vista geral e (b) vista lateral.

A figura 3(a) mostra grande rugosidade das paredes e do campo corroído pelo plasma. A figura (b) mostra que as paredes estão verticais. A falta de reprodutibilidade (inerente ao sistema do laboratório) do processo e, principalmente, a grande rugosidade apresentada, inviabilizam sua aplicação para fabricação deste dispositivo, uma vez que as paredes verticais devem atuar como espelhos do ressonador.

3.3 – FIB – *Focused Ion Beam*

O sistema FIB, localizado no CCS, é na verdade um sistema duplo, que funciona em conjunto com um microscópio eletrônico próprio. Tecnicamente é definido como “Dual-beam system - Focused Ion Beam / Scanning Electron Microscopy”, o que resulta nas siglas (FIB / SEM). É uma ferramenta de grande importância para micro-fabricação^{ix} discreta associada a nanoestruturas^x, bem como MEMS (Micro Electrical Mechanical Systems)^{xi} e NEMS (Nano Electrical Mechanical Systems)^{xii}. Esse sistema permite gravar padrões diretamente na superfície, sem o uso de máscaras litográficas, possibilitando, em qualquer ponto da amostra, a prototipagem rápida e individual de dispositivos por corrosão como micro-usinagem. Além disso, é capaz de depositar localmente metais e dielétricos. O SEM acoplado pode obter imagens de alta resolução através de microscopia eletrônica de varredura e também filmar processos de corrosão.

O sistema FIB utiliza um feixe de 7nm de diâmetro composto por íons de Ga^+ com energia de 30keV e uma corrente de íons da ordem de dezena de nA para corrosões. Quando o sistema FIB opera com feixe de íons à baixa energia (até 30keV) e à baixa intensidade (até 10nA), partículas secundárias são geradas e, sendo coletadas, possibilitam a formação de imagens da superfície. Este processo fica impraticável para altas energias e intensidades, pois o número de partículas formadas satura o detector, impedindo a formação de imagens.

Este processo de obtenção de dispositivos, apesar de dispensar o uso de máscaras litográficas, utiliza “máscaras virtuais”. O *software* do sistema já possui alguns padrões simples e com dimensões ajustáveis, tais como retângulos, círculos e algumas combinações. Outros padrões especiais, como o estádio, devem ser confeccionados previamente como figura em formato “bmp” em preto e branco (1 bit de definição de cores). Todavia, as figuras devem estar em alta resolução (neste caso foi utilizado 254dpi, 1200×1600 pixels), pois o diâmetro do feixe e a precisão do sistema transcrevem à estrutura os quadriculados dos pixels que formam o contorno das figuras com baixa resolução. Outra maneira mais viável é a utilização de matrizes com coordenadas especiais em arquivos texto com extensão “str” (de *stream file*). Essas matrizes são obtidas selecionando as coordenadas dos pontos em branco que serão corroídos. Esse processo pode ser realizado em programas com pacotes de algoritmos matemáticos que leiam a matriz bmp e registrem a posição do pixel desejado. Como exemplo, a figura 4 mostra duas imagens em “bmp” que foram convertidas posteriormente em “str”.

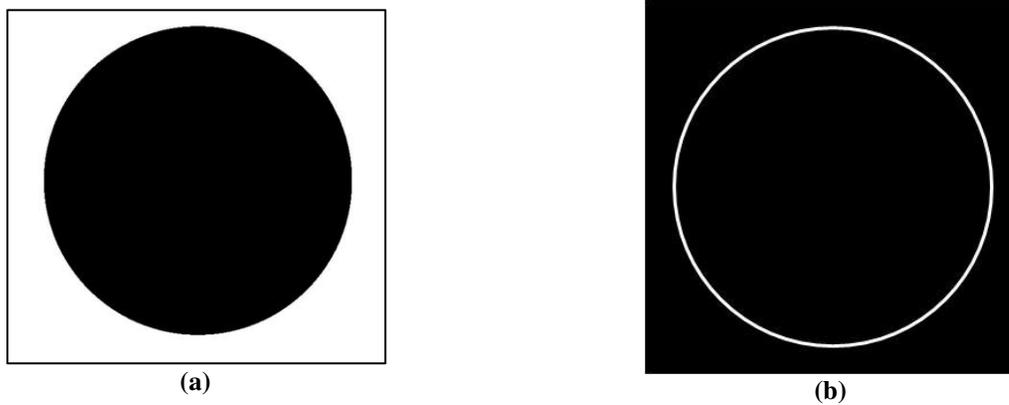


Figura 4: Esquema de máscaras virtuais em “bmp”. As partes em branco são corroídas: com a máscara virtual (a) a forma do disco é definida e com a máscara virtual (b) é feito o polimento das paredes.

Os dois padrões são necessários para se otimizar a razão tempo de processo e qualidade das paredes verticais. A primeira máscara é utilizada para definir a forma do disco. Esta etapa é realizada com alta corrente de íons. Para a superfície das paredes verticais apresentarem baixa rugosidade é necessário executar uma nova corrosão, apenas do contorno da estrutura, à baixa corrente de íons. Esta etapa é denominada de polimento. A figura 5 mostra um disco que passou pelas duas etapas de corrosão utilizando as máscaras apresentadas na figura 4. Nesta estrutura é possível observar a qualidade da superfície resultante das duas etapas de corrosão.

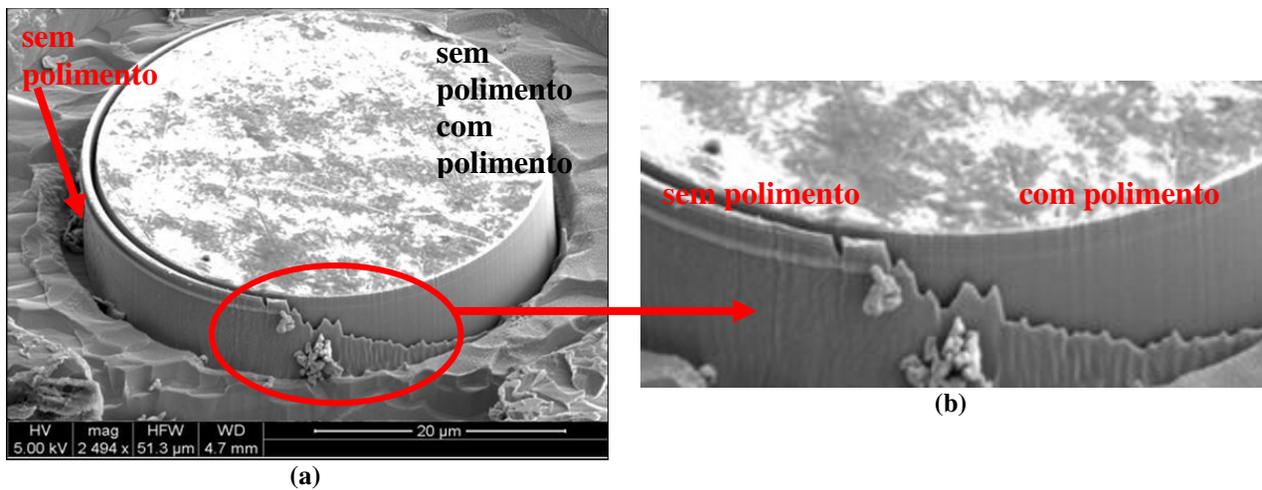


Figura 5: disco corroído por FIB: (a) vista geral do disco onde se vê as regiões sem polimento (esq.) e com polimento (dir.) e (b) detalhe ampliado da região.

Na figura 5 (a) é mostrado um disco que apresenta uma região que contém duas partes, uma com polimento, à direita, e outra sem polimento, à esquerda. A figura 5 (b) mostra o detalhe circulado ampliado para observação da rugosidade de ambos os processos. É possível observar que a região com polimento apresenta menor rugosidade.

Como é de grande interesse a obtenção de altos valores de Q em ressonadores, baixas rugosidades são fundamentais para a estrutura. Em relação à corrosão por RIE, a corrosão por FIB apresenta esta grande vantagem. Entretanto, apesar de o FIB poder metalizar localmente as estruturas, a metalização de grandes áreas, como a parte superior do estádio ou disco, é impraticável neste sistema. Além disso, corrosão das bases de InP para a formação de pedestais de sustentação da região ativa, a fim de aumentar o confinamento óptico (o que é previsto neste projeto), é inviável no sistema FIB de corrosão.

A proposta para solução foi desenvolver uma técnica híbrida que una as vantagens da micro-fabricação e do sistema FIB. Várias combinações em várias partes do processo são possíveis. É apresentada a seguir a técnica que gerou os melhores resultados.

3.4 – Fabricação dos estádios por processo híbrido

Foram fabricados dois estádios de raio $R=10\mu\text{m}$ com excentricidades $\varepsilon=0,19$ e $\varepsilon=0,36$. Para comparação, foram também fabricados discos de $R=10\mu\text{m}$, que correspondem a $\varepsilon = 0$. As etapas de

fabricação neste processo híbrido são mostradas na figura 6. Nesta figura são apresentadas as etapas de metalização (A), corrosão por FIB (B) e corrosão química (C) para afinamento do pedestal.

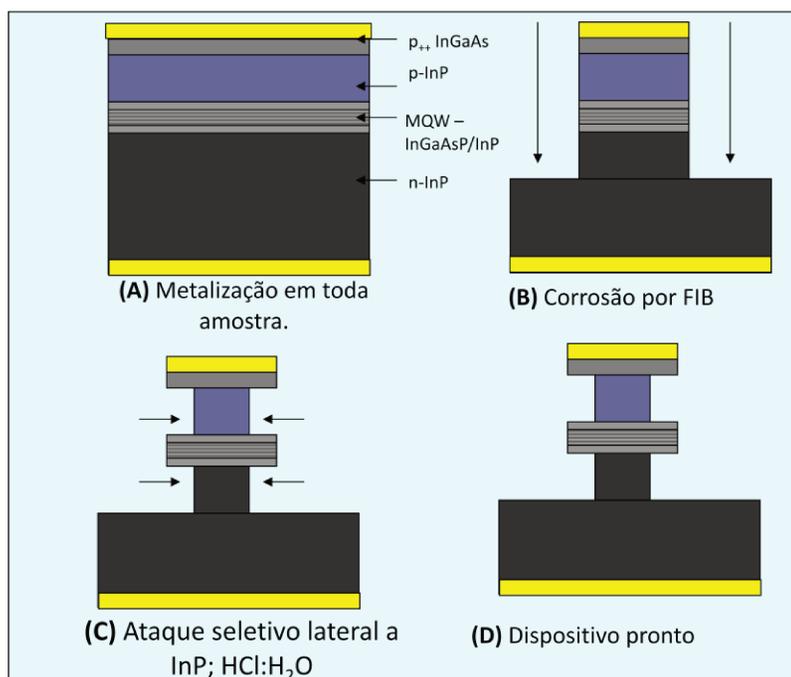


Figura 6: resumo das etapas do processo híbrido de fabricação do estágio: metalização (A), corrosão por FIB (B) e corrosão química (C) para afinamento do pedestal

3.4.1 – Metalização

Ambas as superfícies, a de InGaAs-p^{++} e verso do substrato de InP-n , são metalizadas totalmente, sem qualquer fotogração prévia. Primeiramente, é metalizada a camada de InGaAs-p^{++} com Ti/Pt/Au , com respectivas espessuras de $100\text{nm}/200\text{nm}/200\text{nm}$. Posteriormente é metalizado o verso do substrato de InP-n com Au/Ge/Ni/Au . O tratamento térmico dos contatos é realizado por RTP (*Rapid Thermal Annealing*) que eleva linearmente a temperatura de 25°C (temperatura ambiente) a 420°C em 30s, mantendo-a estável por 10s, seguido de resfriamento natural, com todo processo realizado em atmosfera inerte.

3.4.2 – Clivagem e preparação para corrosão por FIB

Após metalização e antes de qualquer outro processamento, a amostra é clivada em barras de largura da ordem de 2mm. Esse procedimento prévio evita que as estruturas sejam danificadas quando estiverem prontas. Para minimização de danos na manipulação das barras, estas são coladas (com cola condutora composta por uma mistura de partículas de prata descrita como “cola-prata” – *Colloidal Silver Liquid*) sobre um substrato de silício (devido a sua resistência mecânica relativamente alta) metalizado com ouro, para haver contato elétrico com o substrato de InP . A

figura 7 mostra duas barras do *wafer* (com a estrutura descrita na figura 1) com ambos os lados metalizados (conforme mostra a figura 6(A)) e coladas sobre lâmina de Si metalizado com ouro^{xiii}, servindo como base para contato elétrico inferior e facilitar a manipulação das amostras.

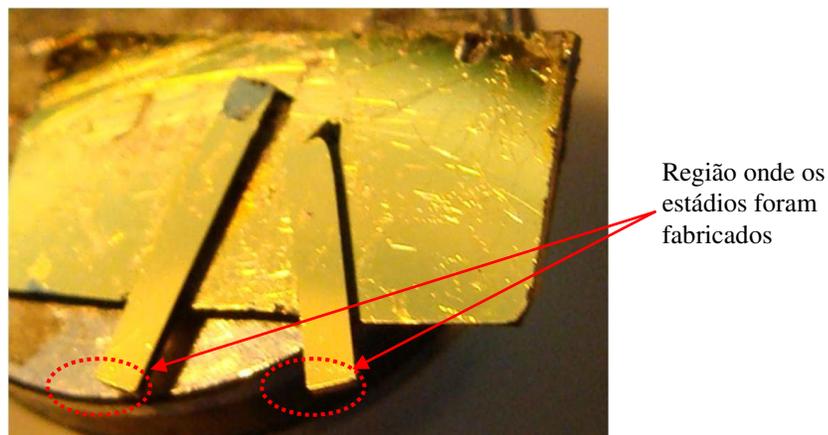


Figura 7: amostras metalizadas e coladas sobre lâmina de Si também metalizada, prontas para iniciar a corrosão pelo sistema FIB.

A montagem apresentada nesta figura está feita sobre o suporte utilizado pelo sistema FIB para a operação de corrosão. As estruturas são fabricadas próximas às arestas das regiões circulares e indicadas na figura 7, o que facilita o acesso local com a fibra óptica para obtenção do espectro de emissão em condições normais e em aplicação de sensoriamento. A disposição das barras, neste caso específico, facilita o acesso de fibra óptica sem que seja necessário realizar a troca ou mudança de posição das amostras durante as medidas.

3.4.3 – Corrosão por FIB

As máscaras virtuais foram desenhadas em arquivo de extensão *bmp* e posteriormente convertidas em arquivo de extensão *“str”*. A figura 8 mostra as máscaras utilizadas na fabricação dos dispositivos. A figura 8(a) mostra a máscara para o disco e a 8(b) para o seu polimento; a figura 8(c) mostra a máscara para o estádio $\epsilon=0,19$ e a 8(d) para o seu polimento; a figura 8(e) mostra a máscara para o estádio $\epsilon=0,36$ e a 8(f) para seu polimento.

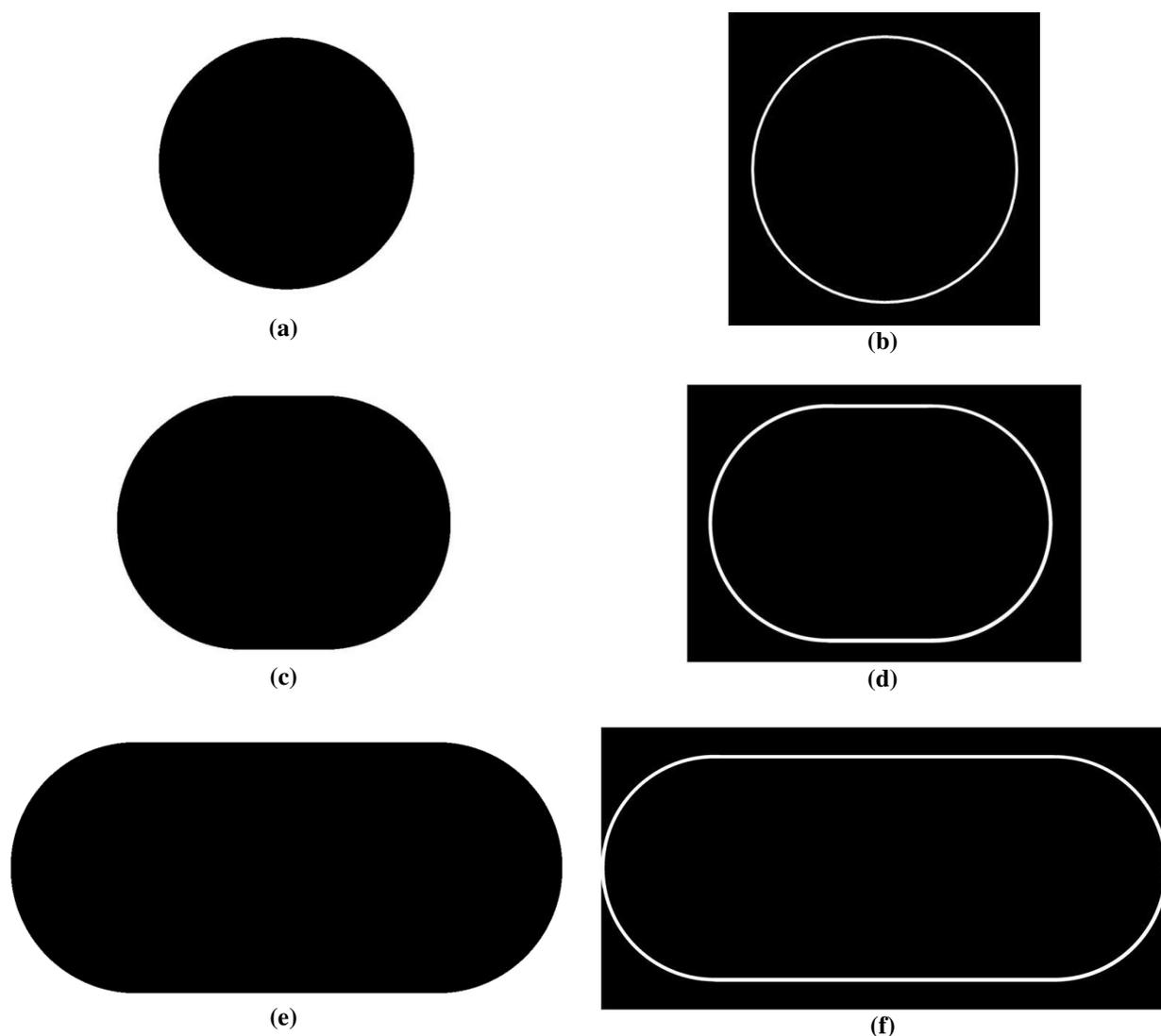


Figura 8: máscaras em bmp utilizadas pelo sistema FIB: (a) para disco e (b) e seu polimento, (c) para o estádio $\varepsilon=0,19$ e (d) seu polimento, (e) para o estádio $\varepsilon=0,36$ e (f) para seu polimento.

Essas máscaras são a última versão das várias utilizadas em diversas tentativas, e foram feitas com a resolução de 254dpi e 1200×1600 pixels. A resolução do FIB está associada ao número de pontos que geram as coordenadas para a corrosão (no máximo: na horizontal são 4095 pontos e na vertical são 3536 pontos, totalizando $14,5 \times 10^6$ de pontos, aproximadamente), à área apresentada na tela conforme a ampliação do SEM e ao diâmetro do feixe de íons. A maior limitação para a edição das imagens é o número de pontos que definem a área para a corrosão, pois o sistema consegue armazenar aproximadamente 1×10^6 pontos, devido à insuficiência de memória. A otimização visou reduzir o tempo de corrosão, que é próximo a 30min por estrutura, incluindo alinhamento focalização dos feixes e o polimento com a melhor qualidade possível. Os erros cometidos nas versões que falharam foram os seguintes:

- Baixa resolução da figura: o contorno para o polimento apresentava grande rugosidade.
- Contorno para polimento composto por desenhos separados (arco de semi-circunferência, linhas, retângulos e semicírculos) em alta resolução: a resolução fica muito boa, porém, a união dos padrões corroídos é feito manualmente na tela de controle de operação do FIB, o que compromete a exatidão da excentricidade e a suavidade das paredes laterais do estádio.
- Figuras de altíssima resolução: causavam freqüentes erros de falta de memória do microcomputador.
- Arquivos “str” de figuras de altíssima resolução: o controle do FIB suporta apenas um milhão de pontos associados à área corroída.
- Largura excessiva da faixa de contorno para polimento: o tempo de corrosão para se obter um acabamento com baixa rugosidade era muito elevado.
- Duas estruturas em uma única máscara: para que esta caiba na tela de operação do FIB, era possível apenas a execução do polimento com alta corrente iônica, o que prejudica a qualidade das paredes laterais.

A operação do FIB e a otimização dos parâmetros foram realizados pelo aluno de mestrado Luis A. M. Barea, que possui treinamento específico para operação do sistema. Esses parâmetros utilizados estão estabelecidos da seguinte forma:

- Corrosão à alta corrente de íons de Ga^+ :
 - Corrente de ions: 20nA
 - Energia dos ions: 30 keV
 - Tempo de corrosão: 15min para atingir a profundidade de $4\mu\text{m}$ ($1\mu\text{m}$ abaixo da região ativa)
- Polimento - Corrosão à baixa corrente de íons de Ga^+ :
 - Corrente de íons: 1nA
 - Energia dos íons: 30 keV
 - Tempo de corrosão: 6 min.

A figura 9 mostra a estrutura estádio de $\epsilon=0,36$ após a corrosão. A figura 9 (a) mostra uma imagem obtida por SEM e a figura 9 (b) mostra uma imagem obtida por microscopia óptica (MO).

