

David da Silva Leocadio Figueira

# Estruturas fotônicas baseadas em Silício dopado com Érbio para aplicações em telecomunicações

Campinas

2013

ii

#### UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

David da Silva Leocadio Figueira

### Estruturas fotônicas baseadas em Silício dopado com Érbio para aplicações em telecomunicações

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador: Newton Cesário Frateschi

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA TESE DEFENDIDA PELO ALUNO DAVID DA SILVA LEOCADIO FIGUEIRA E ORIENTADO PELO PROF. DR. NEWTON CESÁRIO FRATESCHI

er l'

Campinas

2013

#### Ficha catalográfica Universidade Estadual de Campinas Biblioteca do Instituto de Física Gleb Wataghin Valkíria Succi Vicente - CRB 8/5398

 F469e
Figueira, David da Silva Leocadio, 1980-Estruturas fotônicas baseadas em silício dopado com érbio para aplicações em telecomunicações / David da Silva Leocadio Figueira. – Campinas, SP : [s.n.], 2013.
Orientador: Newton Cesário Frateschi. Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin.
1. Fotônica. 2. Silício. 3. Érbio. 4. Ressonadores. I. Frateschi, Newton Cesário,1962-. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física Gleb Wataghin. III. Título.

#### Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Photonics structures based on silicon doped with erbium for application in telecommunications Palavras-chave em inglês: Photonics Silicon Erbium Resonators Área de concentração: Física Titulação: Doutor em Ciências Banca examinadora: Newton Cesário Frateschi [Orientador] Henri Ivanov Boudinov Maurício Pamplona Pires Leandro Russovski Tessler Cristiano Monteiro de Barros Cordeiro Data de defesa: 22-11-2013 Programa de Pós-Graduação: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **DAVID DA SILVA LEOCADIO FIGUEIRA – RA: 980949** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 22 / 11 / 2013.

COMISSÃO JULGADORA:

3 Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi

Orientador do Candidato - DFA/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Henri Ivanov Boudinov - IF/UFRGS

Aunao one Prof. Dr. Maurício Pamplona Pires - IF/UFRJ

1em

Prof. Dr. Leandro Russovski Tessler – DFA/IFGW/UNICAMP

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

#### RESUMO

O objetivo principal desta tese foi buscar materiais que pudessem gerar ganho óptico por emissão estimulada usando como base o silício e, consequentemente, usar estes materiais em dispositivos fotônicos. A base de emissão ativa usada neste trabalho foi o Silício Amorfo dopado com íons de terra rara, Érbio, (a-Si<Er>) com emissão de luz característica na região da banda C usada em telecomunicações ópticas (~1550 nm). O trabalho mostra o desenvolvimento e a evolução da emissão em 1550 nm em diversas condições de fabricação de a-Si<Er>, passando por sua oxigenação, criação de nanocristais de silício e com o desenvolvimento de estruturas ressonantes. Com estas amostras sugerimos e fabricamos estruturas compatíveis com tecnologia de Silício tais como microdisco suspensos de Silício e cristais fotônicos bidimensionais baseados em membranas suspensas. Os resultados obtidos ao longo desta teses mostram a viabilidade do uso de íons de Er<sup>3+</sup> como dopantes em Si para estas aplicações específicas pois conseguimos aumentar a emissão em 1550 nm destes materiais em mais de 135 mil vezes e também propusemos, experimentalmente, estruturas fotônicas passíveis de se ter ganho, ou seja, que demonstram indícios de emissão estimulada, com estes materiais abrindo caminho, para o uso do Érbio em tecnologias de fotônica de silício.

#### ABSTRACT

The main goal of this work was to find materials that could generate stimulated optical gain based on silicon, and, consequently, use these materials in photonic devices. The sample structure used for this work was amorphous silicon doped with earth rare ions, Erbium (a-Si<Er>) with characteristic light emission in the C-band region used in telecomunication (~1550nm). The work shows the development and evolution of the 1550nm emission in many a-Si<Er> fabrication conditions, from oxygenation, silicon nano-crystals formation, to the development of resonant structures. With these samples, We have fabricated with these material that were compatible with Silicon technology such as Silicon microdisks and active bidimensional photonic crystal resonator membrane. The results suggest the viability of the use of  $Er^{3+}$  ions as dopant in Si for these specific applications since we were able to increase the 1550nm emission of these materials in over 135 thousand times. We also proposed, experimentally, photonic structures that could generate gain, meaning that they have shown signs of stimulated emission opening a path for the use of Erbium in silicon photonic technologies.

### Índice

CAPÍTULO 1 – INTRODUCÃO
1.1 - INTRODUÇÃO1
1.2 - Sobre esta Tese
Capítulo 2 – Silício, Érbio e Compostos: na Teoria11
2.1 - Introdução9
2.2 - Silício Dopado com Érbio
2.3 – O Silício
2.4 – O Érbio
2.5 – Silício amorfo dopado com Érbio17
2.6 – NANOCRISTAIS DE SILÍCIO
CAPÍTULO 3 - SISTEMAS EXPERIMENTAIS
3.1 – RF Sputtering
3.2 - FABRICAÇÃO DE SILÍCIO AMORFO HIDROGENADO DOPADO COM ÉRBIO
3.3 - FABRICAÇÃO DE SUB-ÓXIDO DE SILÍCIO AMORFO DOPADO COM ÉRBIO
CAPITULO 4 - RESSONADORES NÃO-CONVECIONAIS (DISCOS, ELIPSES E ESTÁDIOS)
4.1 – MICRODISCOS
4.2 – PRIMEIRAS MICRO-ESTRUTURAS FABRICADAS – A-SI:H <er></er>
4.3 - Medidas de Campo Próximo
CAPITULO 5 - RESSONADORES DE MULTICAMADAS
5.2- FABRICAÇÃO DAS AMOSTRAS OXIGENADAS COM NANOCRISTAIS DE SÍLICIO
5.3- CARACTERIZAÇÃO DAS AMOSTRAS
5.4- Simulação e fabricação de camadas intermediárias de SiO $_2$
CAPITULO 6 - RESSONADOR DE MEMBRANA SUSPENSA DE CRISTAL FOTÔNICO TIPO H166
6.2 – Fabricação da Estrutura
6.3 – Resultados e Análises
Capitulo 7 - Conclusões Finais
7.2 – Perspectivas futuras
7.2 – TRABALHOS PUBLICADOS

#### **AGRADECIMENTOS**

Neste único espaço não científico deste trabalho vou tentar resumir meus agradecimentos a todos que de alguma forma ajudaram direta ou indiretamente a conclusão deste trabalho.