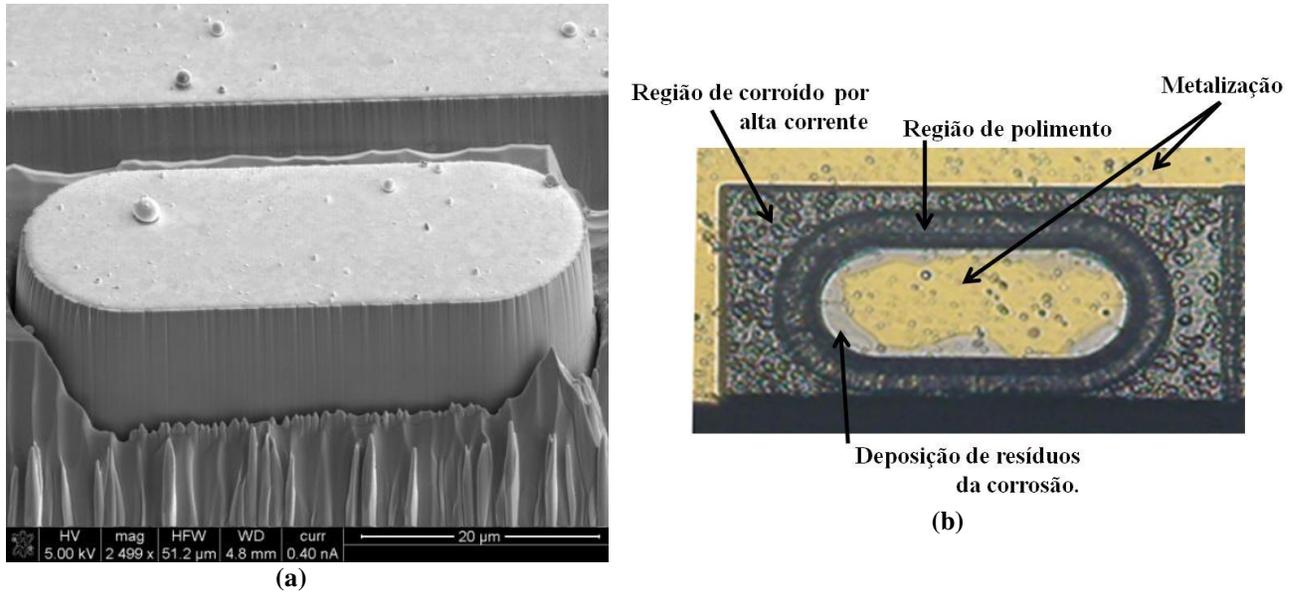


Figura 9: Estádio de $\epsilon=0,36$: (a) imagem obtida por SEM da estrutura após corrosão e polimento; (b) imagem por MO (vista superior)

A estrutura mostrada na figura 9(a) encontra-se bem próxima à aresta da amostra e apresenta baixa rugosidade em suas paredes verticais. Nota-se que a profundidade atingida pela primeira corrosão chega a $5\mu\text{m}$ e o polimento atinge cerca de $10\mu\text{m}$. As partes irregulares que restaram após o polimento são retiradas durante a corrosão do pedestal com solução aquosa. A figura 9(b) apresenta em vista superior por MO as regiões metalizadas em amarelo e indicadas pelas setas. As regiões em cinza são devidas à deposição de resíduos vindos da corrosão pelo feixe de íons. A região de polimento alcança uma profundidade maior, pois parte do contorno atinge a região externa ao disco, anteriormente corroída.

O feixe de íons pode causar defeitos^{xiv, xv, xvi} na estrutura da região ativa devido à implantação de íons^{xvii} espalhados lateralmente e mesmo pelos impactos diretos que alteram a estrutura cristalina local. O tratamento térmico é uma forma de minimizar os defeitos e seus danos ao funcionamento do dispositivo. Todavia esta técnica, até o momento da execução deste trabalho, não havia sido desenvolvida e seus efeitos não haviam sido constatados. O estudo do tratamento térmico foi positivo^{xviii} e poderá ser incorporado a processos semelhantes em trabalhos futuros.

3.4.4 – Corrosão com solução aquosa $1\text{H}_3\text{PO}_4(85\%):3\text{HCl}(38\%)$

A corrosão com $1\text{H}_3\text{PO}_4(85\%):3\text{HCl}(38\%)$ é totalmente seletiva, corroendo apenas o InP. Sua seletividade ocorre também para a metalização superior de Ti/Pt/Au que não é corroída. Com

isso apenas a parte do contato metálico do substrato com a amostra (Au/Ge/Ni e a “cola-prata”) deve ser protegido. Esta proteção impede também que partículas de prata e de cola fiquem aderidos aos estádios durante a corrosão. Neste caso foi utilizado fotorresiste depositado com conta-gotas fino. A figura 10 mostra uma das amostras preparadas para corrosão química do pedestal de InP.

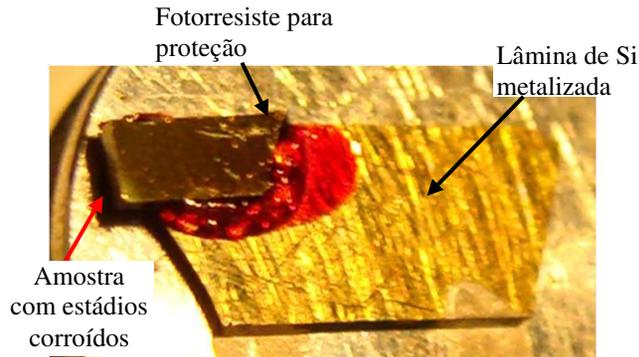


Figura 10: Amostra protegida por fotorresiste para o processo de corrosão química.

A corrosão seletiva com $1\text{H}_3\text{PO}_4(85\%):3\text{HCl}(38\%)$ é realizada por um tempo de 40s. Este tempo é suficiente para que o InP seja corroído lateralmente e o pedestal de dimensão adequada seja obtido. A figura 11 mostra os estádios finalizados.

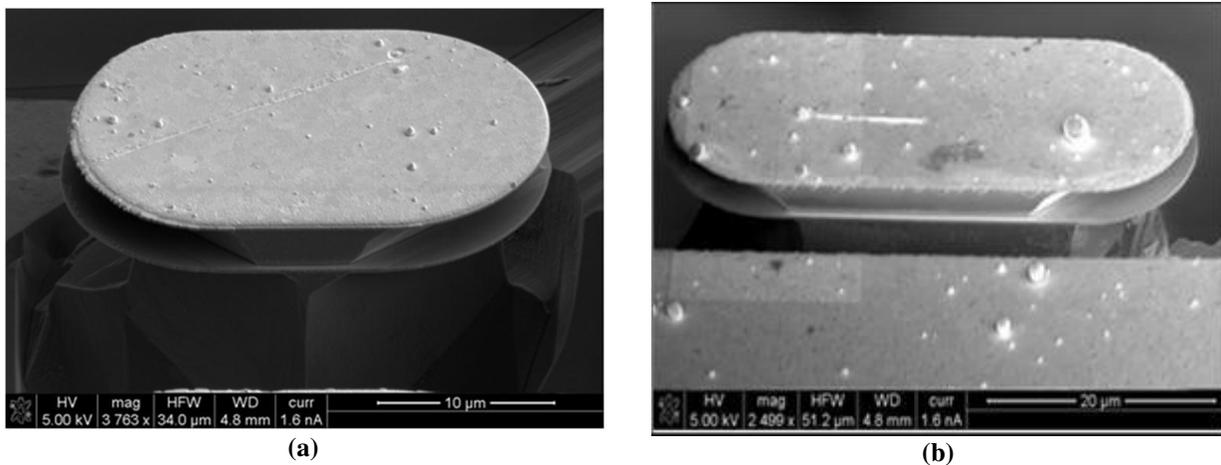


Figura 11: estádios finalizados: (a) $\epsilon=0,19$ e (b) $\epsilon=0,36$.

Na figura 11(a) é apresentado o estágio com $\epsilon=0,19$ e na figura 11(b) é mostrado o estágio com $\epsilon=0,36$. Os pedestais obtidos serão a região de injeção de corrente elétrica. A região fora do pedestal terá grande confinamento óptico, mas será uma região de maior absorção óptica.

3.5 – Integração monolítica

Aproveitando a versatilidade do FIB para fazer estruturas individuais, foi realizada uma série de testes para avaliar a viabilidade do processo de integração monolítica, com vistas à aplicação em sensoriamento. O sistema FIB executa a corrosão realizando a varredura com o feixe de íons de dois modos: das bordas para o interior da estrutura (borda/interior) ou no sentido oposto, do interior para a borda da estrutura (interior/borda). A dificuldade encontrada foi em perceber que os resíduos depositados sobre a estrutura dificultavam a corrosão do pedestal. Isso foi solucionado optando pelo modo de corrosão borda/interior. Assim, as paredes do estádio são as últimas partes a serem corroídas e, conseqüentemente, ficam mais limpas. Quando se trata de mais de um dispositivo integrado ocorre outro problema: o primeiro dispositivo corroído receberá resíduos da corrosão do segundo (ou demais) dispositivo. Isso foi minimizado replicando a máscara no sistema e tornando-a uma única estrutura a ser corroída na direção borda/interior. A figura 12 mostra imagens de MO de processos de integração testados para alguns pares de estruturas. O diâmetro dos círculos é de $40\mu\text{m}$. A distância de separação foi determinada, neste caso, pela dimensão das áreas de corrosão, pois elas foram minimamente sobrepostas.

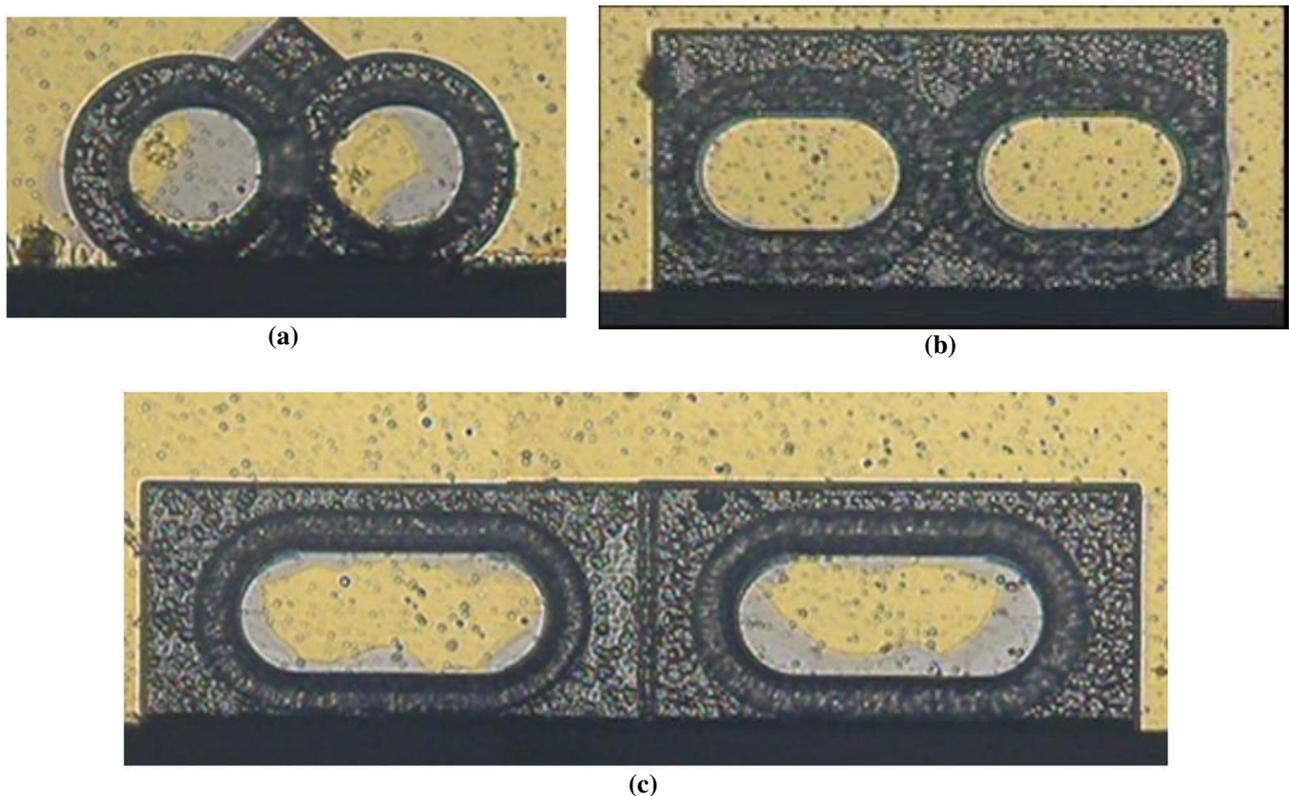


Figura 12: pares de estruturas integradas: (a) disco, (b) estádio com $\epsilon=0,19$ e (c) estádio com $\epsilon=0,36$

A figura 12 (a) mostra dois discos integrados, separados por $30\mu\text{m}$ aproximadamente. Nesta integração os discos foram corroídos individualmente, em seqüência, primeiro o da esquerda e depois o da direita. Nesta figura é possível observar que os resíduos (regiões em cinza) foram mais depositados no primeiro disco corroído, o da esquerda. A figura 12 (b) mostra os estádios de $\varepsilon=0,19$ integrados frontalmente, separados por $27\mu\text{m}$ aproximadamente. Esta estrutura foi corroída através de uma única máscara obtida por replicação no sistema. É possível observar que existem apenas pequenas regiões próximas às bordas com resíduos de corrosão. A figura 12 (c) mostra os estádios de $\varepsilon=0,36$ integrados frontalmente e separados por $60\mu\text{m}$ aproximadamente. Nesta integração, os estádios foram corroídos individualmente, primeiro o da direita e depois o da esquerda, ambos no modo interior/borda. Nota-se que os resíduos são depositados em uma faixa que contorna ambos os estádios. O estádio corroído primeiro (direita) possui mais resíduos depositados.

A integração de dispositivos foi realizada optando pela replicação das máscaras virtuais e corrosão borda/interior. Entretanto existe um limite de tamanho de tela para se replicar as máscaras. Durante as integrações sempre foi observado a melhor forma para se evitar a deposição de resíduos nos demais estádios. Uma solução adotada foi a de realizar o polimento apenas após todos os estádios terem sido corroídos.

3.6 – Conclusão do capítulo

Neste capítulo foi apresentada a técnica híbrida otimizada para a confecção de estruturas de micro-discos e estádios de $\varepsilon=0,19$ e $\varepsilon=0,36$ discretos e integrados monoliticamente.

Foi mostrado que a técnica híbrida de fabricação reúne as vantagens das técnicas de micro-fabricação e da fabricação por FIB. As vantagens agregadas a este processo são:

- Metalização tradicional por evaporação em superfície de grande área.
- Clivagem em barras antes de qualquer processamento para medidas ópticas para acesso local por fibra.
- Corrosão por FIB com a obtenção de paredes totalmente verticais e com baixíssima rugosidade.

- Não utilização de máscaras litográficas no processo, mas apenas máscaras virtuais compostas por figuras de formato bmp que podem ser convertidas em arquivo específico e compacto no formato str.
- Versatilidade do sistema FIB em corroer estruturas em regiões estratégicas e vantajosas para medidas de caracterização e de aplicação em sensoriamento.
- Corrosão química para afinamento dos pedestais que suportam a região ativa.

Foram estabelecidos os parâmetros que otimizam o tempo de corrosão e a alta qualidade das paredes verticais requerida por um ressonador óptico:

- Corrosão à alta corrente: 20nA(Ga⁺)/30 keV/15min (4μm)
- Polimento: 1nA(Ga⁺)/30 keV/6min.

Foram estabelecidas as ordens de corrosão para se evitar deposição de resíduos que prejudicam a corrosão química para afinamento do pedestal de InP.

Foram obtidas estruturas integradas lateral e frontalmente para os estádios $\epsilon=0,19$ e $\epsilon=0,36$. Esta disposição possibilita acesso direto aos ressonadores com fibra óptica para obtenção do espectro de emissão, bem como a comparação entre o comportamento de dispositivos para o sensoriamento.

Referências

ⁱ W.T. Tsang, Appl. Phys. Lett. 45, 1234 (1984).

ⁱⁱ W.T. Tsang, J. Cryst. Growth. 81, 261 (1987).

ⁱⁱⁱ L. B. Zoccal, J. A. Diniz, I. Doi, J. Swart, A. M. Daltrini, S. A. Moshkalyov, J. Vacuum Science & Techn. B, 24 (4), 1762 (2006).

^{iv} L. A. Coldren, J. A. Rentschler, J. Vacuum Science and Techn., 19 (2), 225 (1981).

- ^v R. J. Shul, J. A. Howard, C. B. Vartuli, P. A. Barnes, W. Seng, *J. Vacuum Science & Techn. A*, 14 (3), 1102 (1996).
- ^{vi} R. Y. Fang, D. Bertone, G. Morello, and M. Meliga, *J. Electrochem. Soc.*, 144(11), 3940 (1997).
- ^{vii} G. Stareev, *Appl. Phys. Lett.*, 62 (22), 2801 (1993).
- ^{viii} O. Masaki, *J. Appl. Phys.*, 51 (1), 406 (1980).
- ^{ix} J. Schrauwen, J. Van Lysebettens, T. Claes, K. De Vos, P. Bienstman, D. Van Thourhout, and R. Baets, *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 20, 2004 (2008).
- ^x Y. K. Kim, A. J. Danner, J. J. Raftery, Jr., and K. D. Choquette, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 11, 1292 (2005).
- ^{xi} M. Villarroya, N. Barniola, C. Martinb, F. Pérez-Muranob, J. Esteveb, L. Bruchhausc, R. Jedec, E. Bourhisd and J. Gierakd., *Microelectron. Eng.*, 84, 1215 (2007).
- ^{xii} J. Ji-wei, Y. Heng, L. Tie, L. Xin-xin, and W. Yue-lin, *Optoelectronics Lett.*, 3 (2), 91 (2007)
- ^{xiii} F. G. Kalaitzakis, N. T. Pelekanos, P. Prystawko, M. Leszczynski, G. Konstantinidis, *Appl. Phys. Lett.* 91 (26), 261103, (2007).
- ^{xiv} J.Y. Dai, S.F. Tee, C.L. Tay, Z.G. Song, S. Ansari, E. Er, S. Redkar, *Microelectron. J.*, 32, 221 (2001).
- ^{xv} J. Yu, J. Liu, J. Zhang, J. Wu, *Mater. Lett.*, 60, 206 (2006).
- ^{xvi} G.B. Thompson, M.K. Miller, H.L. Fraser, *Ultramicroscopy*, 100, 25 (2004).
- ^{xvii} Park, C.M. Bain, J. A. Clinton, T. W. van der Heijden, P. A. A. Klemmer, T. J., *Appl. Phys. Lett.*, 84(17), 3331 (2004).
- ^{xviii} F. Vallini, D.S. L. Figueira, P. F. Jarschel, L. A. M. Barea, A. A. G. von Zuben, and N. C. Frateschi, *J. Vac. Sci. Technol. B*, 27(5), L25 (2009).

Capítulo IV

Caracterização do Ressonador Estádio

A caracterização do ressonador estádio é composta pela caracterização elétrica e óptica. A caracterização elétrica tem por objetivo avaliar o comportamento do ressonador por meio da obtenção da curva da corrente elétrica injetada pela voltagem aplicada. A estrutura semicondutora, apesar de conter camadas ativas de múltiplos poços quânticos, é uma junção p-n típica. Sendo assim, é esperado que seu comportamento seja como de um diodo de junção p-n. Por meio desta curva, alguns parâmetros típicos serão obtidos, tais como resistência série, resistência dinâmica, corrente de saturação em polarização reversa e fator de idealidade. A resistência em série está associada à qualidade dos contatos ôhmicos do diodo e o objetivo é atingir o menor valor possível. A resistência dinâmica é a derivada da voltagem em relação à corrente, permite a avaliação da resistência reversa associada à junção e o objetivo é obtê-la com o maior valor possível. A corrente de saturação é corrente que passa pelo diodo sob polarização reversa. Esta corrente é proveniente de fugas devido à densidade de estados livres na superfície do dispositivo, defeitos cristalinos, dopagens/impurezas residuais na estrutura, geração de fotocorrente devido à absorção óptica ou devido a falhas no processo de fabricação que causem algum tipo de fugaⁱ. O objetivo é obter o menor valor possível de corrente de saturação. O fator de idealidade é o coeficiente adimensional η que participa da equação típica do diodo ideal dada por $I = I_{saturação} \left(e^{\frac{qV_D}{\eta kT}} - 1 \right)$, na qual “I” é a corrente que passa pelo diodo, “ $I_{saturação}$ ” é a corrente de saturação, “q” é a carga elementar, “ V_D ” é a diferença de potencial sobre o diodo, “k” é a constante de Boltzman e “T” é a temperatura absoluta da junção. Este fator avalia a região IxV do diodo que se comporta como o modelo ideal. Para dispositivos não emissores o fator é tipicamente 1 e para diodos emissores, é tipicamente 2ⁱⁱ.

A caracterização óptica do ressonador é feita pela obtenção do espectro de emissão do ressonador e pela observação das emissões associadas às respectivas trajetórias preferenciais. Por meio do espectro de emissão é possível determinar a separação modal e também calcular o valor do

fator de qualidade Q pela razão $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ do ressonador (sendo λ o comprimento de onda do modo ressonante e $\Delta\lambda$ a largura do modo à meia altura).

A análise dos resultados associa o resultado experimental obtido à previsão do modelo matemático elaborado. Alguns problemas ocorridos são expostos assim como suas possíveis soluções.

4.1 – Caracterização elétrica dos estádios

Para a caracterização elétrica foi utilizado uma fonte/multímetro modelo 2400 Source Meter – Keithley. As figuras 1(a), 1(b), 1(c) e 1(d) mostram respectivamente as curvas $i \times V$, e $|i| \times V$, resistência dinâmica e fator de idealidade.

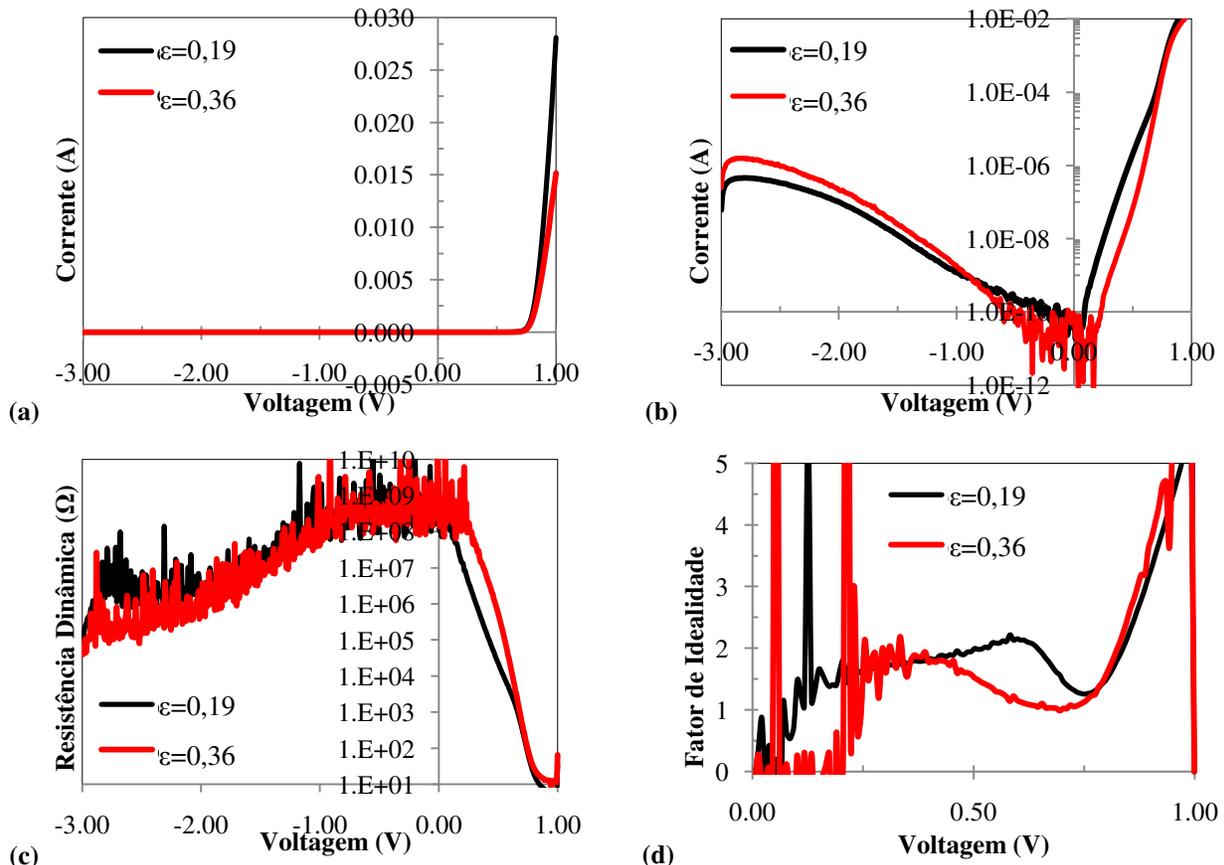


Figura 1: caracterização elétrica dos estádios de $\epsilon=0,19$ e $\epsilon=0,36$: (a) corrente \times voltagem, (b) módulo da corrente (em escala logarítmica) \times voltagem, (c) resistência dinâmica \times voltagem e (d) fator de idealidade \times voltagem.

A figura 1(a) mostra o gráfico $i \times V$ dos estádios. Como esperado, observa-se que as estruturas apresentam curvas típicas de diodo, pois a estrutura semicondutora é basicamente uma

junção p-n, cuja região de junção possui uma estrutura de poços quânticos. A figura 1(b) mostra o gráfico $|i| \times V$, no qual é possível observar com maiores detalhes as correntes na polarização reversa ($V < 0$). Observa-se que a corrente reversa para ambos é, em módulo, de no máximo $1 \mu\text{A}$ em voltagens próximas a -3V . A figura 1(c) mostra o gráfico da resistência dinâmica pela voltagem. Observa-se que a resistência em paralelo associada ao diodo da estrutura é pelo menos da ordem de $100\text{M}\Omega$ até a voltagem igual a -1V e aproximadamente da ordem de $1\text{M}\Omega$ para voltagens próximas a -3V . A resistência em série obtida foi de valor próximo a 8Ω (com 2Ω referentes às pontas de prova e cabos já descontados). A figura 1(d) mostra o fator de idealidade pela voltagem. De $0,25\text{V}$ a $0,75\text{V}$ o fator de idealidade está próximo a 2, valor típico para diodos emissores de luz. A equação 1 mostra a equação de um diodo ideal.

$$i = i_s \left[\exp\left(\frac{qV_d}{\eta kT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

Nesta função, i_s é o valor da corrente de saturação na polarização reversa, q é o valor da carga elementar, V_d é a voltagem aplicada sobre o diodo, k é a constante de Boltzman e T é a temperatura da junção.

4.2 – Caracterização óptica dos estádios

A caracterização óptica foi realizada nos estádios com a aplicação de uma densidade de corrente de $3,2 \text{ kA/cm}^2$ a temperatura controlada de 18°C . A fonte de corrente utilizada foi ILX-Lightwave – LDP-3811 – Precision Current Pulsed Source, utilizada no modo DC; o controlador de temperatura foi o ILX-Lightwave – LDT-5525– Laser Diode Temperature Controller associado ao *peltier cooler* CP1.0-63-08L da Melcor.

Os pontos de emissão são os pontos de reflexão de cada uma das trajetórias preferenciais. Como esperado, esses pontos de emissão do estádio apresentaram maior luminosidade que as demais regiões de seu contorno. Devido ao espalhamento, a luminosidade pôde ser captada pelo microscópio e observada por câmara que opera na região do infravermelho próximo. A figura 2 mostra imagens típicas dos estádios e disco caracterizados. Essas imagens estão organizadas como tabela de linhas (a), (b), (c), (d), (e) e colunas (i), (ii) e (iii). A coluna (i) corresponde a imagens de microdiscos ($\epsilon=0,00$) e as colunas (ii) e (iii) correspondem respectivamente aos estádios de $\epsilon=0,19$ e

$\varepsilon=0,36$, respectivamente. A coluna (a) mostra imagens obtidas por SEM (scanning elctron microscope), a linha (b) mostra imagens obtidas por microscopia óptica com luz visível e a linha (c) mostra imagens obtidas por microscopia óptica utilizando uma câmera (Find-R-Scope $\lambda < 2200\text{nm}$) que trabalha na faixa do infravermelho próximo, a linha (d) mostra as figuras da linha anterior em escala de cores falsas, após processamento por *software* matemático comercial. A linha (e) mostra desenhos esquemáticos dos pedestais formados sob a estrutura da região ativa.

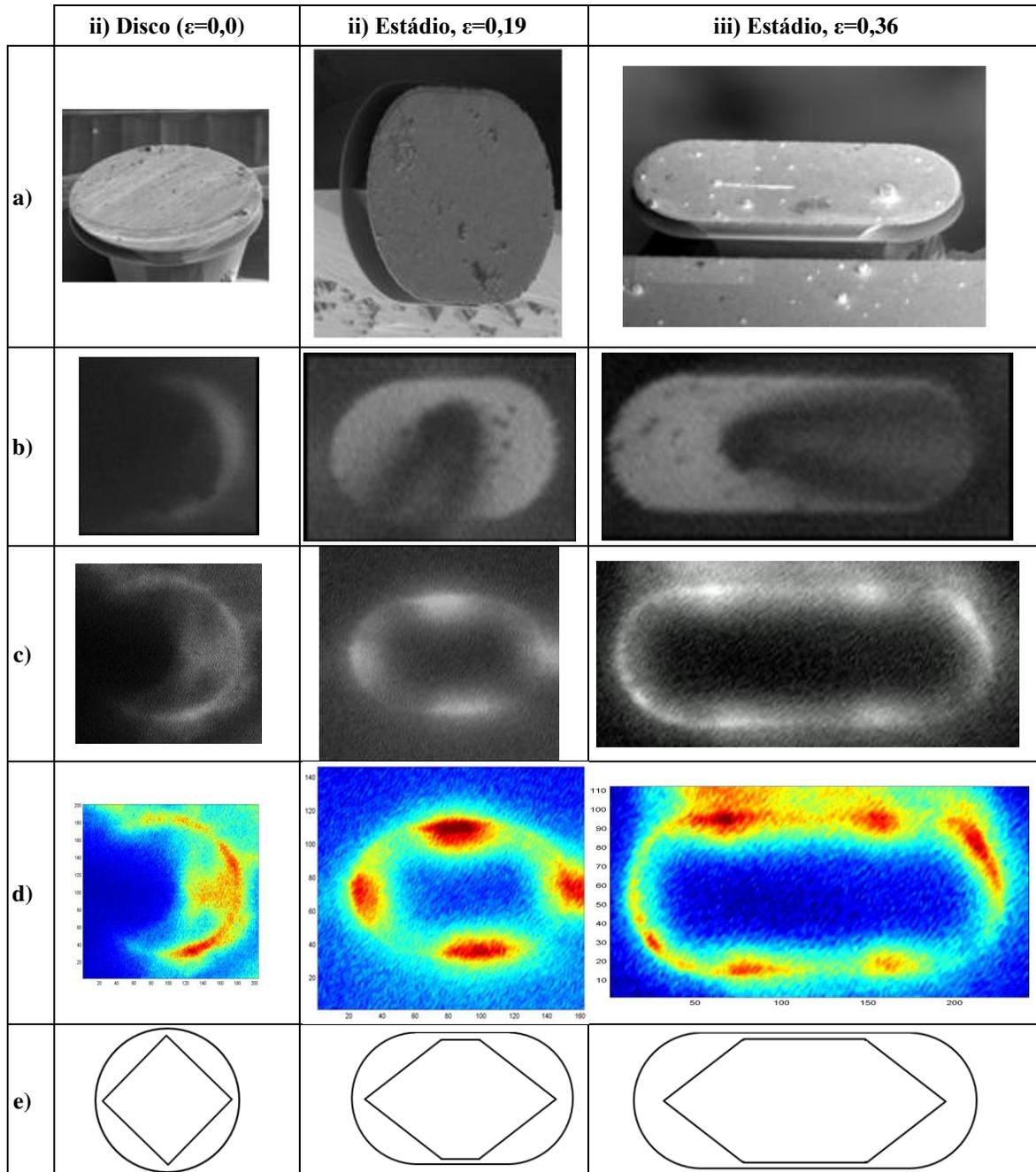


Figura 2: coluna n (i) imagens do microdisco ($\varepsilon = 0,00$); colunas (ii) e (iii) estádios $\varepsilon=0,19$ e $\varepsilon=0,36$, respectivamente. Linhas: (a) imagens obtidas por SEM, (b) imagens obtidas por MO; (c) imagens ópticas por infravermelho; (d) imagem em escalas de cores; (e) esquema da seção reta do pedestal de InP sob o estádio.

As figuras da linha (a) foram mostradas no Capítulo III. É ressaltada aqui a ótima qualidade das paredes da região ativa suspensa, pois apresentam baixa rugosidade. Na linha (b) as regiões escuras sobre os dispositivos são as pontas de prova utilizadas para a aplicação de corrente elétrica. Nas figuras das linhas (c) e (d) é possível observar os pontos de emissão dos dispositivos. Nas figuras das linhas (c) e (d) da coluna (i) observa-se a emissão isotrópica do disco, pois apresenta luminosidade praticamente homogênea em seu contorno. Nas figuras das linhas (c) e (d) da coluna (ii), observa-se que o estádio de $\epsilon=0,19$ apresenta quatro pontos de emissão bem definidos. Esses pontos coincidem com os vértices da trajetória diamante. Nas figuras das linhas (c) e (d) da coluna (iii), observa-se que o estádio de $\epsilon=0,36$ apresenta um padrão de pontos mais complexo que sugere a existência de várias trajetórias. Os quatro pontos de emissão bem definidos nas laterais do estádio podem ser coincidentes com os vértices da trajetória gravata-borboleta. Os demais pontos ainda serão discutidos.

A obtenção dos espectros de emissão foi realizada por um analisador de espectro óptico OSA – Optical Spectrum Analyzer (HP70004A), com a luz sendo coletada frontal e lateralmente por fibra óptica multi-modo. A figura 3 mostra um esquema em escala do posicionamento da fibra-óptica para a coleta da luz emitida pelos estádios ressonadores. A figura 3(a) mostra a coleta da emissão frontal e a figura 3(b) mostra a coleta da emissão lateral.

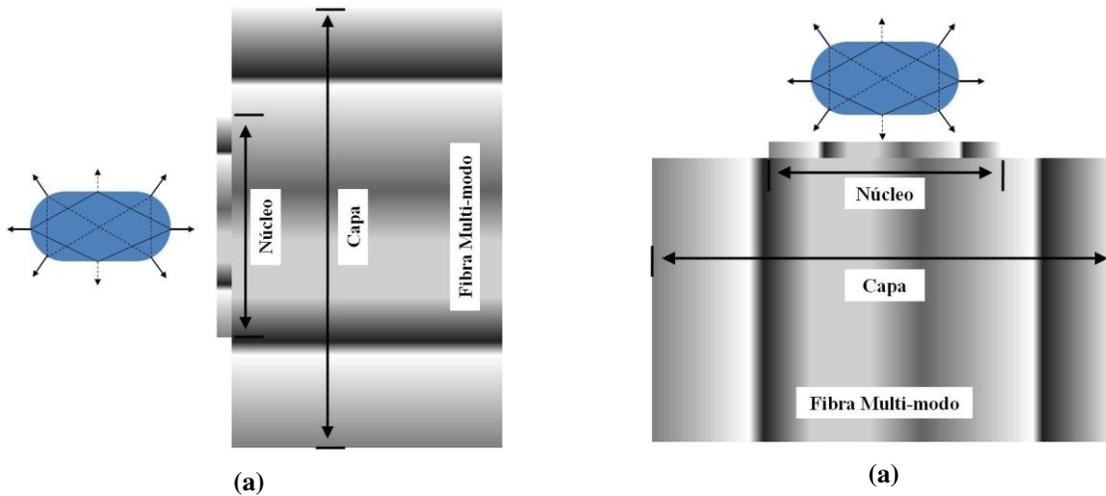


Figura 3: esquemas para a coleta da luz na (a) emissão frontal e (b) emissão lateral.

Nas captações frontais e laterais, os espectros das trajetórias diamante e gravata borboleta são captados simultaneamente na fibra multi-modo. O espectro resultante é a sobreposição dos espectros coletados.

Uma observação que se deve fazer é quanto ao ângulo de admissão da luz emitida pelo estádio em relação à fibra óptica. Para a obtenção do espectro, a fibra varreu lateralmente o estádio e

frontalmente à 90° em relação às respectivas superfícies, sem que fossem observadas alterações significantes do espectro de emissão.

A figura 4 apresenta os espectros normalizados de emissão que foram obtidos. Todos os espectros apresentam um largo e intenso *background* devido à emissão espontânea. As figuras 9(a) e 9(b), respectivamente, mostram o espectro de emissão lateral e frontal para o estádio de $\varepsilon = 0,19$. As figuras 9(c) e 9(d) mostram, respectivamente, o espectro de emissão lateral e frontal para o estádio de $\varepsilon = 0,36$.

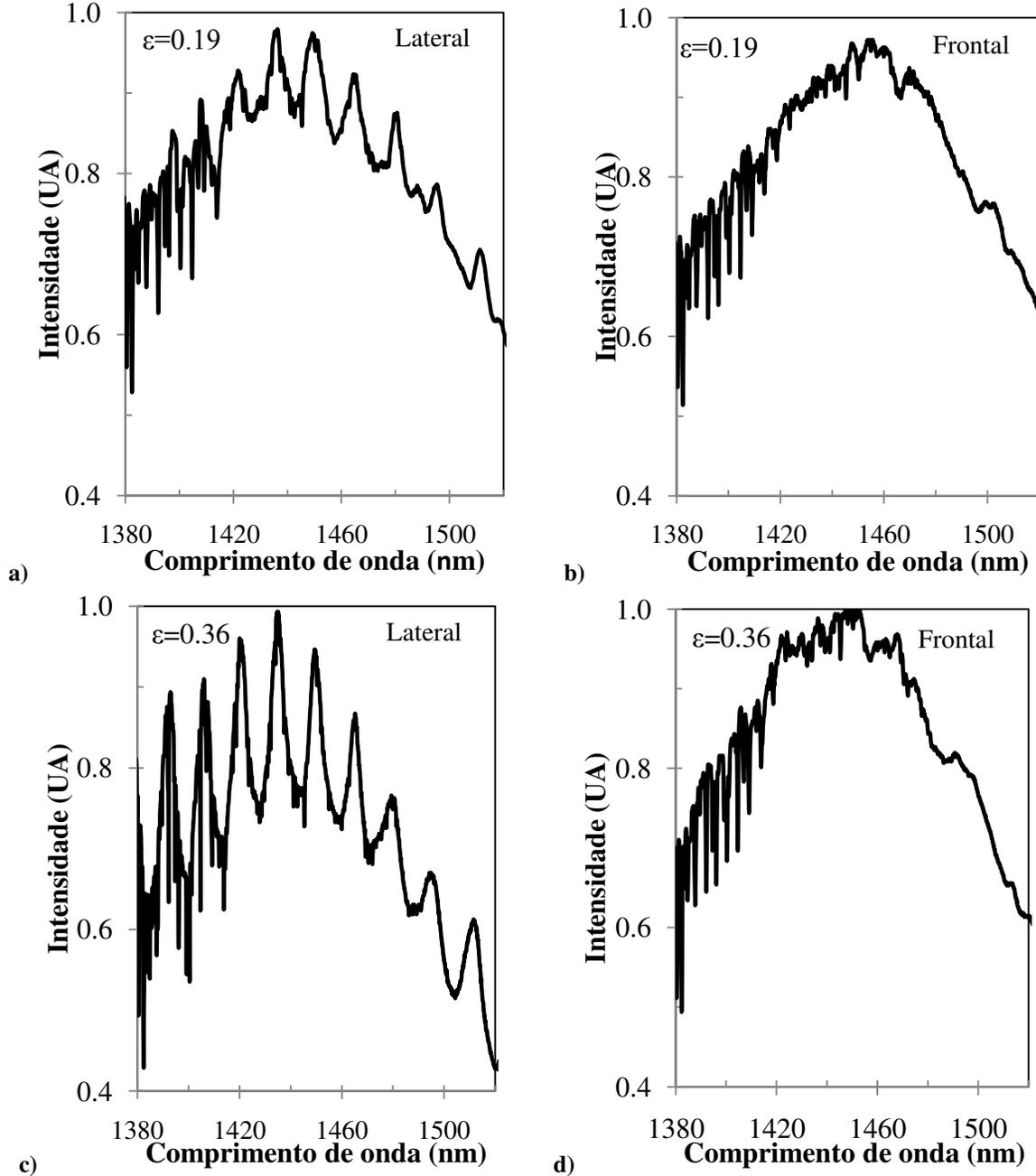


Figura 4: espectros de emissão (a) lateral e (b) frontal para o estádio de $\varepsilon=0,19$ e espectros de emissão (c) lateral e (d) frontal para estádio de $\varepsilon=0,36$.

Observa-se alta definição modal para a emissão lateral. O *free spectral range* (FSR) da emissão lateral é de 15nm para ambos os estádios. O fator de qualidade Q foi estimado por $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, sendo $\Delta\lambda$ a largura do modo à meia altura (“FWHM” – *Full Width at Half Maximum*). Neste caso, $\Delta\lambda$ é medido para o modo de máxima amplitude, considerando a sua altura a partir do nível do *background* da emissão espontânea. Para o estádio de $\varepsilon = 0,19$, em $\lambda=1450\text{nm}$, o fator Q estimado foi de 190 e para o estádio de $\varepsilon = 0,36$, em $\lambda=1435\text{nm}$, o fator Q estimado foi de 250.

4.3 – Análise dos resultados

Nestas medidas foi observado, previamente à normalização, que a emissão frontal possui uma contribuição muito maior de emissão espontânea do que a emissão lateral. Isso ocorre devido à injeção de corrente na região ativa não ser uniforme. Essa região é definida sobre a região ativa pela forma geométrica do pedestal. A região ativa fora da área de injeção do pedestal se comportará como região absorvedora, absorvendo fótons e os reemitindo por emissão espontânea. Com isso, na direção do semi-eixo, onde a distância entre o pedestal e a borda da região ativa é maior, ocorrerá maior absorção do que nas bordas ao longo do semi-eixo menor. Logo, a contribuição por emissão espontânea é maior na direção frontal, ao longo do semi-eixo maior. Sendo assim, existe grande dificuldade em se resolver o espectro de emissão frontal para esses estádios.