Primeiramente o culpado de tudo: o professor Newton C. Frateschi. Ao longo de todos estes anos, além de um orientador ele se tornou um grande amigo. Brigando nos momentos certos e levando o trabalho para o trilho correto. Um orientador extremamente habilidoso e inteligente que tornou-se um amigo e conselheiro para a vida. E como amigo conseguiu me mostrar os caminhos certos a trilhar e também a escutar boas músicas. Newton, muito obrigado, pela oportunidade de desenvolver este trabalho e por me aguentar por todos estes anos.

Gostaria de deixar um grande agradecimento ao, hoje, Dr. Danilo Mustafá e ao prof. Leandro Tessler. Eles que me apresentaram o mundo dos Terras Raras. Danilo foi um parceiro de tese que compartilhou dificuldades e alegrias.

Aos memoráveis amigos que fiz no Grupo de Dispositivos Optoeletrônicos do LPD. Sem exageros, uma turma sensacional. Amigos mesmo. Felipe, Luis, Paulão, Betão, Adenir e o impagável Totó. Esta turma sempre estava ali, disposta a ajudar e a dar a energia que faltava para terminar qualquer coisa. Um time.

Como um trabalho experimental a ajuda dos técnicos de mecânica fina de nossa oficina foram fundamentais. Aqui, deixo meus agradecimentos a todos da oficina da DFA e a oficina central do IFGW, em especial ao Pedrinho.

Gostaria de deixar um grande agradecimento ao prof. Francisco Marques por todo suporte e ajuda referentes ao *sputtering*. E também a Isabel, técnica do laboratório, que tinha que nos aguentar diariamente em seu laboratório.

Um trabalho de longa duração necessitada de um apoio administrativo muito bacana, e aqui quero agradecer ao pessoal da secretária do DFA por resolver todos as burocracias do dia-adia. Em especial um grande agradecimento a Márcia, sempre disposta a ajudar. Já no CEPOF meu super agradecimento a Simone, que desconhece a palavra "não da pra fazer". Estes são exemplos a ser seguidos por todo funcionalismo público do Brasil.

Um agradecimento especial a todos da Comissão de Pós-Graduação. Em especial a Maria Ignez que por anos segurou tudo e mais um pouco lá e sempre com sua firmeza conseguia nos convencer a fazer as coisas "conforme as regras". Deixo também registrado meu agradecimento ao Armando.

Claro que não poderia deixar de agradecer ao meus amigos dos Lamas. Esta sociedade pseudo-secreta que nasceu no IFGW e hoje é conhecida munda a fora. Graças a vocês, cheguei ate aqui. Meu carinho também ao amigos mais distantes que sempre torceram para o sucesso deste trabalho e aqui deixo registrado meu agradecimento aos amigos de Iúna-ES, onde tudo, tudo mesmo, começou e ao meu eterno mestre Cláudio Staudt.

Por último meu eterno agradecimento a duas pessoas que representam minhas famílias e que graças a eles consegui reunir forças para concluir este trabalho e que sempre estiveram do meu lado me apoiando. Minha eterna namorada Thais, que graças a UNICAMP entrou no meu caminho e dele não saíra, assim espero. Thais, obrigado por tudo e te amo eternamente. E ao meu grande ídolo, parceiro, amigo e nas horas vagas pai, o Sr. Jayr. Meu

pai. Que é minha fonte diária de inspiração sempre me incentivando com sua inteligência ímpar. Pai....esta tese é sua. Graças a você ela existe e é para você que dedico ela, tenho certeza que mamãe ficaria orgulhosa da gente hoje.

### Capítulo 1 Introdução

#### 1.1 - Introdução

O mote principal desta tese foi buscar materiais que pudessem gerar ganho óptico por emissão estimulada usando como base o silício e, consequentemente, usar estes materiais em dispositivos fotônicos. A ideia inicial foi "simples": buscar um laser de silício. Porém percebemos que este *graal* reservaria algumas surpresas ao longo dos anos que se estenderiam desta tese. No inicio de 2005 este assunto começava a ganhar maior visibilidade, o que podia ser facilmente visualizado pelo número crescente de artigos nesta área no *web of science*. A proposta era desafiadora : projetar, construir a caracterizar um laser de silício com uma aplicação bem definida : telecomunicações. Ou seja, queríamos não só um laser de um material tão inapropriado para fabricação de lasers, como o silício, mas como queríamos que este laser emitisse na região da banda C (1490nm a 1580nm). Se conseguíssemos, teríamos feito uma grande contribuição para a área. No final de vários anos do trabalho desta tese, não conseguimos um laser de silício mas conseguimos avanços significativos na engenharia de materiais para uso em fotônica de silício que podem significar a curto/médio prazo um grande avanço para este área.

A pergunta que surgia naquela época era: "Por que usar silício para emissão/guiamento de luz?". A resposta imediata, que chegava a ser utópica, era: " Porque o silício é a base da microeletrônica e seria muito importante juntar eletrônica e fotônica num mesmo grupo, em um mesmo material, usando a mesma tecnologia que se fabrica um para fabricar o outro". A resposta base de qualquer artigo ainda era : " Porque se pode usar a mesma tecnologia planar CMOS [1] empregada na indústria de microeletrônica". Virou um bordão da área, nem sempre verdadeiro e ao longo desta tese mostraremos os reais desafios vencidos e a vencer desta fascinante área.

O uso de silício na indústria eletrônica é antigo e remonta o fim da década de 50 do século passado. Suas propriedades semicondutoras [2] e as propriedades de seu óxido nativo, o dióxido de silício, o tornaram único. Além disto, sua abundância na natureza o fizeram o principal elemento da indústria eletrônica e principalmente da indústria microeletrônica. Segundo uma previsão feita Gordon Moore, um dos fundadores da Intel, na década de 60 do século passado, a capacidade de processamento de processadores dobraria a cada 12 meses, previsão esta que ficou conhecida como Lei de Moore [3]. Porém com o aumento da capacidade de processamento dos chips de silício algumas barreiras começariam a aparecer.