Os pontos de maior emissão vistos na figura 2, linha (d) e coluna (ii) correspondem ao vértice da trajetória diamante. Isto é esperado, pois o tempo de vida do fóton sobre a trajetória diamante é o dobro do seu tempo de percurso, para o estádio de $\varepsilon=0,19$ (ver Capítulo II, fig. 5(b)). Pela medida apresentada na figura 4(a), o FSR foi determinado igual a 15nm. Este valor concorda com o valor obtido teoricamente por $FSR = \frac{\lambda_o^2}{n_{eff}L}$, utilizando $L \sim 52\mu\text{m}$ (comprimento da trajetória), $n_{eff}=2,7$ e $\lambda_o=1450\text{nm}$, o valor do comprimento de onda para o máximo da emissão. Ombros menores podem ser observados em comprimentos de onda superiores a 1450nm. Esses ombros podem indicar a presença de outros modos menos intensos sobre outras trajetórias não previstas, uma vez que este ressonador de $\varepsilon=0,19$ não comporta o modo gravata borboleta (Capítulo II, fig. 15(a))

A emissão da figura 2, linha (d) e coluna (iii) referente ao estádio de $\varepsilon = 0,36$ é muito mais complexa. Os pontos luminosos podem ser devido à trajetória gravata-borboleta. Os pontos luminosos da extremidade frontal podem estar sendo gerados pelas emissões das trajetórias

diamante ou duplo diamante. Entretanto, as simulações realizadas (Capítulo II, fig. 15) prevêem que a trajetória diamante provavelmente não existirá para esta excentricidade, mas são previstas a existência das trajetórias gravata borboleta e do duplo-diamante. Todavia, o FSR medido de 15nm não se ajusta a nenhum FSR previsto para qualquer das trajetórias se as mesmas estiverem exatamente inscritas no estádio (o FSR esperado para a gravata-borboleta é de 7,5nm). Uma importante observação a respeito da fabricação deste estádio em particular é que a distância entre o pedestal e a bordas da estrutura é maior ao longo da região frontal do estádio, diferente do estádio menor. Com isso, partes significativas das trajetórias gravata-borboleta e duplo-diamante se encontram em regiões fora do pedestal, onde a injeção de corrente é menor. Essas regiões do ressonador que ficam fora da área do pedestal são mais absorvedoras. Sendo assim, a porção restante do ressonador que fica na região do pedestal, possui maior índice de refração efetivo, maior injeção de corrente e, portanto, maior ganho óptico. Além disso, ao que parece, a realimentação do ressonador com os modos que passam da região InP/InGaAs para a InP/ar modificam o espectro final devido a múltiplas reflexões internas ao pedestal. Além disso, o modelo desconsidera os demais modos que existem na cavidade, os quais podem influenciar o espectro resultante de emissão.

O espectro de emissão pode ser comparado com o modelo apresentado no Capítulo II, conforme a equação (15), transcrita abaixo como a equação 1 deste capítulo.

$$I_{out} = \sum_{scars(m)} n_i \left(\frac{1-r_{i,m}^2}{r_{i,m}^2} \right) \frac{E_{R,m}^* E_{R,m}}{E_0^* E_0} \quad (2)$$

Aqui, n_i é o número de reflexões idênticas que ocorrem na face lateral, que corresponde ao número de emissões similares coletadas pelo sistema de medida espectral. Para a trajetória diamante $n_i=1$ e para a gravata borboleta $n_i=2$, assim como para o duplo-diamante.

A figura 5 mostra os resultados obtidos pela simulação numérica para a emissão lateral dos estádios de excentricidades $\varepsilon= 0,19$ e $\varepsilon= 0,36$, utilizando a equação (2). Nestas simulações, foram utilizados os mesmos parâmetros utilizados para o cálculo de tempo de vida do fóton sobre as trajetórias preferenciais, no Capítulo II. Cada um dos gráficos apresenta cinco curvas:

- Três espectros de emissão das trajetórias preferenciais: diamante, gravata-borboleta, duplo quadrado em linhas pontilhadas, tracejadas e traço-ponto, respectivamente.
- Um espectro resultante de emissão: correspondente à soma das intensidades dos três espectros das trajetórias preferenciais. Este espectro é mostrado em linha contínua fina.

- Um espectro de emissão obtido experimentalmente: em linha contínua grossa.

O parâmetro inicial de ajuste entre os modos das respectivas trajetórias são suas respectivas diferenças de fase, devido à diferença de caminho óptico.

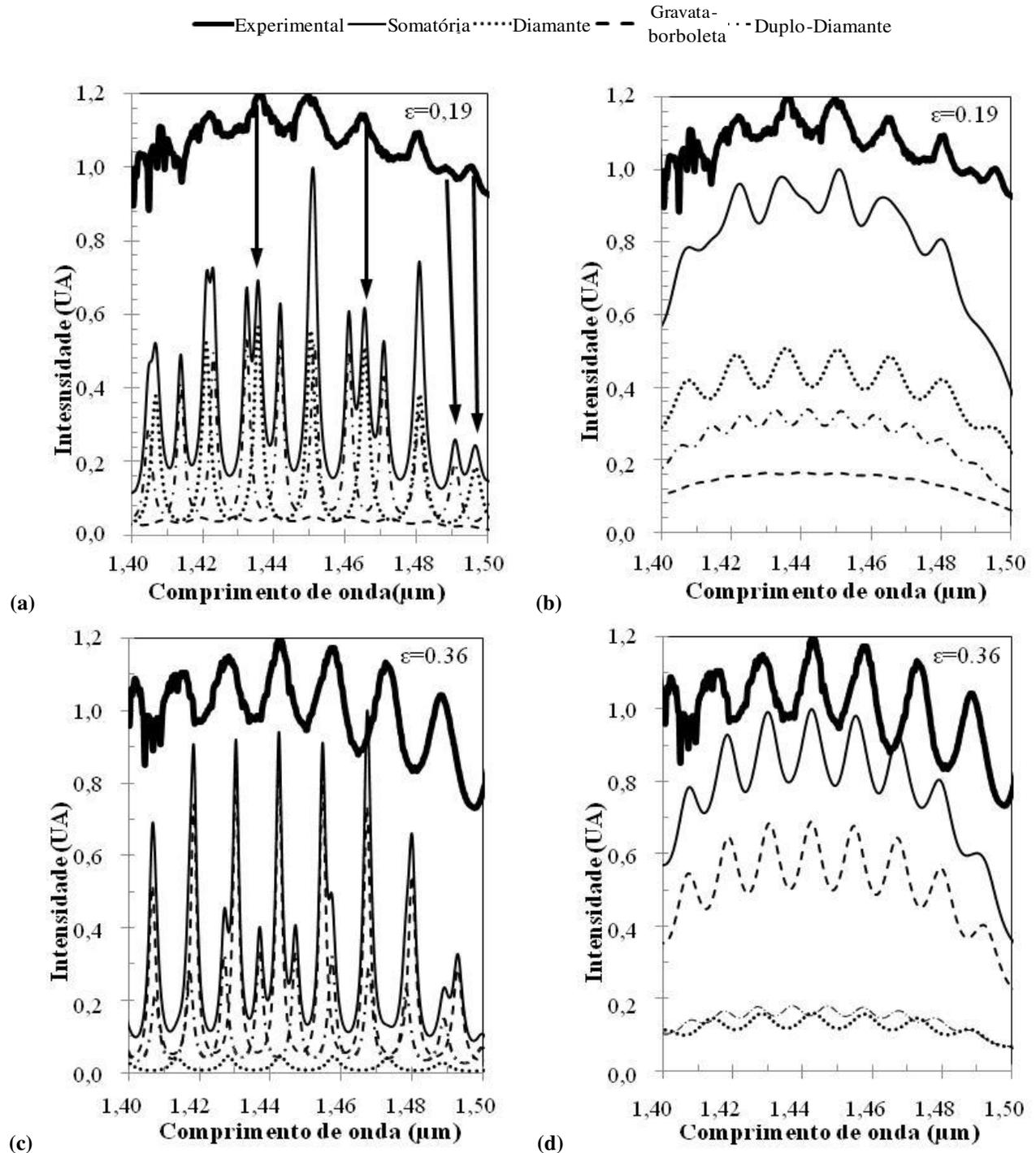


Figura 5: medida do espectro de emissão lateral (linha contínua grossa) e o espectro calculado (linha contínua) para a soma incoerente dos três espectros de emissão das trajetórias diamante (linha pontilhada), gravata-borboleta (linha tracejada) e duplo-diamante (linha traço-ponto): para $\epsilon=0,19$ com perdas internas (a) de 40cm^{-1} e (b) ajustada para 340cm^{-1} e para $\epsilon=0,36$ com perdas internas (c) de 40cm^{-1} e (d) ajustada para 350cm^{-1} .

A figura 5(a) mostra as curvas referentes ao estádio de excentricidade $\varepsilon = 0,19$. A concordância entre a posição dos máximos dos modos do espectro medido e calculado é muito boa. Porém, observa-se que existe um fator extra que contribui com a redução do fator de qualidade Q . Isso é notado devido à diferença entre as larguras dos modos calculados e medidos. A figura 5(b) mostra o espectro resultante da simulação contendo a correção do valor das perdas ópticas internas para 340 cm^{-1} . Este valor foi obtido pelo ajuste da curva teórica à experimental, de maneira que os modos ópticos apresentassem a mesma largura. Esta correção foi realizada até que as larguras dos modos simulados e medidos coincidissem, o que equivale ao ajuste do fator Q entre cavidades simulada e real. Após este ajuste, nota-se grande concordância entre o espectro simulado e o espectro medido. Com isso, fica claro que a trajetória preferencial que domina a emissão deste ressonador é a diamante e que a trajetória gravata-borboleta praticamente não existe. A figura 5(c) mostra os espectros calculados para as diferentes trajetórias, o espectro resultante da soma dos espectros das trajetórias e o espectro obtido experimentalmente para o estádio de excentricidade $\varepsilon = 0,36$ e $n_{\text{eff}} = 2,5$. Contudo, o FSR experimental de 15 nm não concorda com o valor teórico estimado. Neste caso não foi possível que os modos teóricos e experimentais coincidissem. Essa desigualdade pode ser explicada, conforme descrito anteriormente, pelo fato de os modos percorrerem uma região com diferentes índices de refração efetivos, resultando em múltiplas reflexões que alteram o espectro, como se o caminho óptico fosse diminuído por um fator $1,4$. O ajuste realizado para que a concordância ocorresse consistiu na redução do comprimento da trajetória. Vale lembrar que o modelo não considera os demais modos não previstos que podem existir neste ressonador. É mostrado na figura 5(d) o espectro de emissão resultante da simulação. Este espectro é comparado com o resultado experimental após a correção de caminho óptico e após o aumento do valor das perdas internas para 350 cm^{-1} (para ajuste do fator Q). Com estes ajustes a concordância é muito melhor. Ainda não está clara a razão para essa redução efetiva de caminho óptico. A avaliação deste problema fica proposta para estudos futuros sobre este assunto. Um importante resultado obtido nesta simulação é que a intensidade de emissão da trajetória gravata-borboleta é muito maior que as das demais trajetórias. A comparação entre os dois resultados mostra que a mudança da geometria leva a seletividade de modos de emissão.

O estádio de $\varepsilon = 0,36$ apresenta mais trajetórias preferenciais que inevitavelmente se interceptam no interior do ressonador. Nas regiões próximas aos pontos de intersecção as propriedades eletro-ópticas são comuns. Com isso essas regiões são especiais para aplicação a

sensoriamento. Quando alterações de índice de refração efetivo ocorrerem nestas regiões, ocorrerão alterações da fase dos modos ópticos. As múltiplas reflexões dos modos ressonantes em cada uma das trajetórias proporcionarão nova configuração do espectro resultante de emissão. Essa evidência associada ao fato de que a definição do ângulo crítico ser sensível à variação do índice de refração externo, a aplicação ao sensoriamento é potencializada. Com isso, a alteração da forma do espectro e a alteração da intensidade de emissão do estádio poderão ser utilizadas no sensoriamento.

4.4 – Conclusão do capítulo

A alta qualidade dos estádios ressonadores fabricados pelo processo híbrido apresentado no Capítulo III permitiu a observação dos modos ressonantes tanto no estádio de $\varepsilon=0,19$ quanto no de $\varepsilon=0,36$.

Foi concluído que a trajetória preferencial dominante para o estádio de $\varepsilon=0,19$ é a diamante e para o estádio de $\varepsilon=0,36$ é a gravata-borboleta, apesar de outros modos não previstos serem observados.

As trajetórias preferenciais em ressonadores estádios podem ser selecionadas pela excentricidade do mesmo, pois esta influencia diretamente os tempos de trajeto e de vida fotônico sobre as trajetórias.

O estádio de excentricidade $\varepsilon=0,36$ comporta mais modos sobre outras trajetórias secundárias, cujas intersecções podem ser especialmente utilizadas em sensoriamento. O sensoriamento pode ser potencializado pelo fato de a determinação do ângulo crítico ser sensível ao índice de refração externo. Esta combinação de condições promoverá a alteração da forma do espectro de emissão e da intensidade total de emissão.

Referências

- ⁱ S. M. Sze, “Physics of Semiconductor Devices”, International Edition, John Wiley & Sons Inc., NY, Cap. 4, 169 (1969).
- ⁱⁱ S. M. Sze, “Physics of Semiconductor Devices”, International Edition, John Wiley & Sons Inc., NY, Cap. 3, 132 (1969).

Capítulo V

Aplicação do Ressonador Estádio ao Sensoriamento

A seleção de modos em cavidades estádio pode ser obtida pela inserção de furos. Esses furos podem selecionar modos ópticos sobre as trajetórias por espalhamento, como visto no Capítulo I (fig. 17). Dependendo do diâmetro e da posição dos mesmos sobre a trajetória, os modos podem ser selecionados parcialmente ou a trajetória pode ser extinta. Essas verificações e a aplicação ao sensoriamento são apresentadas neste capítulo.

O Estádio ressonador que suporta mais de uma trajetória preferencial possui, inevitavelmente, pontos de intersecção das mesmas em seu interior. As propriedades eletro-ópticas são comuns nas regiões próximas aos pontos de intersecção, o que as fazem especiais para aplicação ao sensoriamento. Furos circulares inseridos nestes pontos de intersecção possibilitam alterações diretas dessas propriedades eletro-ópticas. Variações do índice de refração efetivo alteram a fase dos modos ópticos das trajetórias nestas regiões. As múltiplas reflexões dos modos ressonantes em cada uma das trajetórias configurarão um novo espectro de emissão resultante. Além desse tipo de resposta, a definição do ângulo crítico é sensível à variação do índice de refração externo para a incidência interna nas bordas do ressonador. Como as trajetórias são definidas por faixas de largura não nula, conforme discutido no Capítulo I (fig. 17), os modos possuem diferentes ângulos internos de incidência, mesmo pertencendo à mesma trajetória. Logo, a variação do índice de refração externo pode mudar o confinamento de alguns desses modos. Conseqüentemente, a aplicação ao sensoriamento de índice de refração é possível através do monitoramento da forma do espectro resultante e da intensidade integrada da emissão do estádio. O efeito dos furos e a largura da trajetória associada potencializam essa aplicação.

5.1 – Furos sobre as trajetórias

Nesta mesma estrutura foram introduzidos furos para avaliar a seleção modal proposta, conforme proposto no capítulo anterior. Os furos têm diâmetro de 1 μ m e estão posicionados nas supostas regiões de intersecção entre as trajetórias preferenciais diamante e gravata-borboleta. Este

valor de diâmetro do furo foi adotado arbitrariamente, uma vez que a largura das trajetórias não foi determinada. A análise dos resultados poderá indicar algum valor neste sentido. Cada estágio contém 9 furos. A figura 1(a) mostra imagens, obtidas diretamente do feixe de íons, com o layout da corrosão dos furos e a figura 1(b) mostra a imagem obtida por microscopia eletrônica (SEM Scanning Electronic Microscope) dos furos realizados sobre a estrutura.

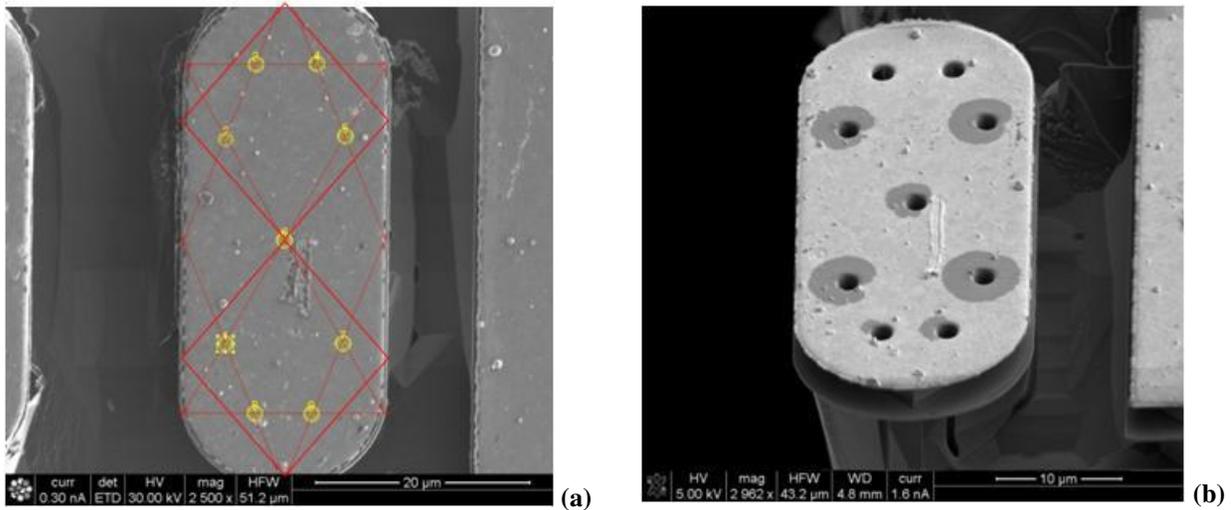


Figura 1: (a) imagens de estágio de $\epsilon=0,36$ obtida por feixe de íons com desenho para execução de furos nos pontos de intersecção das trajetórias diamante e gravata-borboleta sobre a imagem; (b) imagem de estágio de $\epsilon=0,36$ obtida por SEM com furos que transpassam a região ativa.

Os furos foram realizados após o afinamento do pedestal (por ataque químico seletivo), transpassando a região ativa. A figura 2 mostra imagens obtidas por SEM dos respectivos estádios com os furos efetuados.

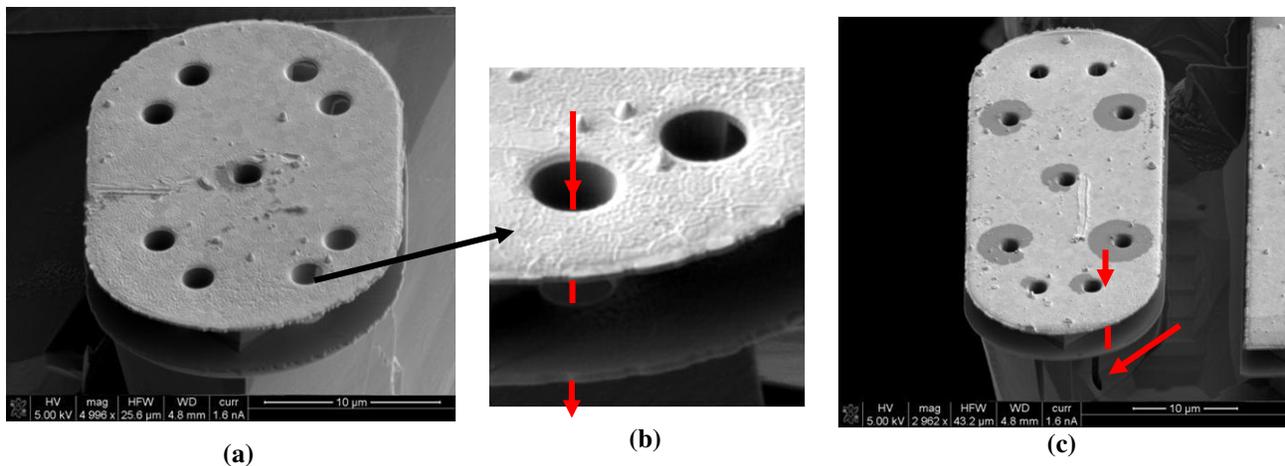


Figura 2: imagem obtida por SEM dos respectivos estádios com furos nas intersecções das trajetórias principais para os estádios (a) $\epsilon=0,19$, com o detalhe do furo passante ampliado em (b), e (c) $\epsilon=0,36$.

A figura 2 (a) mostra uma vista geral do estádio de $\epsilon=0,19$ com seus os furos. Na figura 2 (b) é mostrado o detalhe ampliado do furo que transpassa a região ativa, indicado pela seta. A figura 2 (c) mostra o estádio de $\epsilon=0,36$ com os furos que também transpassam a região ativa.

A caracterização do estádio de excentricidade $\epsilon=0,19$ mostrou que a trajetória dominante é a diamante. As evidências foram a previsão de um tempo de vida fotônico para esta trajetória bem maior que o tempo de trajeto (Cap. I fig. 9(b)), os pontos luminosos de emissão (Cap. III, fig 7, coluna (ii) e linhas (c) e (d)) e a concordância entre o espectro resultante de emissão lateral e a correspondente simulação com o tratamento teórico proposto (Cap. III, fig 5(b)). A inserção de furos foi pensada em função destes resultados, a fim de comprovar a seleção modal.

Como existe a certeza de que a trajetória dominante é a diamante, os oito furos de $1\mu\text{m}$ de diâmetro estão precisamente sobre a trajetória. A verificação da seleção modal foi observada nos espectros de emissão lateral obtidos antes e depois da inserção dos furos, conforme figura 3.

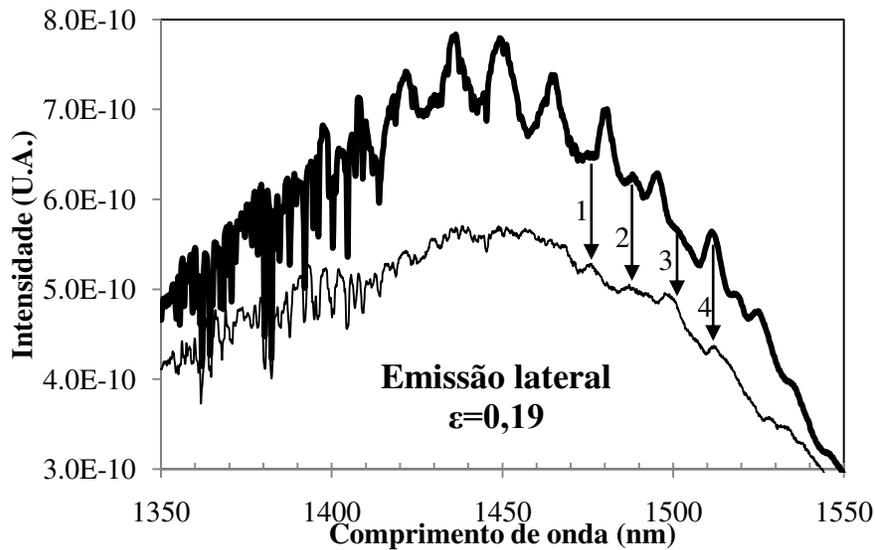


Figura 3: Espectro de emissão lateral do estádio de excentricidade $\epsilon=0,19$: (linha preta grossa) antes dos furos e (linha preta fina) depois dos furos.

Neste gráfico da figura 3, os dois espectros foram obtidos sob as mesmas condições para comparação. Observa-se que, antes dos furos, os modos estão bem definidos sobre um *background* de emissão espontânea. Após a execução dos furos, a intensidade de emissão deste espectro foi reduzida e os modos para comprimentos de onda abaixo de 1470nm não estão mais presentes. A eliminação desses modos possibilitou a observação de modos secundários que estão indicados pelas setas e numerados como (1), (2) e (3). Estes modos, possivelmente, pertencem à trajetória duplo-diamante. Isso é verificado quando o resultado é comparado com a simulação da figura 5(b) do

Capítulo III. O modo indicado como (4) é mantido para a trajetória diamante. Isso mostra que a trajetória duplo-diamante foi mantida e a trajetória diamante não foi totalmente extinta, mas apenas alguns modos desta permaneceram intactos. Como previsto nas simulações, as baixas intensidades dos modos (1), (2) e (3) são devidas à pequena contribuição da emissão da trajetória duplo-diamante, para a composição do espectro resultante. Os ruídos observados no espectro, de 1350nm até 1400nm, provavelmente, se devem à absorção do vapor de água.

Evidências semelhantes às apresentadas para o estádio comentado foram observadas para o estádio com excentricidade de $\epsilon=0,36$. Entretanto, o padrão de pontos luminosos (Cap. III, fig 7, coluna (iii) e linhas (c) e (d)) se apresentou muito complexo para uma análise definitiva sobre quais modos realmente estão na cavidade. Portanto, para este estádio é esperada também a existência de outras trajetórias não previstas. O mesmo procedimento com furos foi realizado com o estádio de excentricidade $\epsilon=0,36$. A figura 1 (a) mostra uma imagem deste estádio obtida por feixe de íons à baixa energia. O desenho sobreposto à imagem é o plano para a execução da corrosão dos furos sobre os pontos de intersecção de duas prováveis trajetórias. A trajetória duplo-diamante não possui furos sobre si.

Neste caso, as demais trajetórias não previstas podem conter ou não parte destes furos sobre si. A seleção modal obtida neste caso ocorreu em menor intensidade que a conseguida para o estádio menor. A verificação da seleção modal foi observada nos espectros de emissão lateral obtidos antes e depois da inserção dos furos, conforme mostra a figura 4.

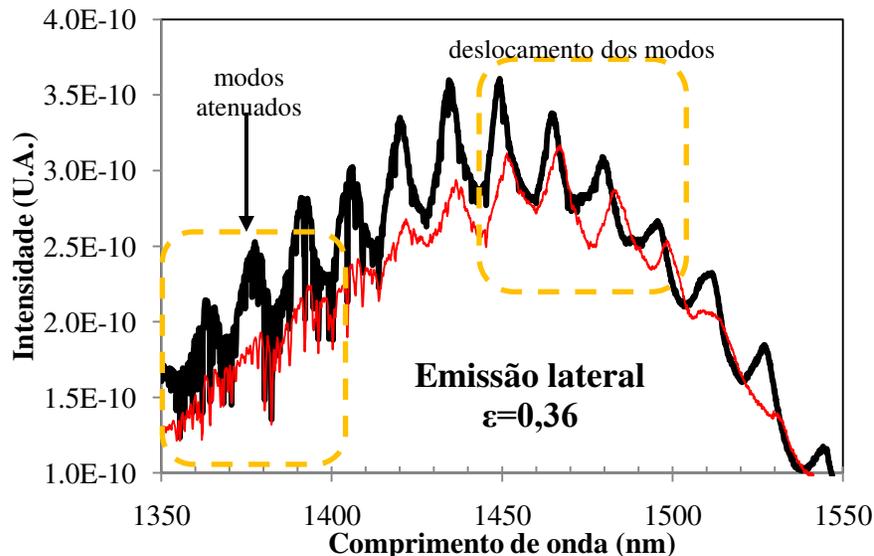


Figura 4: Espectro de emissão lateral do estádio de $\epsilon=0,36$: (linha preta) antes e (linha vermelha) depois dos furos.

Nesta figura, observa-se que os furos causaram a diminuição da intensidade geral dos modos do espectro em cerca 50% da amplitude acima do background de emissão espontânea. É observada forte atenuação dos modos de até 1400nm, indicados com a seta e contorno tracejado à esquerda. Para comprimentos de onda acima de 1450nm observa-se o deslocamento dos modos em 5nm, aproximadamente. Isso mostra que parte dos modos da trajetória principal foi eliminada pelos furos. Aparentemente, os modos que sobreviveram provavelmente sofreram alteração de fase e apresentaram o deslocamento observado. Os ruídos observados no espectro, de 1350nm até 1400nm, provavelmente, se devem à absorção do vapor de água.

5.2 – Integração monolítica

A integração monolítica é obtida pela construção dos ressonadores alinhados lado a lado a fim de que estes trabalhem como pares de emissor e receptor de radiação. A disposição dos estádios integrados é importante tanto para sua caracterização quanto para a aplicação ao sensoriamento. Existem várias possibilidades para disposição destes estádios, entretanto, neste trabalho, optou-se pela investigação apenas das integrações lateral e frontal. Entenda-se como integração frontal, quando os estádios têm alinhados o semi-eixo maior e integração lateral quando os estádios têm alinhados o seu semi-eixo menor. A figura 5 mostra um esquema dessas posições relativas.

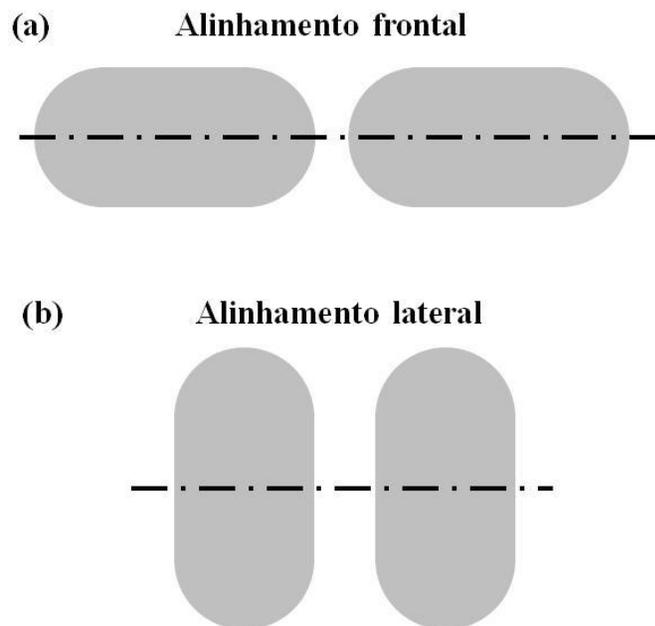


Figura 5: Posição relativa entre estádios integrados monoliticamente: (a) alinhamento frontal (b) alinhamento lateral

Integrações frontais e laterais entre estádios foram realizadas próximo aos vértices das amostras. Neste ponto da amostra é possível obter medidas com fibra óptica da emissão lateral e frontal dos estádios. A figura 6 mostra o resultado da integração de estádios $\epsilon=0,36$.

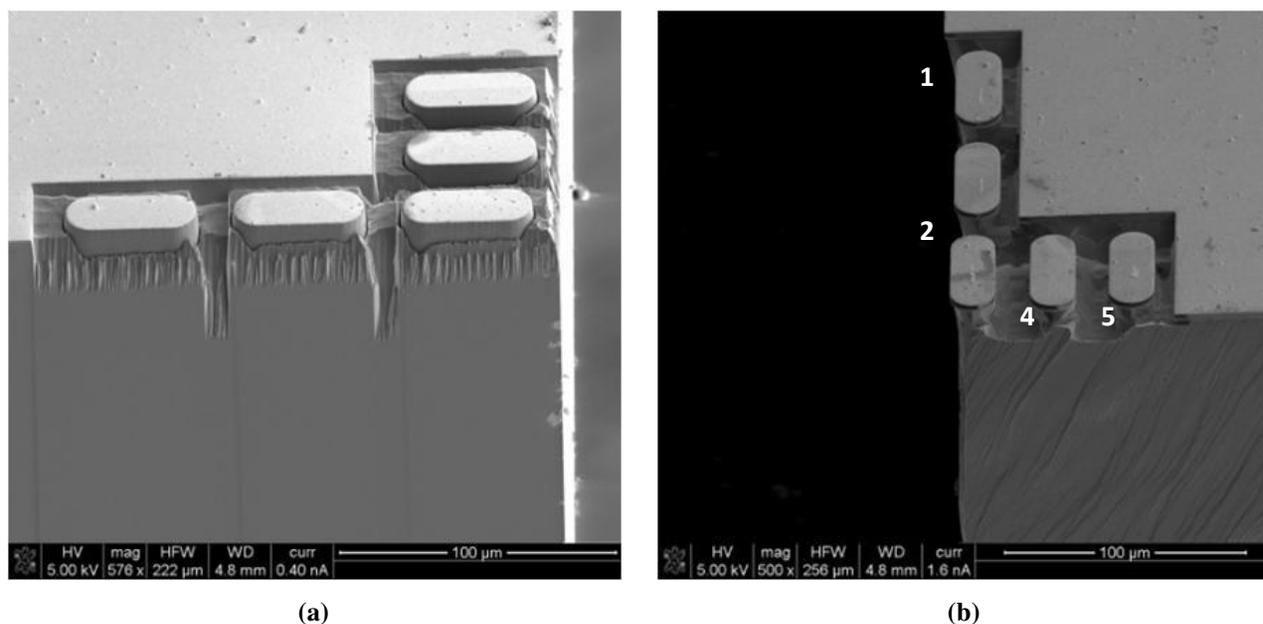
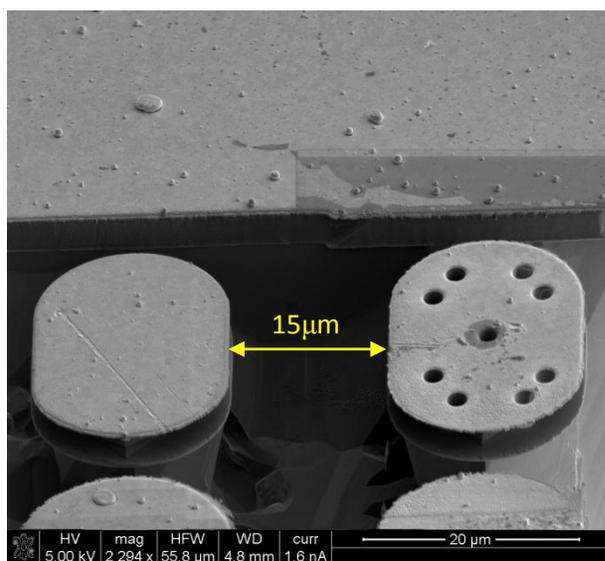


Figura 6: integração monolítica de estádios ($\epsilon=0,36$) para sensoriamento: (a) após a corrosão por FIB e (b) após a corrosão química do pedestal.

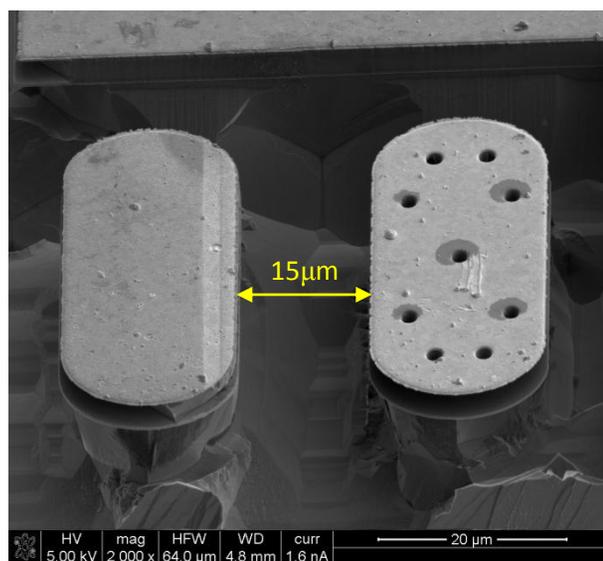
A figura 6 (a) mostra um conjunto de estádios integrados antes da corrosão química para o afinamento do pedestal e a figura 6 (b) mostra, de outro ângulo de visão, o conjunto após a corrosão química. Conforme a figura 6(b), os estádios 1, 2 e 3 estão integrados frontalmente e os estádios 3, 4 e 5 estão integrados lateralmente. O estádio 3 participa de duas integrações distintas concomitantemente. Integração semelhante foi também realizada com estádios de $\epsilon=0,19$.

Após a realização desses furos em alguns estádios dos respectivos conjuntos de integração, foram obtidos os pares de estádio sensor e estádio detector. Esses pares foram integrados frontal e lateralmente. A figura 7 mostra esses pares a serem aplicados em sensoriamento. A figura 7 (a) e 7 (b) mostram a integração lateral de estádios de $\epsilon=0,19$ e $\epsilon=0,36$, respectivamente. A figura 7 (c) e 7 (d) mostram a integração frontal de estádios de $\epsilon=0,19$ e $\epsilon=0,36$, respectivamente.

Integração lateral

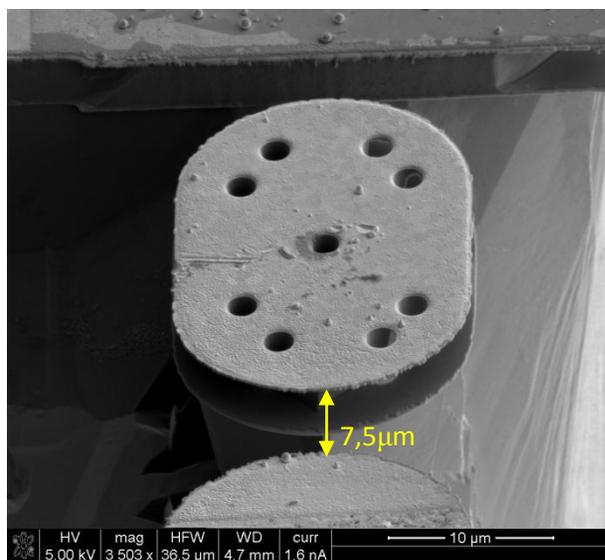


(a)

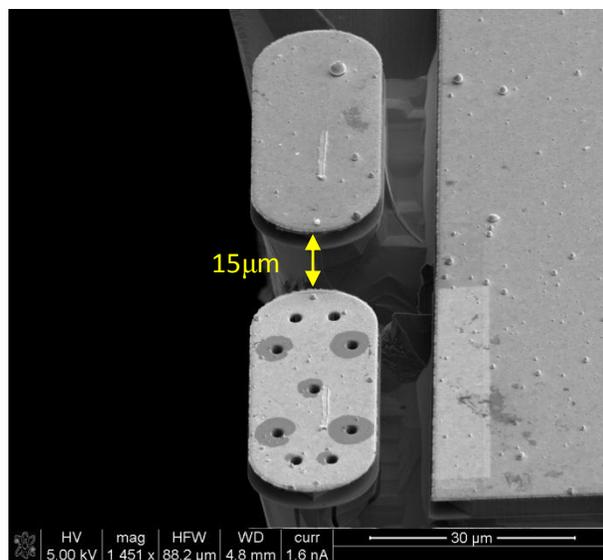


(b)

Integração frontal



(c)



(c)

Figura 7: pares de estádio integrados para aplicação ao sensoriamento: integração lateral para (a) $\epsilon=0,19$ e (b) para $\epsilon=0,36$; integração frontal para (c) $\epsilon=0,19$ e (d) para $\epsilon=0,36$

Conforme estas figuras mostram, os estádios ficam alinhados frontal e horizontalmente. O objetivo que estes estádios operem também em pares para o sensoriamento. O estádio com furos será o estádio emissor. Neste, será injetado corrente e sua emissão dependerá das variações do meio

externo. O estádio sem furos será o estádio detector. Este absorverá a luz vinda do estádio emissor e a converterá em fotocorrente. O espaçamento lateral dos estádios é de aproximadamente $15\mu\text{m}$ para que não houvesse sobreposição de regiões corroídas, devido à forma da máscara virtual, conforme o que foi discutido anteriormente no Capítulo 2, no tópico 2.5. Devido ao mesmo motivo, o espaçamento frontal do estádio de $\epsilon=0,36$ também é de $15\mu\text{m}$, aproximadamente. Para o estádio de $\epsilon=0,19$, foi possível diminuir o espaçamento frontal para aproximadamente $5\mu\text{m}$.

5.3 – Montagem experimental: aplicação ao sensoriamento

Para a observação dos efeitos durante sensoriamento, é necessário alterar reversivelmente o índice de refração do meio externo. Para isso foi feita uma cavidade simples para que as substâncias possam saturar tal cavidade e alterar significativamente o índice de refração da região por saturação e condensação. Esta cavidade contém uma abertura para acesso por fibra óptica e por micro-pontas de prova. A figura 8 mostra a montagem experimental realizada e um esquema que ilustra as conexões entre a amostra e os instrumentos de medida.

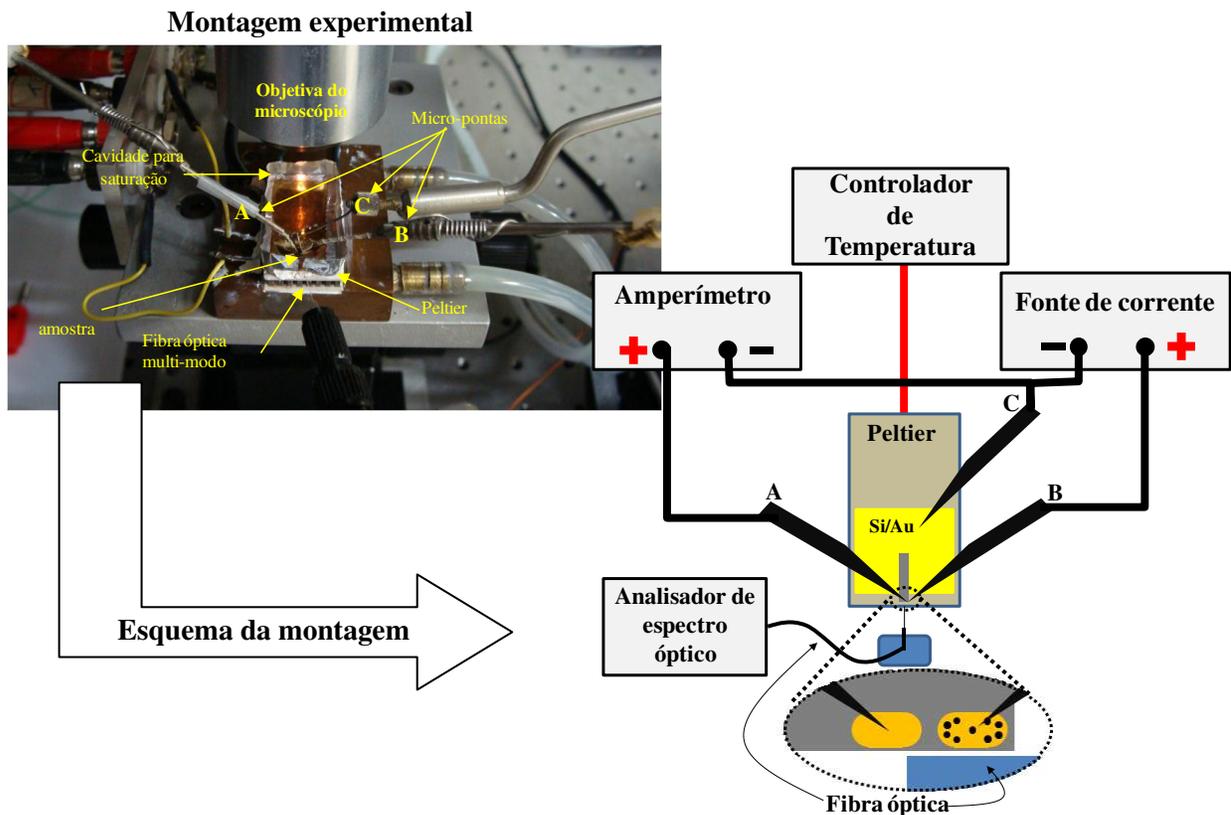


Figura 8: montagem experimental para medidas do espectro de emissão e seu esquema de montagem.