Figura 1.1 – Lei de Moore e comparação com o crescimento do número de transistores por processadores. Figura: Revista Info 04/2010

Um dos problemas que o aumento da densidade de transistores por *chip* acarreta em um processador é o excessivo aquecimento local que aumenta linearmente com a frequência de "clock". Além disto, as interconexões entre transistores são feitas com canais de cobre limitados por capacitância e resistência. Estes são alguns dos gargalos da



microeletrônica moderna, além é claro dos limites de micro e nano-fabricação de transistores cada vez menores.

Figura 1.2 – Densidade de potência típica nas interconexões de alguns processadores antigos e alguns exemplos da grandeza (setas vermelhas indicando qual seria o equipamento com potência similar) que poderemos ter de densidades de potência em interconexões. Figura : Intel

Particularmente, a interconexão entre áreas distintas do chip é um gargalo que a fotônica pode enfrentar. Interconexões puramente ópticas parece tornar-se um caminho natural. Mas as interconexões são só parte dos desafios, outros dois grandes desafios para o mundo da microeletrônica migrar para o mundo da fotônica são: Integração microondas com eletrônica e desenvolvimento de sistemas puramente ópticos de inteligência, que implica em detectores sendo acionados ou não de acordo com o sinal óptico emitido por uma fonte de luz e chaveando este sinal para um canal específico.



Figura 1.3 – Regiões de frequência de operação por tamanho de dispositivo para todos os segmentos de eletrônica, microondas e fotônica.

Na figura 1.3 vemos a frequência de operação e tamanhos típicos de dispositivos para cada área como eletrônica, microondas e fotônica. Interessante notar que na fotônica temos frequências de operação superiores a de microondas e com dispositivos que vão desde de dimensões sub-micrométricas até dispositivos com centímetros. A fotônica seria uma boa candidata para integrar a eletrônica à microondas.

E para que a fotônica consiga suprir o mercado com respostas para estes 3 pilares citados anteriormente é necessário o desenvolvimento de determinados dispositivos que substituirão os equivalentes em eletrônica. O *"building-block"* aceito atualmente e proposto pela Intel para esta integração fotônica é baseado em 6 elementos: 1) Emissores de Luz; 2) guias de onda; 3) moduladores; 4) fotodetectores; 5) baixo custo de montagem e 6) inteligência. As pesquisas envolvendo estes temas é conhecida como Fotônica de Silício, e envolvem desafios ainda abertos hoje, como desenvolvimento de dispositivos fotônicos totalmente atérmicos, emissores ativos, compatibilidade total com tecnologia CMOS, integração total e etc.

Esta tese foi baseada no primeiro destes elementos: Emissores de Luz. Nossa proposta foi desenvolver materiais baseados em silício para uma forte emissão de luz, em um determinado comprimento de onda, e propor alguns dispositivos a partir destes materiais. O material escolhido para o desenvolvimento desta pesquisa foi o silício amorfo dopado com érbio devido a sua conhecida emissão em 1550nm [4] que é o centro da Banda C das telecomunicações (1530nm a 1560nm). Porém a eficiência da emissão quando comparada a semicondutores da família III-V mostra-se muito inferior e parte de nosso trabalho foi otimizar esta emissão e torná-lo um emissor super eficiente nesta região.

Na última década diversos grupos de pesquisa se destacaram na busca de "fechar" o *building-block* proposto pela Intel. Porém, serão destacado aqui três grandes grupos que geraram conhecimento para que diversos outros grupos orbitassem em torno das pesquisas feitas por eles, para nós estes grupos representam o cerne e o que há de Estado da Arte em fotônica de Silício e influenciaram os trabalhos provenientes desta tese.

O primeiro grupo que destacamos é o grupo do Professor L. Pavesi da Universidade de Trento, na Itália [5]. Historicamente este grupo trabalha no estudo de nanocristais de silício (NC-Si) para uso como meio de ganho. Foi o primeiro grupo a reportar algum tipo de ganho em Silício [6]. Porém como o ganho obtido ainda era muito baixo começou-se a usar dopagem com terras-raras, no caso, Érbio. Os primeiros trabalhos reportam de 2004, com estudos sobre propriedades luminescentes de Er a Si co-implantados em silicatos [7]. Posteriormente, em 2006, usariam NC-Si juntamente com Er para fabricar guias de ondas [8]. As pesquisas envolvendo NC-Si dopados com Er para aplicações em guias de onda, não avançaram (no campo dos dispositivos e não da física básica) por limitações que foram descobertas nesta tese, como veremos em capítulos posteriores.



Figura 1.4 – Microtoroides de Si fabricados pelo grupo do Prof. Vahala do Caltech [9]

Outro grupo de grande importância para a área da Fotônica de Silício é o grupo do Professor Kerry Vahala do Caltech [10]. Este grupo foi o responsável pela explosão de trabalhos relacionados a cavidades de altíssimo fator de qualidade (Q), os microdiscos de Si toroidais [10]. Estes foram inventados neste grupo que tem uma ampla experiência em semicondutores da família III-V mas que mudou o nicho de pesquisa para temas relacionados exclusivamente para Fotônica de Silício. Por propagarem a luz via modos WGM (Whispering Gallery Modes) [11], que só é possível em geometrias circulares, o fóton fica aprisionando por um tempo muito maior na cavidade do que em guias retangulares convencionais. Isto faz com que o fator de qualidade da cavidade seja alto proporcionando um estreitamento muito grande da largura de linha das frequências de ressonâncias possíveis. E com isso as ressonâncias ficam muito sensíveis a variações do índice de refração efetivo e qualquer variação desta é refletida na alteração das frequências de ressonância do toróide. Com isso é possível fazer detectores e filtros muito sensíveis com estes dispositivos [12]. Concomitante com as pesquisas feitas no grupo do Prof. Pavesi em meados de 2003 em conjunto com o grupo holandês do prof. Polman [13] (grupo especialista em terras- raras) propuseram a dopagem com Er nos toróides de Si e assim fazer um ressonador ativos [14]. Porém a emissão de luz dos toróides era de apenas alguns nanowatts.