Nesta figura a amostra está posta em um suporte colocado sobre um Peltier para controle da temperatura. Observa-se também o suporte cercado com uma lâmina de alumínio, na qual existe uma abertura para acessar a amostra com fibra multi-modo. Nota-se o livre acesso pela parte superior, por onde são posicionadas três micro-pontas de prova sobre a amostra da seguinte forma:

- Ponta “A”: conecta o estádio detector ao amperímetro para medida de fotocorrente, devida à luz absorvida do estádio emissor.
- Ponta “B”: conecta o estádio emissor à fonte de corrente.
- Ponta “C”: é o contato comum para a medida de fotocorrente e injeção de corrente. Conecta a base de silício metalizado com ouro (Si/Au) aos terminais negativos do amperímetro e da fonte de corrente

O meio ao redor da cavidade é alterado por vapor de isopropanol, o qual é gotejado no fundo da cavidade sem que haja contato com o estádio. As paredes impedem que o vapor saia lateralmente e, ao longo do tempo, a atmosfera próxima à amostra se satura ocorrendo a condensação da substância sobre os estádios. Para a água, a condensação é obtida pela redução da temperatura pelo Peltier para 13°C e a evaporação inicia-se à temperatura de 18°C. A evaporação do isopropanol foi realizada a 23°C.

Uma das possibilidades de medida de espectro de emissão e detecção de fotocorrente é mostrada na imagem da figura 9.

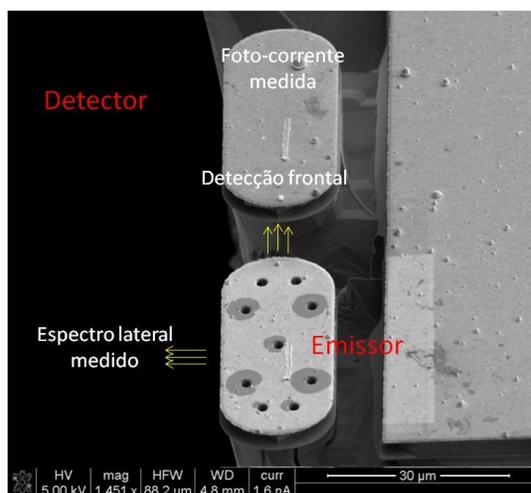


Figura 9: estádios monoliticamente integrados para detecção pela variação do espectro de emissão lateral e detecção da emissão frontal.

Na figura 9, o estádio denominado emissor é o que contém furos e no qual é injetado corrente e o estádio detector é o que absorve a radiação e produz fotocorrente. É apresentada a possibilidade da obtenção do espectro de emissão lateral, captando a luz na direção indicada pelas

setas e descrita como “Espectro lateral medido”. A detecção de fotocorrente é denominada, neste caso, de frontal. Na detecção frontal, a radiação emitida frontalmente pelo estádio emissor incide na parte frontal do estádio detector que, ao absorver a radiação, produz fotocorrente. A outra possibilidade é a detecção lateral, definida quando a fotocorrente é proveniente da emissão e absorção lateral dos respectivos estádios.

As medidas foram realizadas para o estádio de excentricidade $\epsilon=0,36$ e consistiram na obtenção do espectro de emissão lateral e frontal, antes e depois que as substâncias alterassem o meio da cavidade. A detecção de fotocorrente também foi obtida lateral e frontalmente.

Como o estádio de excentricidade $\epsilon=0,19$ apresentou nitidamente apenas a trajetória diamante e esta é praticamente extinta com o acréscimo de furos, as montagens e aplicações para sensoriamento foram realizadas apenas para o estádio de excentricidade de $\epsilon=0,36$.

5.4 – Espectro de emissão e detecção de fotocorrente com a variação da temperatura.

A condensação e a evaporação tendem causar alteração de temperatura dos ressonadores, apesar do controle exercido através do Peltier. Foi tomado o cuidado de se verificar qual o impacto da variação de temperatura sobre os resultados desejados. A medida do espectro de emissão lateral foi realizada para várias temperaturas, para o estádio de $\epsilon=36$. A figura 10 mostra o resultado dessa medida. Esta figura mostra o espectro de emissão lateral para três temperaturas distintas, 17°C, 20°C e 23°C.

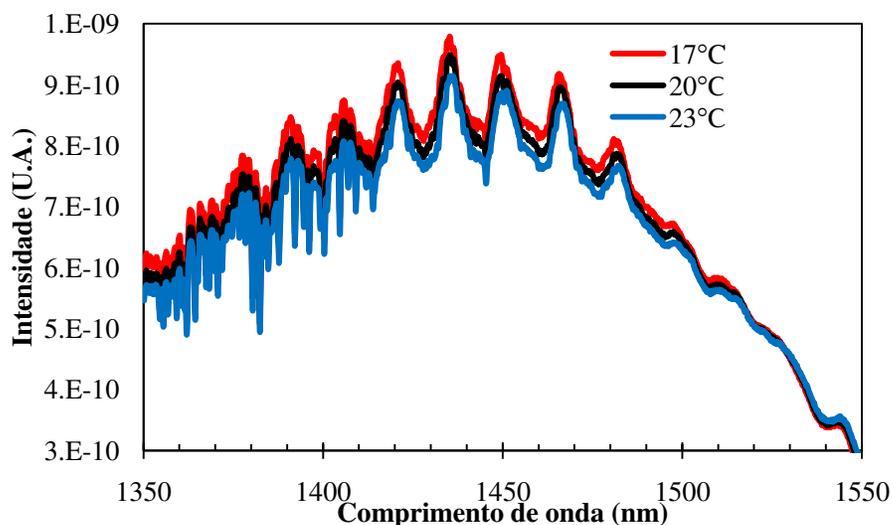


Figura 10: espectros de emissão do estádio de excentricidade $\epsilon=0,36$ para diferentes temperaturas.

Nota-se que apenas ocorre pequena diminuição na amplitude do espectro. Portanto a variação da forma do espectro para uma variação de 5°C é desprezível.

Foi realizada a medida da fotocorrente gerada pelo estádio detector (detecção frontal, neste caso) em função da corrente injetada no estádio emissor, para várias temperaturas: 17°C, 20°C e 23°C. Os valores de fotocorrente foram obtidos por medida DC. Esta medida consiste em aplicar uma corrente de 20mA no estádio emissor (que contem os furos) e medir a fotocorrente gerada pelo estádio detector (sem furos), simulando a situação futura de sensoriamento. A figura 11 mostra o resultado desta medida. Neste caso ainda o meio externo é o ar sem variações propositalis de índice de refração.

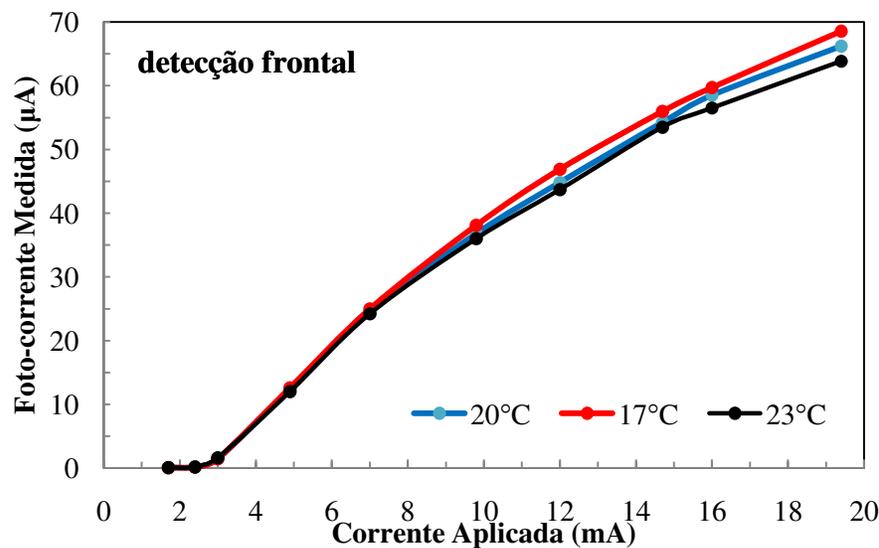


Figura 11: gráfico da foto-corrente do estádio detector em função da corrente aplicada no estádio emissor para várias temperaturas.

Pelos dados obtidos na medida apresentada na figura 11, para 20mA aplicados ao estádio emissor, a variação da foto-corrente gerada pelo estádio detector é de aproximadamente 4,7µA para uma variação de temperatura de aproximadamente 5°C, resultando, em uma variação de 0,9µA/°C. Dado que o controle de temperatura apresenta precisão de ±0,1°C e que a medida é realizada em grande espaço de tempo, esta variação pode ser desprezada. Nestas condições, a “responsividade” deste sistema, aqui definida como a razão entre a fotocorrente medida e a corrente injetada no estádio emissor, é de $3,5 \times 10^{-3}$. Este valor depende da distância entre os estádios, da área de emissão e absorção dos estádios, do espalhamento na emissão e absorção da radiação pelas substâncias aderidas ao ressonador e das propriedades do meio que envolve os estádios.

Este levantamento mostra que efeitos devido à refrigeração dos estádios pela evaporação dos líquidos são desprezíveis nestas medidas de sensoriamento, realizadas praticamente em regime estático.

5.5 – Alteração do espectro de emissão no sensoriamento

A alteração do espectro de emissão lateral do estádio de $\epsilon=0,36$ foi observada antes e após a condensação de água e a saturação de isopropanol. O índice de refração da água é igual a 1,333 e o do isopropanol é de 1,377.

5.5.1 - Água

A figura 12 mostra a variação do espectro de emissão lateral do estádio de $\epsilon=0,36$ antes da condensação (23°C) de água (em linha grossa) e (em linha fina) enquanto a água se encontra condensada (18°C).

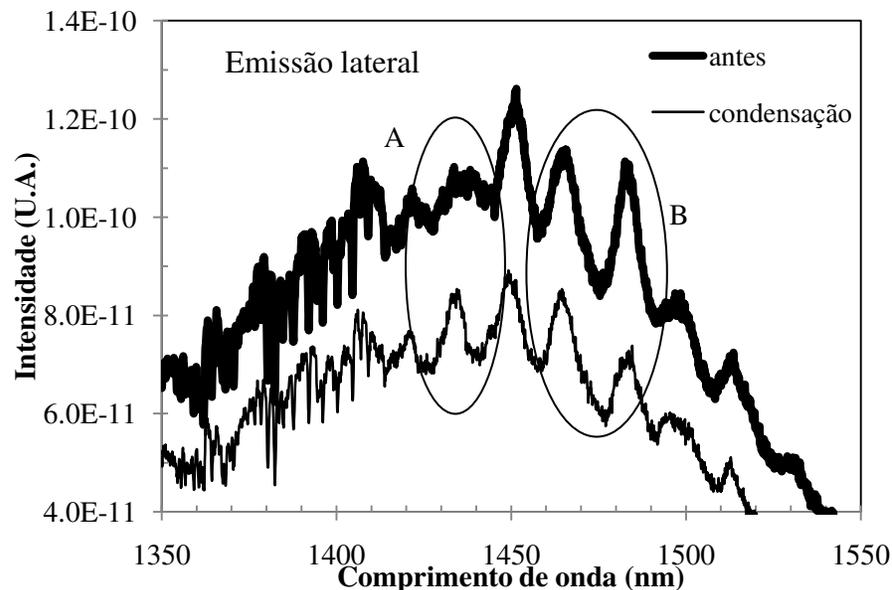


Figura 12: gráfico do espectro de emissão lateral para o ressonador estádio envolto em água devido condensação: antes (linha grossa) e depois (linha fina) da condensação à 18°C.

A Figura 12 mostra que o espectro tem toda sua intensidade diminuída com a variação do índice de refração. Observa-se também que na região circulada ocorre alteração significativa da forma dos modos. Na região circulada e denominada (A) observa-se grande definição do modo

indicado. Na região circulada e denominada (B) observa-se a diminuição do segundo modo em relação ao primeiro. Todavia, não há deslocamento relativo entre os modos dos espectros.

A emissão frontal também foi observada para a condensação da água (obtida a 1°C), com a medida realizada a 18°C. Como esperado, a grande contribuição de emissão espontânea não permite a visualização da alteração dos modos com a variação do índice de refração. A figura 13 mostra o resultado do sensoriamento com água para a emissão frontal do estádio de $\epsilon=0,36$.

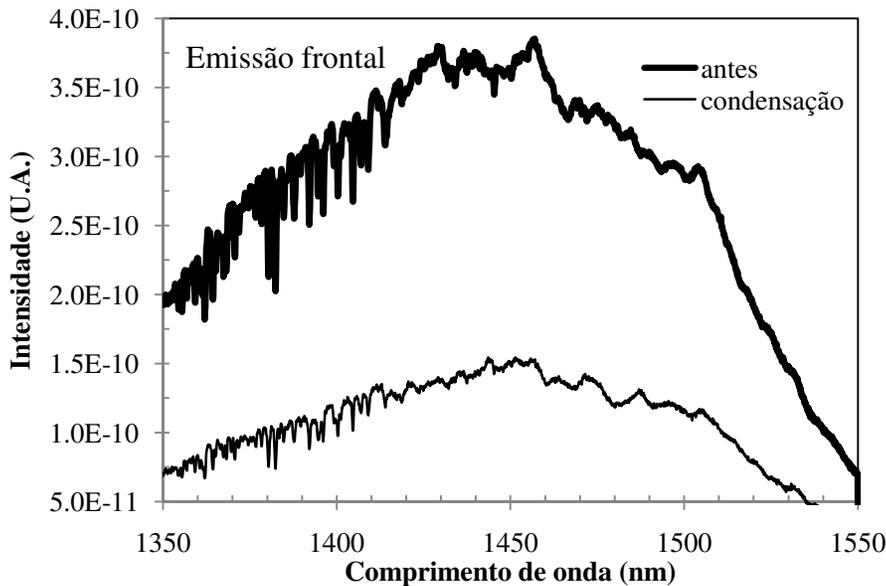


Figura 13: gráfico do espectro de emissão frontal para o ressonador estádio durante a condensação de água: antes (linha grossa) e depois (linha fina) da condensação.

Observa-se que nesta direção, a emissão apresenta um espectro com alteração somente na intensidade total. Conclui-se que para sensoriamento pela observação da forma do espectro de emissão, a emissão lateral possui mais informações que podem ser analisadas, constituindo o melhor modo para tal operação. Devido aos vários modos apresentados pela emissão lateral, as alterações individuais dos mesmos podem ser associadas a substâncias como uma marca de identidade. Isso possibilitará o sensoriamento da concentração da substância ou até a diferenciação de outras substâncias.

5.5.2 - Isopropanol

A figura 14 mostra a variação do espectro de emissão lateral do estádio de $\epsilon=0,36$ antes da saturação de isopropanol (em linha grossa) e enquanto o isopropanol se encontra condensado (em linha fina).

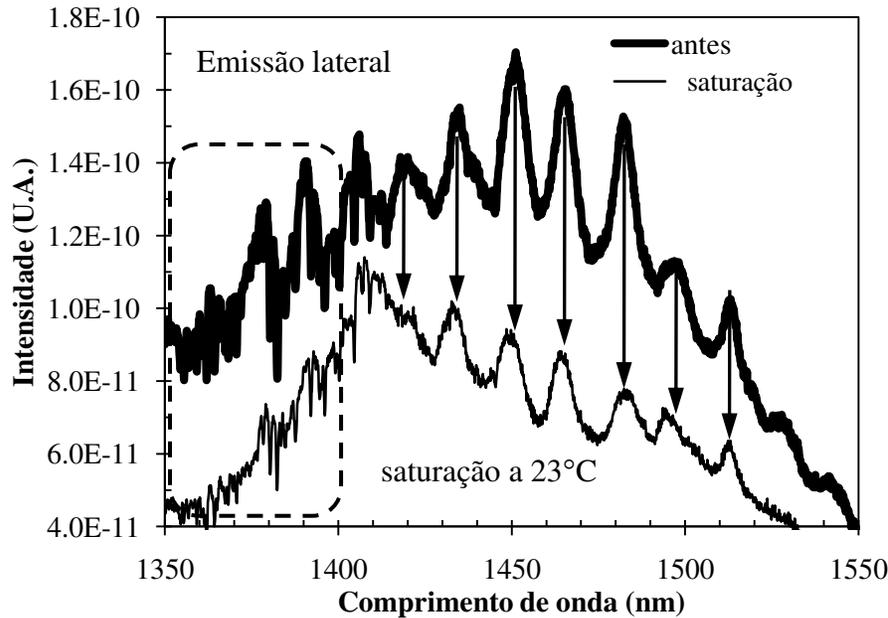


Figura 14: gráfico do espectro de emissão para o ressonador estádio envolto em isopropanol devido à saturação local: antes (linha preta grossa) e depois (linha preta fina) da condensação.

Observa-se nesta figura grande alteração da forma do espectro de emissão com o pico principal de emissão ficando próximo ao valor de 1400nm. Na região circundada, para comprimentos de onda inferiores a 1400nm, nota-se grande atenuação dos modos. Para comprimentos de onda superiores a 1400nm, os demais modos indicados por setas tiveram suas intensidades absolutas diminuídas. Esses modos apresentam intensidades decrescentes com o aumento do comprimento de onda, o que indica que a luz vinda da emissão espontânea foi fortemente absorvida.

A figura 15 mostra a variação do espectro de emissão frontal do estádio de $\epsilon=0,36$ antes da saturação de isopropanol (em linha grossa) e enquanto o isopropanol se encontra condensado (em linha fina).

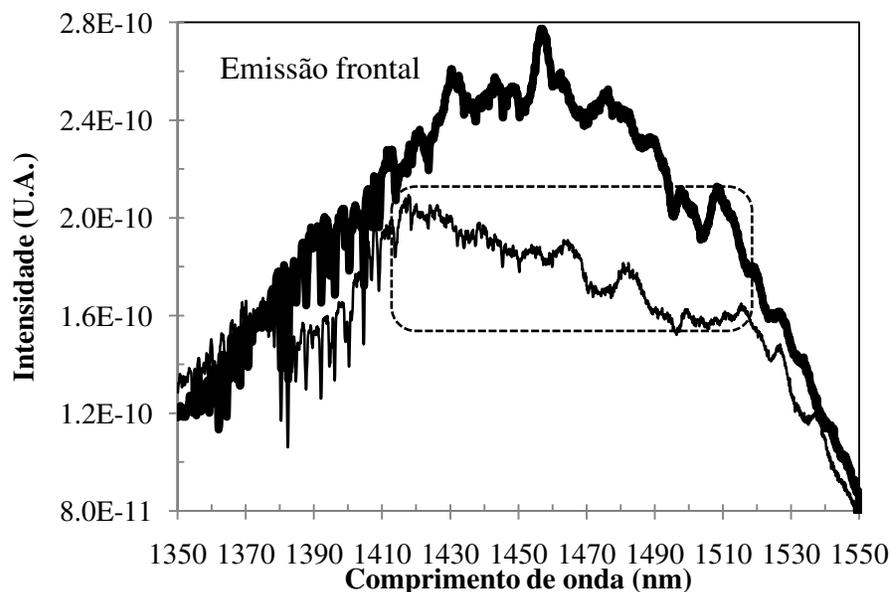


Figura 15: gráfico do espectro de emissão frontal para o ressonador estádio durante a condensação de isopropanol: antes (linha grossa) e depois (linha fina) da condensação.

Nesta figura observa-se que não há alteração do espectro até o comprimento de onda de 1380nm. De 1380nm até 1410nm ocorre uma pequena atenuação do espectro. A região circunscrita apresenta grande atenuação de intensidade. Comparando esta região de atenuação com o gráfico de emissão da figura 14, nota-se que a atenuação ocorre na mesma faixa do espectro. Pode-se concluir que o isopropanol, nesta faixa do espectro, absorve boa parte da radiação emitida pelo estádio.

Observando as respostas apresentadas pela associação de estádios, pode ser possível que medidas melhores sejam obtidas em ambientes confinantes, fechados hermeticamente, onde apenas gases ou vapores sejam monitorados. Em um sistema desse tipo, o controle de temperatura e pressão poderá alterar a fase da substância e as transições possivelmente poderão ser detectadas.

5.6 – Detecção de fotocorrente para sensoriamento

O sensoriamento pela detecção de fotocorrente, devida à emissão do estádio emissor, foi realizado para a detecção frontal e lateral de fotocorrente para o estádio de excentricidade $\epsilon=0,36$ utilizando como substância a ser detectada a água e o isopropanol. Todas as medidas foram realizadas em regime contínuo (DC), ou seja, sem modulação de corrente injetada no sensor emissor.

5.6.1 - Água

A medida foi realizada com detecção frontal. A condensação da água foi obtida a 13°C. Nesta temperatura atingida rapidamente pelo Peltier, inicia-se a observação. Os valores de fotocorrentes são tomados ao longo do tempo, durante a evolução da condensação. Apenas os valores que apresentaram variação significativa foram considerados. A oscilação da fotocorrente é da ordem de 10nA, o que gera um erro máximo de $\pm 0,05\%$ para esses valores. Quando os valores medidos na condensação se estabilizaram, a temperatura foi elevada para 23°C, quando foi iniciada a medida na fase de evaporação da água. A figura 16 mostra o resultado desta medida.

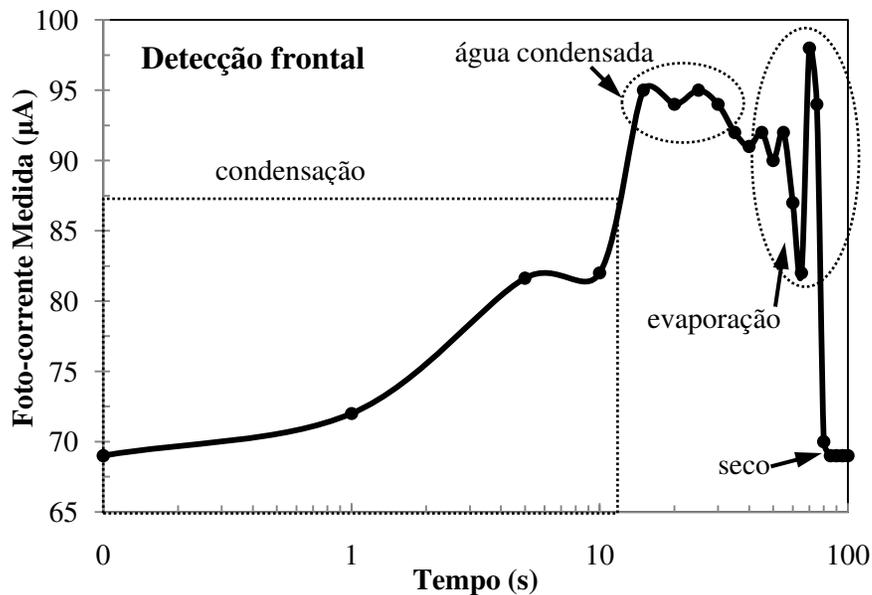


Figura 16: gráfico da foto-corrente do estádio detector em função do tempo durante a condensação e evaporação da água para a detecção frontal.

Na figura 16 observa-se grande variação da fotocorrente durante a condensação da água. Durante o intervalo de tempo em que a água está condensada os valores de fotocorrente são praticamente constantes. Lentamente, durante a evaporação, a fotocorrente oscila com maior amplitude com a diminuição da quantidade de água no sistema. Ao final, quando o sensor se encontra seco, a fotocorrente retorna ao valor inicial. O espectro de emissão lateral mostrado na figura 12 (para a condição de condensação) corresponde à região indicada no gráfico como “água condensada”. A “responsividade” (definida anteriormente como a razão entre a fotocorrente medida e a corrente injetada no estádio emissor) desta medida, para o sistema seco, é de $3,3 \times 10^{-3}$, bastante próximo ao determinado com o valor obtido com a medida apresentada no gráfico da figura 11 ($3,5 \times 10^{-3}$ para o sistema seco). Na região de condensação, este valor sobe para $4,8 \times 10^{-3}$. Este

aumento se deve, provavelmente, à diminuição do confinamento dos modos ópticos do estádio emissor, uma vez que o contraste entre índices de refração (ressonador/exterior) diminuiu, resultando no aumento da intensidade de emissão frontal. Além disso, o acoplamento óptico entre os estádios emissor e detector pode ter sido alterado pelo líquido entre eles.

O gráfico da figura 17 mostra a medida da fotocorrente para a detecção lateral da condensação da água, sob as mesmas condições relatadas anteriormente. A oscilação da fotocorrente também é da ordem de 10nA, o que gera um erro praticamente desprezível para esses valores.

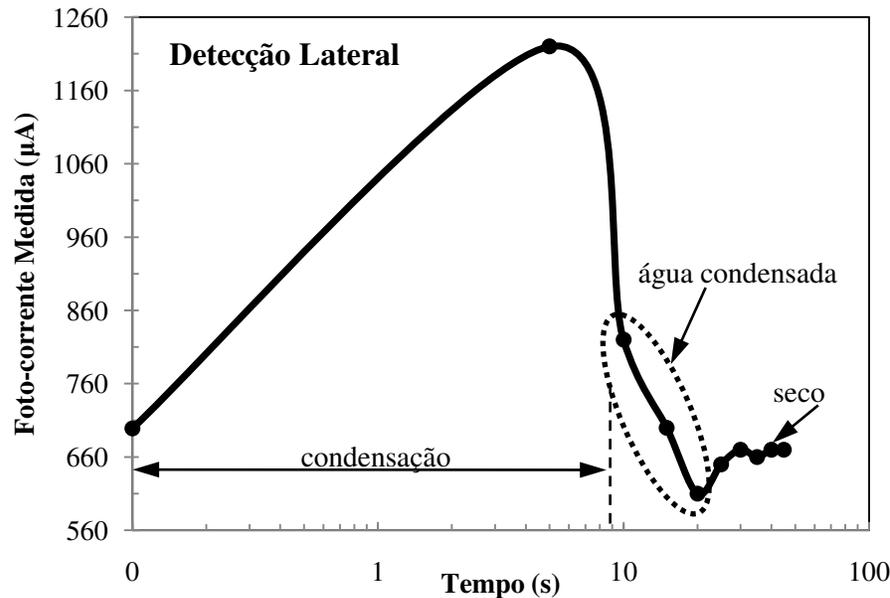


Figura 17: gráfico da foto-corrente do estádio detector em função do tempo durante a condensação da água para detecção lateral.

Na figura 17 observa-se, grande variação da fotocorrente no início do processo. Entretanto na evaporação ocorre também a mesma variação abrupta. Isso indica que a detecção lateral não é muito precisa para a aplicação em sensoriamento, ao contrário da detecção frontal. O espectro de emissão lateral mostrado na figura 13 (para a condição de condensação) corresponde à região indicada no gráfico como “água condensada”. A “responsividade” desta medida (como definida anteriormente), para a detecção lateral é de $3,6 \times 10^{-2}$. Este valor é uma ordem de grandeza maior que o valor obtido com a medida apresentada no gráfico da figura 11 ($3,5 \times 10^{-3}$ para o sistema seco). Isto se justifica pelo fato de a área de detecção lateral ser maior e também, muito provavelmente, por causa do acoplamento dos modos ser favorecido nesta direção. Na região de condensação, este valor atinge o valor máximo de $6,0 \times 10^{-2}$. Este aumento se deve, como no caso anterior, à diminuição do

confinamento óptico e alteração do acoplamento óptico entre os estádios emissor e detector pelo líquido.

Comparando as detecções frontal e lateral, nota-se que, no momento que a condensação está se completando, os gráficos apresentam comportamento opostos para o valor fotocorrente detectada: para a detecção frontal o valor aumenta rapidamente e para a detecção lateral o valor diminui rapidamente. Isto provavelmente ocorre no momento que o líquido condensado envolve completamente o estádio emissor. Como os ângulos de incidência interna nas faces frontais são mais próximos do valor crítico do que os ângulos de incidência nas laterais, o confinamento na direção frontal se torna menos eficaz, os fótons confinados no ressonador são emitidos mais frontalmente e, conseqüentemente, a emissão lateral diminui.

5.6.1 - Isopropanol

Para a saturação do isopropanol, o sistema de medida é mantido a 23°C. Nesta temperatura a evaporação do isopropanol ocorre lentamente. Com o dispositivo seco o líquido é colocado no fundo da cavidade de medida e a tomada de dados é iniciada. O gráfico da figura 18 mostra o resultado da medida da fotocorrente em função do tempo para a detecção frontal.

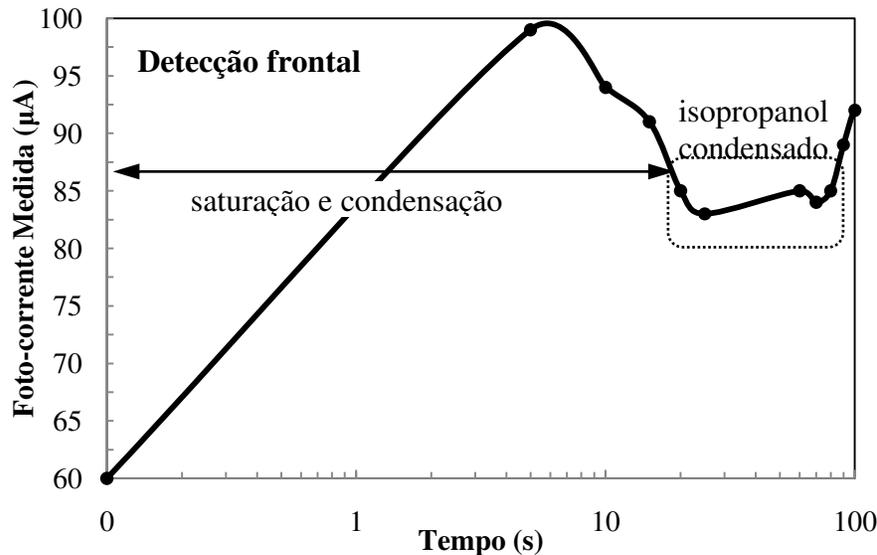


Figura 18: gráfico da foto-corrente do estádio detector em função do tempo durante a saturação e condensação do isopropanol para a detecção frontal.

No gráfico da figura 18 observa-se grande variação da fotocorrente nos primeiros 5s de saturação com isopropanol. Na evolução deste processo, após 15s o valor da fotocorrente se

estabiliza, indicando a condensação do isopropanol no sistema. Este estado se mantém por aproximadamente 1min.

O gráfico da figura 19 mostra a medida da fotocorrente para a detecção lateral para a saturação com isopropanol, sob as mesmas condições relatadas anteriormente.

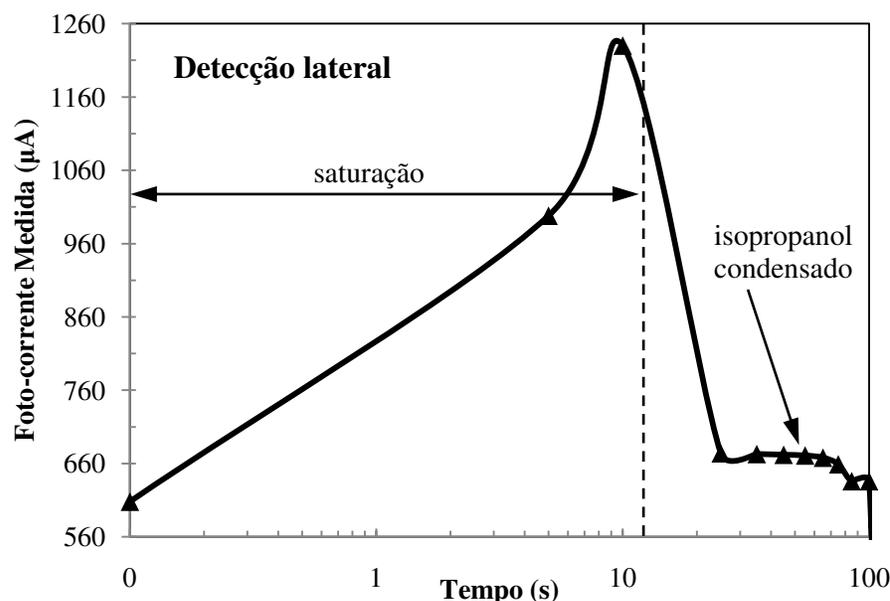


Figura 19: gráfico da foto-corrente do estádio detector em função do tempo durante a condensação e evaporação do isopropanol para a detecção lateral.

Na figura 19 observa-se, grande variação da fotocorrente no início do processo. Entretanto, durante a condensação ocorre também a mesma variação abrupta observada na detecção frontal. Observa-se que, tanto na detecção lateral quanto frontal, a queda abrupta ocorre quando a condensação se completa. Para ambos os casos, a fotocorrente diminui, mas a diminuição relativa (em relação ao máximo valor atingido de fotocorrente) é menor para a detecção frontal. A justificativa para este caso é a mesma apresentada para a detecção de água: a substância ao envolver completamente o estádio emissor favorece mais a emissão frontal. Os valores absolutos da fotocorrente na detecção lateral são maiores do que para a detecção frontal, pois a área lateral para a absorção de luz é maior que a área frontal. Tem-se também que a forma dos gráficos para a detecção lateral para a água e isopropanol são muito parecidas em termos de valores absolutos de fotocorrente e de forma. Logo, operam de modo “binário” e não seletivo, ou seja, detectam a presença da substância ou não sem poder diferenciá-las, devido à mudança índice de refração correspondente. Ao contrário, a detecção frontal apresenta variações de fotocorrente diferentes para a condensação da água e do isopropanol. Para estas detecções nota-se que após os 10s iniciais o comportamento é

bem diferente: para a água, ocorre o aumento da fotocorrente e para o isopropanol, ocorre a diminuição da mesma. Isto indica certa seletividade de detecção, ou seja, é possível identificar variações do índice de refração, neste caso, associado a duas substâncias diferentes.

5.7 – Análise comparativa das formas de sensoriamento

A eficiência da detecção pela análise da forma do espectro de emissão, tanto frontal quanto lateral, podem ser analisados através da diferença relativa da intensidade do espectro resultante de emissão. Isso é possível para o comportamento estático, quando o líquido se encontra condensado. A diferença relativa foi definida subtraindo-se o espectro de emissão obtido sob condensação do líquido do espectro obtido antes da condensação e dividindo o resultado pelo espectro de emissão antes da condensação, ponto a ponto para cada espectro. A figura 20 mostra o espectro da diferença relativa para a detecção da condensação da água para emissão do estádio de $\epsilon=0,36$. A figura 20 (a) se refere à emissão frontal e a figura 20(b) se refere à emissão lateral.

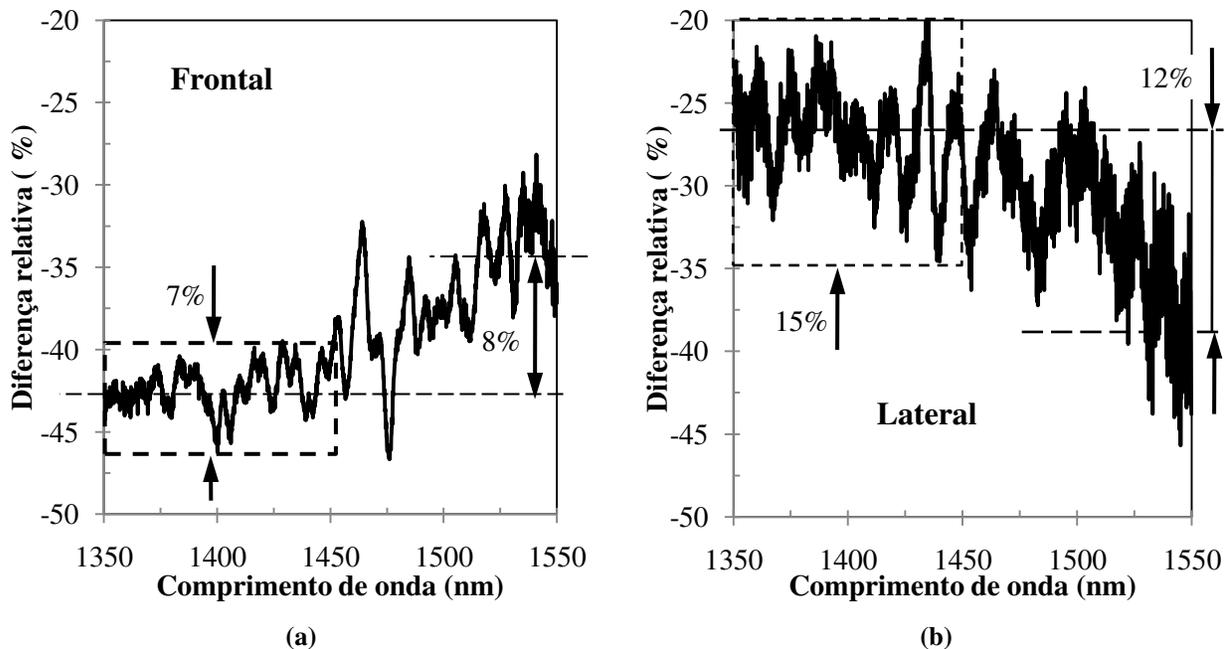


Figura 20: gráfico da diferença relativa da amplitude do espectro de emissão do estádio de $\epsilon=0,36$ para condensação de água: (a) emissão frontal e (b) emissão lateral.

No gráfico da figura 20 nota-se que as variações relativas das emissões frontal e lateral possuem comportamentos complementares. Para os comprimentos de onda de 1350nm até 1450nm. A a diferença relativa para a detecção frontal (figura 20(a)), aproximadamente, se mantém em torno

43%, oscilando ~7%, enquanto que para a detecção lateral, neste mesmo intervalo de comprimento de onda, a diferença relativa se mantém em torno de 27%, oscilando em até 15%. Para os comprimentos de onda de 1450nm a 1550nm a diferença relativa da amplitude para a detecção lateral varia de 8%, aproximadamente, enquanto que para a detecção frontal varia de aproximadamente 12%. Conforme mostra a figura 20 (a), os modos ópticos associados a comprimentos de ondas menores apresentam maiores variações negativas para a emissão frontal. Isso significa que a emissão nesta direção é mais reduzida para menores comprimentos de onda. Conforme mostra a figura 20(b), os modos ópticos associados a comprimentos de ondas maiores apresentam maiores variações negativas na emissão lateral. A explicação para este comportamento seria pela definição do ângulo crítico em função do índice de refração externo, do ângulo interno das trajetórias e da dispersão da radiação que pode ser significativa neste caso. A absorção do líquidoⁱ também pode influenciar este resultado. O índice de refração diminui com o aumento do comprimento de onda da radiação e o aumento do índice de refração externo aumenta o valor do ângulo crítico. Conseqüentemente, os comprimentos de onda menores serão mais totalmente refletidos internamente. Este efeito é bastante pronunciado na direção frontal, pois as trajetórias atingem os menores ângulos e os mais próximos ao valor crítico. Com isso, a radiação de menor comprimento de onda fica mais confinada nesta direção e a emissão da radiação de maior comprimento de onda aumenta. Como a maior parte de radiação de maior comprimento de onda é emitida frontalmente, ocorre a redução da correspondente emissão pela lateral do estádio. Além disso, o mesmo efeito explicado para a emissão frontal ocorre para a lateral, mas em menor proporção, pois nesta direção as trajetórias atingem os maiores ângulos internos, mais distantes do valor crítico. Conseqüentemente, a variação de intensidade (observando todo o espectro de emissão) na direção lateral será maior do que na direção frontal. Nota-se também que a redução da amplitude para todo espectro em ambas as direções indicam que a água está absorvendo parte da luz emitida pelo estádio emissor.

A figura 21 mostra o espectro relativo para a detecção da condensação do isopropanol para emissão frontal do estádio de $\epsilon=0,36$.

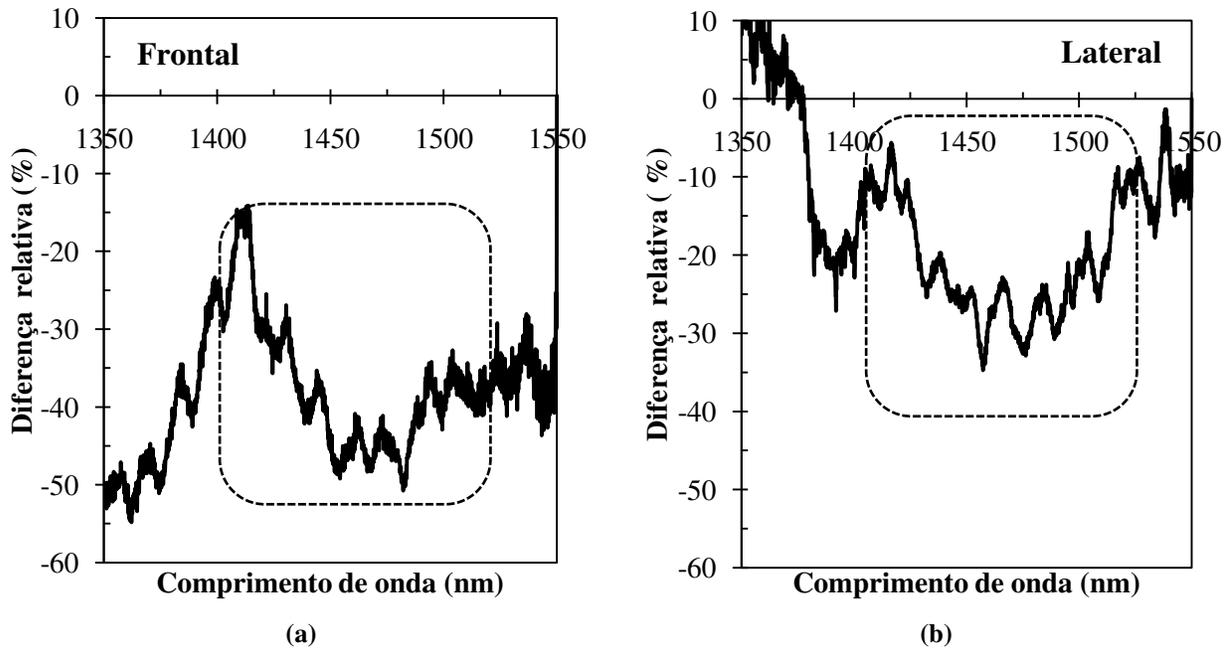


Figura 21: gráfico da variação relativa da amplitude do espectro de emissão do estádio de $\epsilon=0,36$ para condensação de isopropanol: (a) emissão frontal e (b) emissão lateral.