Figura 1.5 – Microdisco de Si com guia de acoplamento planar também de silício integrado fabricado pelo grupo da prof. Lipson de Cornell.

O terceiro grupo de suma importância para o desenvolvimento da Fotônica de Silício é o grupo da professora Michal Lipson da Universidade de Cornell [15]. O grupo da profa. Lipson é focado em pesquisa de dispositivos fotônicos passivos, totalmente baseados em Si, entre eles, filtros [16], moduladores [17, 18] e ressonadores [19]. Este grupo iniciou os trabalhos em fotônica de silício em 2002, porém foram dois artigos publicados em 2004 [17,20] que destacaram os trabalhos deste grupo. Estes trabalhos relatavam a fabricação de um filtro óptico baseado em microdiscos de silício cuja frequência de corte do filtro era ajustado mudando-se o índice de refração efetivo do *chip* via mudanças de potência de bombeio de sinal. Algo até então inédito e que representou um passo a mais dentro da proposta feita pela Intel para que a fotônica de silício substituísse a eletrônica.

#### 1.2 - Sobre esta Tese

É neste contexto que surgiu a proposta desta tese com o desafio de projetar e desenvolver novos materiais baseados em Si e Er<sup>3+</sup> com forte emissão em 1550nm e de propostas de estruturas fotônicas baseadas nestes materiais, como microdiscos, ressonadores e cristais fotônicos. O material base usado nesta tese foi o silício amorfo dopado com érbio fabricado via *sputtering* [21]. A dopagem com érbio foi feita simultaneamente à deposição de silício o que torna a obtenção destas amostras direta, o que não acontece no caso da implantação iônica de érbio [22]. Sucessivas análises e estudos da influência da temperatura de tratamento térmico desta amostras foram realizados assim como um profundo estudo da fabricação de NC-Si nestas mesmas amostras e sua influência na eficiência de emissão de 1550nm. Com estas amostras fabricamos diversas estruturas, desde de microdiscos, microelipses e microestádios onde os modos WGM foram constatados e emissão preferencial em microelipses e microestádios foram demonstradas. Também desenvolvemos um ressonador vertical para bombeio preferencial de certos canais do érbio a fim de aumentar sua luminescência. Ao final obtivemos uma amostra ultra-luminescente compatível com emissão de semicondutores de III-V. Com estas amostras

projetamos e fabricamos cristais fotônicos que poderão funcionar como um laser de silício bombeando opticamente.

Esta tese será organizada em sete capítulos que inclui esta introdução. No segundo capítulo descrevemos os semicondutores amorfos, especificamente sobre o Si e como funcionam os mecanismos de transferência de energia de uma matriz amorfa para os íons de  $Er^{3+}$ . Mostraremos os canais de bombeio do  $Er^{3+}$  e como os NC-Si podem ser úteis para acessar estes canais. Já no terceiro capítulo descreveremos detalhadamente todos os processos experimentais usados nesta tese, desde o equipamento de RF co-sputtering até o sistema de bombeio por campo evanescente via taper fibers [23] passando por nosso sistema de fotoluminescência. No quarto capítulo trataremos de descrever todos os processos envolvidos na fabricação de microdiscos, microelipses e microestádios e também sua caracterização e limitações. O quinto capítulo é dedicado ao desenvolvimento de uma nova estrutura baseado tanto em uma engenharia espectral por defeitos com pela fabricação de NC-Si. A fim de aumentar a emissão em 1550nm, camadas ressonantes para determinadas frequências de bombeio do érbio são fabricados juntos as amostras. Esta técnica permitiu um aumento extraordinário de emissão em 1550nm. No Sexto capítulo usando a amostra desenvolvida e caracterizada mostrada no capitulo 5 simulamos e fabricamos um cristal fotônico que poderá a vir a ser utilizado como um laser de silício. Por fim concluímos a tese no capítulo 7 com perspectivas futuras e trabalhos publicados.

## Capítulo 2 Silício, Érbio e Compostos: na Teoria

#### 2.1 - Introdução

O intuito deste capítulo é fazer uma breve revisão de conceitos sobre semicondutores amorfos dopados com terras raras, neste caso silício amorfo dopado com érbio. Para isso falaremos de alguns conceitos e aspectos de interesse que envolvem a física do Silício (como semicondutor), da espectroscopia de érbio com suas principais características, da dopagem de Silício com érbio e sobre importância de nanocristais de silício neste contexto. Esta contextualização é muito importante para tratarmos melhor e compreendermos os trabalhos desenvolvidos nesta tese. A abordagem feita neste capítulo possibilitará um entendimento global dos resultados e técnicas que mostraremos nos capítulos posteriores. Uma abordagem mais profunda não se fará necessária aqui dada a riqueza de material bibliográfico disponível sobre este assunto. Alguns temas menos explorados pela literatura terão uma abordagem mais global.

#### 2.2 - Silício Dopado com Érbio

O érbio tornou-se popular com as telecomunicações ópticas. Suas peculiares propriedades para emissão na banda C (1400-1600 nm) permitiram uma rápida expansão de suas aplicações. O inicio dos estudos envolvendo o érbio datam de 1919 quando *Mallory* [24] estudou a distribuição de energia do espectro do óxido de érbio. Mas somente na década de 60 do século passado que o érbio (enquanto material óptico) voltou a ser estudado com mais atenção com o advento das fibras ópticas em 1963. Com a invenção da fibra óptica com baixas perdas na região da banda C pela *Corning Glass* [25], o desenvolvimento de fontes de luz eficientes nessa região tornou-se forte e diversos estudos usando materiais vítreos dopados com érbio foram conduzidos [26]. Já no ano de 1965 *Snitzer e Woodcook* obtiveram o primeiro laser de íons de érbio (Er<sup>3+</sup>) em matrizes vítreas de silicatos com emissão em 1540nm porém somente em 1982 *V. P. Gapontsev et al.* propuseram e realizaram um laser eficiente de érbio em material vítreo. Todavia a proposta deste laser esbarrou em questões técnicas, como o bombeio óptico por fontes não-coerentes o que ia de encontro com a tecnologia que vinha sendo desenvolvido pelos semicondutores

de tornar cada vez menores e mais eficientes os emissores de luz coerentes. Mas em 1986 *David N. Payne* da University of Southampton e Emmanuel Desurvire da Bell Labs desenvolveram um amplificador que revolucionaria as comunicações ópticas e sobre tudo a aplicação do érbio nela: os amplificadores a fibra dopados com érbio (EDFA) [27]. A operação dos EDFA permitiu reduzir e eliminar repetidores óptico-elétrico que ficavam ao longo das redes ópticas. A ideia era relativamente simples: dopar com érbio vários centímetros ou metros de fibra óptica, manter um bombeio óptico via laser de semicondutor permanentemente ligado, para deixar excitado o íons de érbio, e dês-excitar o íon de érbio usando o canal a ser amplificado, como ilustrado na figura 2.1. Os mecanismos de bombeio do érbio serão vistos mais adiante neste capítulo.



Figura 2.1 – Esquema simplificado de funcionamento de um EDFA

Se toda a tecnologia de dopagem de érbio em materiais vítreos fosse aplicada em semicondutores, seria possível desenvolvermos novos dispositivos integrados de interesse para as telecomunicações ópticas? Essa é a pergunta que motivou o desenvolvimento de boa parte desta tese. Voltando novamente um pouco na história, em 1982 um grupo alemão [28] obteve luminescência em 1540nm de materiais semicondutores (como silício) que foram implantados (dopados) com érbio, porém a baixas temperaturas (20K). Porém a física envolvida era muito similar a estudada e materiais vítreos porém com certas peculiaridades que favorecem o desenvolvimento de novos dispositivos.

O que veremos nas próximas sessões são os motivos que tornam o érbio tão versátil para uso com material dopante em matrizes vítreas e sobre tudo do motivo de não usarmos matrizes vítreas e sim um semicondutor, no caso o silício.

#### 2.3 – O Silício

Conforme afirmamos no capítulo anterior, o silício foi e é o grande responsável pela revolução na indústria eletrônica. Seu uso como base de materiais para fotônica é almejado dada a maturidade desta indústria. Para melhor situarmos o nesta tese é importante descrevermos algumas propriedades do silício puro, amorfo e dopado com terras raras.

O silício (Si), do latim *Silex* ou *Silicis*, cujo significado é pedra dura, foi preparado pela primeira vez em 1824, por Jöns Jacob Berzelius, químico Sueco. O silício não é encontrado isolado na natureza estando sempre agregado a outros elementos tais como a sílica ou dióxido de silício (SiO<sub>2</sub>). É um dos elementos mais abundantes em nosso planeta compondo 27% da composição da crosta terrestre. Apresenta cor cinza escuro e alta dureza. Sua estrutura cristalina é semelhante à do diamante e suas propriedades químicas são semelhantes às do carbono.

Silício é conhecido por suas propriedades semicondutores [29] tendo um *band gap* de 1,1 eV conforme mostrado no diagrama de bandas da figura 2.2. No entanto ele é um semicondutor que apresenta *band gap* indireto o que faz dele um ineficiente emissor de luz. Isto ocorre devido ao fato de não haver conservação de momento linear nas transições entre elétrons do fundo da banda de condução e o topo da banda de valência, uma vez que estas regiões de acúmulo de portadores ocorrem em pontos distintos da zona de Brillouin [30]. Isto faz com que a emissão de fônons seja necessária para a transição levando a probabilidade de transição a valores muito baixos [31,32]. Este acúmulo de portadores gera outra propriedade que limita a aplicação do silício puro (sem dopagem) como guias ativos de onda, que é a absorção de dois fótons (*Two Photon Absoportion*, TPA) devido ao excesso de elétrons livres (*Free Carrier Absportion*, FCA).

Além de ser um pobre emissor de luz, o Silício tão pouco pode ser utilizado como detector nas faixas de interesse em Telecom porque o silício é transparente para comprimentos de onda abaixo do seu *gap*, ou seja, acima de 1123 nm.

No entanto, esta transparência, somada ao seu alto índice de refração, o faz um excelente candidato para a formação de guias de onda em regiões espectrais de interesse para a telecomunicação tendo alto confinamento eletromagnético e permitindo o desenvolvimento de circuitos fotônicos de alta densidade sendo somente limitado por TPA.



Figura 2.2 Diagrama esquemático do processo de excitação por fotoluminescência de um semicondutor com *band gap* indireto. No caso do silício Eg=1,1 eV e  $h\omega_{PL}$ =1123 nm (figura gentilmente cedida por http://ned.ipac.caltech.edu).

A fabricação de filmes baseados em Si para aplicações em fotônica pode ser realizado de diversas maneiras, dentre elas MBE (silício cristalino) [33], CVD (silício policristalino) [34] dentre outras. Porém um método de fabricação tem crescido nos últimos anos são os crescimentos por RF *co-sputtering* ou pulverização catódica [35]. A fabricação de filmes de silício por *sputtering* tem uma peculiaridade: o silício fabricado não é cristalino ou policristalino e sim amorfo. E este é o método que usamos para fabricação de todas as amostras desta tese. Aprofundaremos na explicação e vantagens deste método nos capítulos posteriores.

De acordo com a teoria de elétron livre o *band gap* é uma consequência da periodicidade da rede cristalina. De imediato então se pensava que o silício amorfo não apresentaria propriedades semicondutoras, porém ele preserva estas propriedades. E a pergunta imediata que surge é: "Como um material amorfo se comporta como semicondutor?". Um semicondutor amorfo tetraédrico, como é o caso do silício, apresenta flutuações nos ângulos entre suas ligações. Como consequência, o material perde a ordem espacial no arranjo atômico e algumas ligações químicas além da posição dos primeiros vizinhos dos átomos que constituem o material. Apesar de perder a periodicidade, pode-se dizer que esse material apresenta ordem de curto alcance devido à coordenação tetraédrica com a esfera de primeiros vizinhos muito similares ao cristal de silício [36] porque usando-se a aproximação de *tigh-binding* é possível mostrar que as propriedades eletrônicas do silício amorfo são dominadas pela ordem de curto alcance, determinando assim, as principais características dos amorfos, como por exemplo, a densidade de estados eletrônicos.