No gráfico da figura 21, nota-se que as variações relativas das emissões frontal e lateral possuem comportamentos complementares para comprimentos de onda até 1400nm: para emissão frontal a diferença relativa aumenta com o comprimento de onda e para emissão lateral diminui. Para comprimentos de onda de 1410nm a 1510nm, como circulado nos gráficos, observa-se a atenuação nas duas direções de emissão. Esta é uma indicação de absorção. A partir dos 1510nm a curva indica também absorção de menor intensidade.

Diferentes valores de fotocorrentes são gerados para diferentes estágios de saturação, condensação ou evaporação, pois diferentes modos terão seu confinamento e a intensidade de emissão alterados. Desta mesma forma, a geração de fotocorrente pelo estádio detector devida à emissão do estádio emissor está sujeita à influência de espalhamento da radiação e absorção pelo meio ocupado pelas substâncias, conforme suas fases. A absorção não ocorre para todos os comprimentos de onda e também não absorve totalmente a radiação emitida. Foi observado que o isopropanol (pior caso em relação à água) não absorve comprimento de onda de 1350nm a 1410nm. Como a resposta óptica do InGaAsP é maior para menores comprimentos de ondaⁱⁱ, esta característica pode contornar essa parte do problema de absorção. Para analisar as duas direções de detecção, através dos gráficos das figuras 16, 17, 18 e 19, foram obtidas as variações relativas de detecção para a direção frontal e lateral, tomando-se como referência o respectivo valor de corrente inicial para cada medida. A figura 22 mostra esses resultados. A figura 22(a) refere-se à detecção

pela direção lateral e a figura 22(b), à detecção frontal. As linhas grossas são referentes ao sensoriamento da água e as linhas finas são referentes ao sensoriamento do isopropanol.

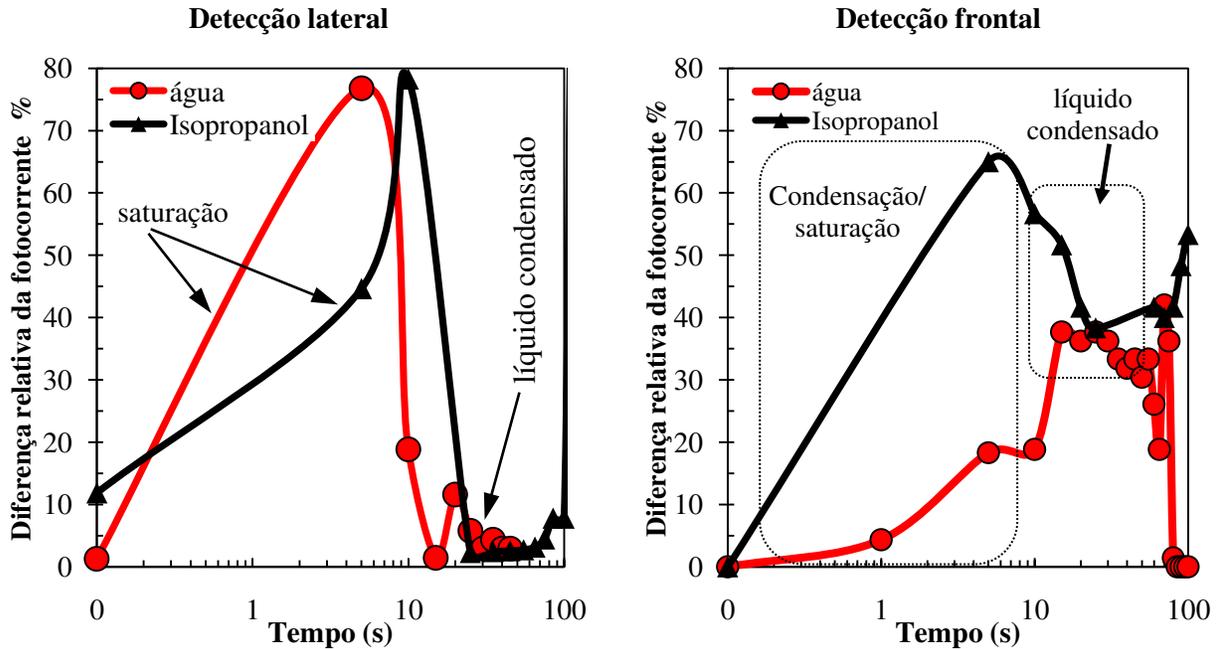


Figura 22: gráfico da variação relativa da foto-corrente do estádio detector em função do tempo de condensação e evaporação da água (linhas grossas) e saturação e evaporação do isopropanol (linhas finas) para (a) detecção lateral (b) detecção frontal.

Na figura 22(a) nota-se um comportamento semelhante para ambas as curvas. Uma grande diferença relativa ocorre lentamente até a condensação total de ambos os líquidos. Imediatamente no início da condensação a diferença tende lentamente a zero. Na figura 22(b) os comportamentos são distintos para as curvas. A diminuição da diferença relativa da fotocorrente no sensoriamento do isopropanol ocorre rapidamente. Quando atinge a saturação total o valor permanece praticamente constante. Para a água, a diferença relativa atinge ~35% em ~20s, mantendo-se constante na condensação total da água. Para ambas as curvas, o estágio de evaporação é marcado por variação da diferença relativa da fotocorrente. Essa variação pode ser aplicada para monitoramento da umidade ou saturação de substâncias. Comparando os dois resultados, o sensoriamento por detecção frontal de fotocorrente apresenta maior possibilidade de análise, pois suas variações podem ser associadas às diferentes etapas do processo de condensação ou saturação e evaporação. Conforme ocorre a saturação ou condensação (e também, analogamente no sentido contrário, a evaporação) gotículas de substâncias se aderem ao ressonador ao longo do tempo, causando espalhamento da radiação emitida. Do mesmo modo, a absorção da luz pelo estádio detector poderá ser alterada. Como na face

frontal os vários modos confinados possuem ângulos de incidência mais próximos do valor crítico, as pequenas alterações locais de índice de refração poderão diminuir o confinamento e alterar o resultado da detecção de fotocorrente. Na direção lateral, os ângulos internos de incidência são bem maiores que o crítico, logo este efeito não é tão significativo.

5.8 – Conclusão do capítulo

A seleção modal pela inserção de furos foi observada no estádio de $\epsilon=0,19$, no qual os modos da trajetória diamante foram praticamente extintos e os modos de trajetórias secundárias foram mantidos. A seleção modal parcial foi observada no estádio de $\epsilon=0,36$, no qual a inserção de furos causou deslocamento dos modos e pequena atenuação.

No sensoriamento da água pela observação do espectro de emissão lateral do estádio de $\epsilon=0,36$, foram observados a definição e a atenuação de alguns modos e também indícios de absorção.

No sensoriamento da isopropanol pela observação do espectro de emissão lateral do estádio de $\epsilon=0,36$, foi observada grande atenuação de alguns modos devido à absorção pelo líquido e pequena atenuação para modos abaixo de 1450nm.

A emissão lateral traz mais informações através do espectro de emissão do que a emissão frontal, pois os modos das trajetórias são mais definidos nesta direção.

A detecção por fotocorrente se mostrou mais vantajosa na direção frontal de detecção, devido à sensibilidade da emissão à variação do índice de refração externo, nesta direção. Com isso, a detecção frontal tem caráter seletivo, ou seja, é possível diferenciar substâncias através do índice de refração. A detecção lateral apresenta caráter “binário”, ou seja, apenas identifica a presença de substâncias.

Referências

ⁱ G. M. Hale and M. R. Query, Appl. Opt., 12, 555 (1973).

ⁱⁱ S. Adachi, J. Appl. Phys., 53, no.12, pp.8775 (1982).

Conclusão

Neste trabalho foi apresentado o uso de cavidades ressonantes baseadas em geometrias de bilhares caóticos construídas em meios semicondutores opticamente ativos, visando seu aproveitamento ao sensoriamento. Abaixo são descritos os principais pontos conclusivos de cada etapa do trabalho.

Foi realizado o desenvolvimento de um modelo teórico simples para a descrição do comportamento óptico da emissão do ressonador estádio. O tratamento matemático proposto foi elaborado, baseando-se em múltiplas reflexões da luz sobre trajetórias preferenciais curtas e fechadas, as quais determinam a existência das trajetórias através do tempo de vida fotônico comparado ao tempo de trajeto dos fótons sobre as trajetórias preferenciais. O modelo permitiu prever que alterações de excentricidade selecionam trajetórias, que alterações do índice de refração podem também selecionar modos das trajetórias. Foi previsto também que a seleção modal pode ser realizada pela inserção de orifícios na cavidade, diretamente sobre as trajetórias ópticas. Estas idéias foram aproveitadas para propor a aplicação deste ressonador ao sensoriamento.

Conforme o modelo proposto, foram projetados e fabricados vários discos e estádios de raio de $10\mu\text{m}$ e excentricidades nula (discos) e iguais a 0,19 e 0,36. A fabricação destes dispositivos utilizou corrosão por FIB – *Focused Ion Beam* – associada a técnicas de microfabricação, configurando uma nova técnica híbrida que agrega vantagens de ambas. O resultado desta junção de técnicas apresenta a vantagem de se obter dispositivos muito próximos às bordas e arestas da estrutura semicondutora, o que facilita medidas e aplicações, permite ajustes e reprocessamento de dispositivos já testados para comparações mais confiáveis e possibilita a integração monolítica com grande facilidade. Além disso, as estruturas obtidas apresentam grande verticalidade e alta qualidade da morfologia de superfície corroída. A técnica também possibilita a corrosão química seletiva na direção perpendicular à direção do crescimento epitaxial, deixando o ressonador sustentado por pedestais e com grande área envolta por ar, com a finalidade de aprimorar o confinamento óptico.

Os estádios foram caracterizados pela obtenção e análise de seus espectros de emissão para diferentes direções. Foi verificado o alto direcionamento de emissão pelas faces frontal e lateral, mas

com espectros bastante diferentes em cada direção, sugerindo que as trajetórias preferenciais internas são independentes. A trajetória preferencial dominante para o estádio de $\varepsilon=0,19$ é a diamante e para o estádio de $\varepsilon=0,36$ é a gravata-borboleta. Para esta última, outros modos secundários foram observados. Isso mostra que as trajetórias preferenciais em ressonadores estádios podem ser selecionadas pela excentricidade do mesmo.

A seleção modal pela inserção de orifícios foi demonstrada empiricamente. Após a realização dos furos no estádio de $\varepsilon=0,19$, os modos da trajetória diamante foram praticamente extintos e os modos de trajetórias secundárias foram mantidos. A seleção modal parcial foi observada no estádio de $\varepsilon=0,36$, no qual a inserção de furos causou deslocamento dos modos e pequena atenuação.

A aplicação ao sensoriamento foi realizada para o estádio de excentricidade de 0,36. O sensoriamento foi realizado de duas formas. A primeira é pela observação e análise qualitativa do espectro de emissão, quanto a sua forma, espaçamento modal e intensidades. A outra forma é pelo monitoramento da intensidade de emissão por foto-corrente utilizando dois estádios integrados lateralmente. Neste caso foi apresentada uma análise quantitativa dos resultados. Na análise da forma do espectro, indícios significativos de absorção da luz pelos líquidos e pequenas alterações nas posições dos modos e alterações em suas formas foram observados. A detecção por fotocorrente na direção frontal mostrou-se mais vantajosa por apresentar variações de fotocorrente lentas e com mais detalhes que poderão ser associadas à evolução do estado de condensação das substâncias. Neste modo de detecção foi observada a variação de fotocorrente de até 65%, em relação ao valor inicial da medida, para o sensoriamento do isopropanol e 50% para o sensoriamento da água. A detecção lateral apresentou maior variação de fotocorrente (próximo a 80%), mas a variação abrupta permite apenas um processo de sensoriamento binário, que indica ou não a presença de substâncias. A associação destas respostas poderá ser utilizada para se estabelecer “assinaturas espectrais” de substâncias, o que poderá identificar substâncias bem como quantificar suas concentrações.

Considero que a contribuição de meu trabalho ao crescimento do conhecimento científico está, primeiramente, no desenvolvimento de um tratamento matemático simples que descreve o comportamento óptico dos estádios com boa concordância com os resultados experimentais. Isto é de grande relevância para o desenvolvimento do conhecimento nesta área, pois é de aplicação simples e rápida para a descrição de resultados experimentais, o que gera grande contraste com a forma precisa, mas complexa, que o problema dos estádios tem sido tratado atualmente. A verificação empírica da

seleção modal prevista tanto pela distorção da geometria do estádio assim como pela inserção de furos atesta a validade de minha proposta teórica. A aplicação destes conceitos para sensoriamento e a fabricação de uma estrutura com estádios integrados monoliticamente para esse fim é também inédita. Esta realização contribui com mais uma opção de aplicação dos estádios e de grande potencial para o sensoriamento. Outra contribuição bastante relevante está na construção dos estádios ressonadores utilizando o FIB associado a técnicas tradicionais de microfabricação. Esta associação de técnicas demonstrou grande versatilidade nas integrações de dispositivos opto-eletrônicos discretos e independentes.

Propostas para trabalhos futuros

O estudo do comportamento de estádios de dimensões reduzidas pode ser interessante, pois estes deverão apresentar espectros com maior espaçamento modal. Neste processo, a dificuldade de injeção poderá ser contornada com a utilização do FIB para a deposição de fios de platina ligando o estádio a um contato elétrico maior e mais robusto. Este processo aplicado ao estádio teria caráter inédito.

O funcionamento do estádio pode também ser experimentando em regime pulsado de injeção (para redução de efeitos de aquecimento) para tentar colocá-lo em estado de emissão laser e analisar sua pureza espectral para diversas dimensões e excentricidades.

Um estudo comparativo entre o espectro de emissão do estádio, tanto frontal quanto lateral, para o estádio com pedestal e sem pedestal poderão ser realizados. Neste estudo poderão ser comparadas as vantagens e desvantagens entre as estruturas. Variações, como com e sem inserção de furos, também poderão fazer parte deste experimento, até com as possíveis combinações entre: com e sem pedestal; com e sem furos e aplicação ao sensoriamento.

A estrutura para a análise das trajetórias presentes no ressonador é bastante complexa em termos de posicionamento e otimização de medida. A grande sugestão que se segue poderá facilitar esta etapa de obtenção de resultados experimentais. Poderia ser pensada uma estrutura para detecção posicionada fixamente ao redor do estádio. Assim como o estádio detector consegue monitorar a emissão do outro estádio pela geração de fotocorrente, pequenos detectores podem ser facilmente obtidos por FIB ao redor do estádio. O único problema seria a conexão elétrica com tais componentes. Os sensores próximos aos estádios seriam bem pequenos, cerca de $1\mu\text{m}$ a $2\mu\text{m}$ de largura e trilhas metálicas sairiam deles e se alargariam para *pads* de contato, tanto por pontas de prova quanto por *wirebonding*.

A seleção modal pela inserção de furos pode ser realizada de inúmeras maneiras e para várias excentricidades. Uma proposta interessante é testar a seleção modal por furos em estádios de excentricidades que comportam os modos diamante e gravata-borboleta com alto confinamento.

A escolha do diâmetro dos furos para o sensoriamento pode ser feita com mais critério através de estudos que mostrem a variação do espectro com o diâmetro do furo e associá-los à capacidade de sensoriamento. Com isso, é também possível utilizar estádios menores que contenham apenas a trajetória diamante bem definida. Com furos otimizados, os modos não serão fortemente atenuados e poderá atuar com sensor, explorando até a possibilidade de o líquido ou gás ocupando o espaço do orifício possa acoplar novamente os modos espalhados, apresentando uma grande variação tanto na forma do espectro quanto na detecção da fotocorrente. Dentro deste contexto, ainda é possível propor um estudo da variação das fases dos modos confinados através da variação gradativa e controlada do índice de refração externo e a observação do deslocamento dos modos ópticos.

O estudo sistematizado do sensoriamento pode trazer resultados quantitativos e a sua experimentação em gases pode ser bastante atrativa.

A investigação do comportamento elétrico através do levantamento das curvas $i \times V$ para os estádios integrados nas diversas combinações possíveis pode ser um caminho para otimizar a capacidade de sensoriamento do sistema. Isso seria possível pois ter-se-ia em mãos as responsabilidades para cada tipo de estrutura para o sensoriamento, podendo ser realizadas com e sem a presença de substâncias.

Publicações

Diretamente associados ao tema da Tese:

A. da Silva Filho, L. A. M. Barea, F. Vallini, A. A. Von Zuben, and N. C. Frateschi, *Mode Pattern Dependence on the Eccentricity of Microstadium Resonators*, Journal of Applied Physics, 107(8), 6 (2010).

Abstract

Microdisk and microstadium resonators based on InGaAsP multi-quantum-well laser structures were fabricated by focused ion beam employing Ga⁺ ion milling and polishing followed by selective chemical etching. Stadia with very good morphology and with different eccentricities were fabricated for the study of optical mode selection. Light emission was investigated by infrared microscopy and spectroscopy. The measured emission pattern and the spectra agree well with a simple model based on the summation over periodic orbits or scar modes. The dependence of the scar mode emission with the resonator eccentricity was modeled based on the difference between photon lifetime and orbital round-trip time. The mode selection dependence with the surrounding index of refraction is suggested for chemical sensing applications. [doi:10.1063/1.3393296]

A. da Silva Filho, L. A. M. Barea, A. A. Von Zuben and N. C. Frateschi, *Stadium Cavity Optical Resonator Fabricated by Focused Ion Beam*, ECS Transaction, 23 (1), 455 (2009).

Abstract

We have fabricated micro-disk and micro-stadium optical resonators based on conventional InGaAsP/InP multi-quantum well laser epitaxial structures, using a hybrid process by Focused Ion Beam milling and selective wet chemical etching. Resonators with very smooth walls were obtained allowing the observation of optical modes of the stadia with a 15 nm separation. This modal separation is an evidence of the beating between stadium scar modes.

A. da Silva Filho; N. C. Frateschi, *Analysis of a high optical micro sensor based on stadium optical resonators*, (In: SBMICRO 2005, Florianópolis - SC, setembro). "Microelectronics Technology and Devices SBMICRO 2005", The Electrochemical Society, Inc., Pennington, NJ, USA (2005), v. 2005, p. 54-58.

Abstract

We present an analysis of the spectral behavior of a stadium optical cavity under small perturbation of its effective index of refraction for the development of a resonant optical sensor. A dimensional reduction up to 1000 times with respect to conventional Mach-Zehnder interferometers without the need for an external light source is shown. Also, discontinuous behavior in the spectrum is shown to be very suitable for a trigger function application.

L. A. M. Barea, A. da Silva Filho, D. L. Figueira, A. R. Vaz, and N. C. Frateschi, *Si₃N₄/SiO₂ planar photonic structures fabricated by focused ion beam*, Capítulo do Livro: “Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors to Energy”. (de 2009 Advanced Research Workshop (FTM-6) - Future Trends in Microelectronics: Unmapped Roads, June 14-19, 2009, Sardinia, Italy), Wiley-IEEE Press, ISBN: 978-0-470-55137-0.

Introduction

Micro optical resonators are essential components in optical integrated systems for they provide selective capture, release, and storage of photons as well as interaction with matter and other photons. As an example, microdisks¹ and micro-rings^{2,3} are elements that provide extremely long photon lifetime that can be used for spectral filtering as well for highly efficient non-linear photon interaction^{4,5}. For instance, its small volume and the high photonic lifetime are very important for the promotion of four wave-mixing (FWM) with a single pumping frequency⁶.

However, coupling light to and from the resonator is still achieved with hybrid integration using tapered silica fibers⁷. In this work we present a new technique for the fabrication of structures with monolithically integrated resonators and planar tapered waveguides, all based in SiN/SiO₂ layers deposited on silicon.

We use an approach that combines nano fabrication techniques based on focused ion beam (FIB) milling and smoothing⁸ and conventional micro fabrication techniques. We have fabricated resonators coupled to tapered waveguides using this approach. Tapered waveguides with 0.8 dB/cm losses were obtained. Finally, we observed the photon generation at a micro-ring resonance due to 4-wave mixing generated by pumping at a subsequent micro-ring resonance.

Outras publicações:

J. F. Bettini, M.G. de Carvalho, A. da Silva Filho, N. C. Frateschi, *Analysis of Be Doping of InGaP Lattice Matched with GaAs*, Journal of Crystal Growth, 208, 65 (2000).

A. da Silva Filho and N. C. Frateschi, *Optimized Electrolyte for Electrochemical Capacitance - Voltage Profiling of Carrier Concentration in In_{0.49}Ga_{0.51}P*, Journal of Electronics Materials, 28 (12), 1428 (1999).

Participação e apresentação em eventos:

SBMICRO 2005 (Internacional), Florianópolis – SC, de 04 - 07/Setembro de 2005.
Analysis of a High Sensitivity Optical Micro-Sensor Based on Stadium Resonator
A. da Silva Filho and N. C. Frateschi.

XXIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, de 15 a 19 de maio de 2001, *Estudos de Laseres de Três Terminais Integrados com Transistores de Controle*, A. da Silva Filho and N. C. Frateschi.

Trabalhos apresentados

CANEUS 2009

NASA Ames Research Center, Santa Clara, CA, March 1-6, 2009.

Quantum well and quantum dot microcavity resonators fabricated by focused ion beam

L. Barea, A. da Silva Filho, A. R. Vaz , N. C. Frateschi.

SBMICRO-2009: Microelectronics Technology and Devices

Natal-RN-Brasil: de 31/Agosto - 03/Setembro de 2009.

Stadium Cavity Optical Resonator Fabricated by Focused Ion Beam

A. da Silva Filho, L. A. M. Barea, A. A. Von Zuben and N. C. Frateschi,