Figura 2.3 Representação pictórica da dinâmica molecular de uma estrutura cristalina (átomos amarelos) e estrutura amorfa (átomos azuis claros) com destaque alguns átomos

de silício em formação tetraédrica. Figura gentilmente cedida por Leandro Tessler via adaptação de [37].

As três principais características de uma estrutura semicondutora amorfa são :1) ordem de curto alcance; 2) defeitos por coordenação e 3) longa ordem de desordem. A ordem de curto alcance em estruturas semicondutoras amorfas tetraédricas resulta em uma estrutura eletrônica similar a um semicondutor cristalino. E com crescimento de estruturas via *sputtering* os defeitos de coordenação (chamados de *dangling bonds*) são elevados e esta alta densidade de defeitos é ocasionada por ligações não completas ou pendentes do silício [38]. Estes estados, devido aos defeito, controlam as propriedades de aprisionamento e recombinação eletrônica e terão papel fundamental para tornar filmes de silício amorfos aptos para emissão de luz.

Entretanto sabemos que em cristais semicondutores as bandas de valência e de condução são formadas por estados estendidos que ocupam todo o semicondutor mas a ruptura abrupta da cristalinidade localizada, em semicondutores amorfos, faz com que surjam estados de "cauda" que adentram o *gap*. Estes estados (de cauda) são importantes porque são nesses estados de calda que o transporte eletrônico ocorre .

Algo que deve ficar bem claro neste contexto é que as funções de onda dos estados eletrônicos sempre serão soluções da equação de Schrödinger. Em cristais a energia potencial é periódica e descrita como funções de *Bloch* [30]. Sabemos que neste caso as funções de onda possuem momento, **k**, bem definido e que as bandas de energias são relações de dispersão da energia-momento. Mas, estas soluções da equação de Schrödinger não se aplicam a um semicondutor amorfo, pois perdem a fase e a coerência em poucos arranjos atômicos. Desta forma não conservam momento **k** e esta é uma das consequências da desordem que afetam diretamente a descrição dos estados eletrônicos. Neste caso a relação de dispersão será descrita por uma densidade de estados N(E). Outra consequência direta é a diminuição da mobilidade dos portadores devido aos centros de aprisionamentos. Mas a consequência mais importante neste caso é a não distinção entre *gap* direto e indireto. O silício amorfo nesta descrição não apresenta *gap* indireto.

#### 2.4 – O Érbio

O dopante que usamos em nossas matrizes amorfas de silícios foi o érbio. Sua escolha deve-se ao fato de o érbio ser amplamente empregado na indústria de telecomunicações devido as suas propriedades ópticas com forte emissão de luz no centro da banda C (1525nm a 1565nm), como visto anteriormente. O emprego do érbio em telecomunicações remonta o fim da década de 80 do século passado, quando o amplificador dopado com érbio foi apresentado pela primeira vez. Porém o érbio em sua forma metálica (oxido de érbio, como encontrado na natureza) não apresenta a facilidade de emissão de luz do érbio, é necessário entendermos um pouco mais sobre os níveis de energia e a espectroscopia do íon de  $Er^{3+}$ .

As propriedades ópticas do érbio e de outros lantanídeos deve-se ao fato deles manterem suas estruturas de níveis atômicos quando incorporados em uma matriz de outro material. Sua configuração eletrônica na forma neutra é  $[Xe]4f^N5d6s^2$  onde N é o número de elétrons do orbital f blindados pelos orbitais 5s e 5p. Apesar desses N elétrons não desempenharem um papel fundamental nas propriedades químicas, eles são fundamentais para as propriedades ópticas e magnéticas desses elementos [39]. Estes quando incorporados em matrizes neutras assumem o estado de oxidação +3. O  $Er^{+3}$  possuí 11 elétrons na subcamada 4f. Neste contexto e considerando as interações coloumbianas e de Spin-órbita degenerescências dos níveis de energia 4f são levantadas. Com isso diversas transições de energias da camada 4f serão observadas. As principais transições de interesse para esta tese são mostradas na figura 2.4.



(a)



(b)

Figura 2.4 Esquema dos níveis de energia do  $Er^{3+}$ . (a) Desdobramento dos níveis do  $Er^{3+}$  considerando as diversas contribuições de interação; (b) Representação esquemática do desdobramento causado pelo efeito Stark nos níveis dos  $Er^{3+}$  mostrando uma excitação com 514 nm, seguida por uma rápida relaxação não-radiativa e emissão em 1540 nm.

O destaque, nesta tese, para as transições  ${}^{4}I_{15/2} - {}^{4}I_{11/2}$  (980nm),  ${}^{4}I_{15/2} - {}^{4}I_{9/2}$  (810nm) é devido ao fato delas serem transições de bombeio "indireto" para o nível  ${}^{4}I_{15/2} - {}^{4}I_{13/2}$  (1540nm). Ambas as transições tem forte decaimento não-radiativos para o punível  ${}^{4}I_{13/2}$  que por sua vez decaem radiativamente para o nível fundamental  ${}^{4}I_{15/2}$  emitindo em 1540nm.

Uma característica interessante, e que por muitas vezes é despercebida, é que as transições de interesse do  $\text{Er}^{3+}$  só serão permitidas se o érbio for inserido em algumas matrizes que devido aos campos elétricos locais desdobraram os níveis atômicos <sup>2S+1</sup>L<sub>J</sub> em 2J+1 níveis via Efeito Stark [40], tornando as transições parcialmente possíveis. A transição <sup>4</sup>*I*<sub>13/2</sub>-><sup>4</sup>*I*<sub>15/2</sub> do íon isolado, por exemplo, é proibida por dipolo. E passará a ser permitida somente com uma co-dopagem com átomos eletronegativos como oxigênio,

nitrogênio, flúor ou se inserido em matrizes amorfas (ou defeituosas localmente) [41]. E é esta característica que torna a dopagem por Érbio tão importante, como veremos adiante.

#### 2.5 – Silício amorfo dopado com Érbio

Quando o Er é incorporado em um sólido, o material deste perturba as funções de onda da camada 4f. Esta perturbação causa duas importantes consequências: a) a matriz recebedora induz uma paridade ímpar nas funções de onda da camada 4f tornando as transições parcialmente possíveis (fracamente); b) a matriz causa desdobramento Stark dos diferentes níveis de energia que resultam num alargamento das transições ópticas. Vemos o efeito dos desdobramentos destes níveis na figura 2.3. As sessões de choque nestas transições permitidas são pequenas e são da ordem de  $10^{-21}$  cm<sup>2</sup> e os tempos de vidas das transições radiativas dos níveis excitados são longas, maiores que milissegundos. Quando o Er é excitado até altos níveis de energia ele relaxa muito rapidamente para níveis mais baixos via emissão não-radiativas (por exemplo emissão multi-fônon), com isso os tempos de vida típicos destas transições variam entre 1 ns e 100 us. Porém a transição  ${}^{4}I_{15/2} - {}^{4}I_{13/2}$  é uma exceção a essa regra pois o decaimento é radiativo muito eficiente (com emissão de luz em 1540 nm ou 0,8 eV) resultando em um tempo de vida de algumas dezenas de milisegundos. E com estas características a dopagem com érbio em certos materiais pode, então, ser estratégica para determinadas áreas. E assim a ideia de ser dopar silício com érbio fica mais sustentável principalmente se for possível usar algum mecanismo de bombeio eficiente para favorecer o acesso aos níveis permitidos do  $Er^{3+}$ .

Portanto, a inserção de Er em matrizes de silício amorfo é fortemente favorecida, devido às propriedades destas matrizes. A matriz amorfa de silício possui estados de defeitos (*dangling bonds*) que controlam as propriedades de aprisionamento e recombinação eletrônica. Estas propriedades terão papel fundamental para tornar filmes de silício amorfos aptos para emissão de luz. Isto porque estes defeitos criam estados virtuais que possibilitam a transferência de energia de forma não-radiativa para o  $\text{Er}^{3+}$ . Estes estados possuem um *gap* de 0,8 eV que corresponde exatamente ao nível  ${}^{4}\text{I}_{15/2} - {}^{4}\text{I}_{13/2}$  do  $\text{Er}^{3+}$ . Esta feliz coincidência permitiu um grande avanço tecnológico na fotônica de silício, pois tornou um material semicondutor com *gap* indireto , como o silício, um grande candidato a emissor eficiente de luz.

A forma como esta transferência de energia da matriz de silício para o  $Er^{3+}$  ocorre ainda é motivo de grande discussão, o que é consenso é que estas transferências são realizadas por interação elétrica de curto alcance e somente é eficiente para íons que estão próximos das dangling bonds. Apesar das discussões sobre este processo duas teorias se destacam. A primeira delas proposta por Fuhs et al. [42] propõem que em silício amorfo dopado com Er, após absorção de fótons a energia é transferida dos portadores para o Er<sup>3+</sup> através de recombinação não-radiativa da matriz via dangling bonds por um processo Auger quase ressonante. Este modelo diz que devido a interação elétron-fônon, a energia de captura do elétron pelo defeito que excita o  $\text{Er}^{3+}$  não precisa ser ressonante. A energia em excesso é emitida em forma fônons. Este processo é conhecido com Defect-Releted Auger Excitation (DRAE) e possui uma ordem de grandeza maior de ocorrer que a recombinação radiativa nos estados de defeito. Por outro lado Kühne et al. [43], através de diversos estudos de absorção, luminescência, espectros de ODMR (Optically Detected Magnetic *Resonace*) em silício amorfo dopado com érbio sugeriram que a transferência de energia ocorre de maneira estritamente ressonante para o Er<sup>3+</sup> via uma interação dipolo-dipolo elétrico. Este método é conhecido como mecanismo de Föster [44] e diz que a interação dipolo-dipolo elétrico é originada pela recombinação não-radiativa dos pares elétron-buraco nas dangling bonds. Neste caso, como no DRAE, somente interações de curto alcance (até 50 angstrons) são eficientes.



Figura 2.4 – Diagrama esquemático da transferência de energia da matriz de silício amorfo para o  $\text{Er}^{3+}$ .

Algo que se destaca nestes mecanismos são as altas taxas de transferência de energia (na ordem de ns) e principalmente o aumento da sessão de choque nas transições permitidas para o íon do érbio em matriz amorfa, chegando a  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup> [45].

O método de fabricação mais rápido, eficiente e barato destes materiais é via codeposição por *sputtering*. Este método de fabricação será discutido no capítulo 3. E como veremos este método de obtenção de matrizes amorfas dopados com érbio permite a criação de nanocristais de silício dentro destas matrizes sem nenhuma etapa adicional de crescimento apenas realizando um tratamento térmico nas amostras. Com isso abrimos uma nova opção de material a ser estudo, como veremos a seguir.

#### 2.6 – Nanocristais de silício

Nanocristais são formações cristalinas da ordem de alguns poucos nanômetros. Apesar de possuírem as mesmas propriedades estruturais dos cristais macroscópicos (ângulos e distâncias das ligações atômicas) diferem em algumas propriedades eletrônicas e ópticas devido a efeitos de confinamento quântico [46]. Uma forma de obter nanocristais de silício é através do tratamento térmico de filmes finos de sub-óxidos de silício (SiOx) [47]. O tratamento térmico dos filmes amorfos de SiOx causa separação de fase formando os cristais de Si e SiO<sub>2</sub> amorfo. O processo de formação dos nanocristais de silício através do tratamento térmico de filmes finos de SiOx preparados por *sputtering* é muito sensível aos parâmetros utilizados durante a deposição dos filmes [48]. A concentração de oxigênio nas matrizes em conjunto com a temperatura do tratamento térmico é determinante para a formação e variação dos cristais [49].

O tamanho dos nanocristais é determinante para suas propriedades ópticas. Pelo modelo de confinamento quântico [46] quando o cristal diminui de tamanho a densidade de estados eletrônicos vai perdendo sua natureza contínua e torna-se discreta. Porém a forma como a transferência de energia ocorre ainda é um tema de intensa pesquisa e não abordaremos de forma profunda este principio. Fato que desperta interesse é a emissão de amplo espectro que pode ser observada nestas amostras quando submetidas a fotoluminescência. Esta emissão permitiria o bombeio óptico indireto das transições do  $Er^{3+}$   ${}^{4}I_{15/2} - {}^{4}I_{11/2}$  (980nm) e  ${}^{4}I_{15/2} - {}^{4}I_{9/2}$  (810nm) que decaem muito rapidamente (não-radiativo)

para o nível  ${}^{4}I_{13/2}$  ajudando assim a aumentar a eficiência de emissão em 1540nm. Porém veremos nos próximos capítulos que este método para obtenção dos nanocristais de silício deteriora de forma irreversível a emissão em 1540nm.

Como sugestão de um excelente trabalho envolvendo nanocristais de silício dopados com  $\text{Er}^{3+}$ , sugerimos a leitura da tese de doutorado do Dr. Danilo Mustafa [50]. Nesta tese *D. Mustafa* explora alguns meios de transferência de energia destes materiais. Boa parte dos trabalhos foram feitas em conjunto para o desenvolvimento também desta tese. Porém focamos em obter matrizes de silício amorfo ultra luminescentes para aplicações em dispositivos e ao longo do desenvolvimento desta tese vimos as sérias limitações de se usar nanocristais de silício como meio ativo para emissão em 1540nm, como será visto nos próximos capítulos.
## Capítulo 3 Sistemas Experimentais

Descreveremos nas próximas sessões todo sistema fabricação e caracterização de nossas amostras de silício amorfo dopado com érbio (a-Si<Er>) e suas variações (hidrogenação, oxigenação, tratamentos térmicos, oxidações e etc.). Também descreveremos todos os sistemas auxiliares usados para a caracterização das amostras como elipsometria, fotoluminescência (PL), espectroscopia RBS (*Rutherford Backscattering*) e outros. Estes conjuntos de técnicas serão fundamentais para a completa caracterização das amostras fabricadas e para o correto direcionamento de suas aplicações.

Ao final deste capítulo teremos, descritos, os principais grupos de deposição de amostras, cada grupo usado em um capítulo específico desta tese. Os grupos que serão apresentados aqui não representam a ordem cronológica e nem foram feitos ao mesmo tempo. A reunião deles neste capítulo é para facilitar o contexto dos resultados que serão discutidos nos próximos capítulos. Não serão apresentados neste capítulo estudos e análises da influência da temperatura de tratamento térmico nas amostras, estas análises serão feitas nos capítulos seguintes.

### 3 – Sistemas Experimentais

### 3.1 – RF Sputtering

A fabricação de amostras de silício amorfo pode ser executada por diversas técnicas[51,52,53]. A dopagem com materiais de alto peso atômico, como terras-raras é comumente realizada via implantação iônica [54]. Porém, uma técnica que permite a fabricação de filmes de silício amorfo conjuntamente com a dopagem de terras raras é o método da pulverização catódica ou *Sputtering* [55].

O *sputtering* consiste em um processo de remoção de átomos de um alvo sólido por bombardeamento por íons ou átomos de um gás. Uma maneira de se obter íons ou átomos energizados de um gás é através da formação de plasma [56]. A formação de plasma pode ser executada aplicando-se um potencial oscilante entre dois eletrodos em um ambiente com gás a baixa pressão, devido ao potencial oscilante e a colisão dos átomos, há uma ionização do gás formando o plasma. Este potencial oscilante é tipicamente suprido por uma fonte de tensão alternada e em altas frequências (13,6 MHz), por isso esta técnica é usualmente conhecida por *RF sputtering*. É interessante notar que devido à diferença de mobilidade entre os íons formados e os elétrons, logo nos primeiros ciclos de *RF* os eletrodos ficam a um potencial negativo em relação ao plasma. Desta forma para que somente um dos eletrodos funcione como alvo é fundamental que outro eletrodo tenha uma tensão menor, isso é feito diminuindo sua área (em relação ao outro eletrodo). Para tal, o eletrodo que serve como alvo geralmente é ligado à carcaça do sistema. Com isso o alvo atinge rapidamente uma tensão negativa atraindo os íons positivos. Esta polarização do alvo é chamada de *self-bias* ou *RF bias*. Ou seja, aumentando a tensão de *RF*, aumenta-se a densidade de elétrons no alvo, fazendo com que mais íons cheguem ao alvo, aumentando a taxa de *sputtering*. Os átomos retirados do alvo condensam-se sobre o substrato. Quando há deposição de mais de um tipo de material (mais de um alto alvo ou um gás que é ionizado servindo de fonte de átomos) este método recebe o nome de *RF co-sputtering*. Na figura 3.1 tem-se um desenho esquemático do sistema de *RF sputtering* que utilizamos.

O sistema que utilizamos nesta tese foi baseado em um sistema comercial Leybold Z400 mas com modificações para o contexto do trabalho. Ele possui uma câmara de 20 litros com auxilio de uma bomba de vácuo mecânica e turbo para atingir o vácuo necessário. Como o plasma é muito reativo a câmara de vácuo (e todas as linhas de gases) deve ser livre de impurezas, por isso necessitamos de um bom vácuo para realização dos *sputterings*, tipicamente da ordem de  $10^{-6}$  mbar.



Figura 3.1 – sistema de *RF co-sputtering*.

Este sistema possuía 3 linhas de gases : argônio, oxigênio e hidrogênio. O gás para plasma foi o argônio e sua vazão para câmara era controlada por um *baratron* da MKS. Já os gases oxigênio e hidrogênio tinham seus fluxos controlados por fluxômetros de massa da MKS. O suporte do substrato é dotado de um controlador de temperatura mantido a T=200°C. A necessidade de se manter o substrato aquecido é para aumentar a mobilidade/homogeneidade dos átomos depositados.

A versatilidade deste sistema de deposição é referente ao tipo de substrato que se pode usar. A rigor, podemos usar qualquer tipo de substrato, até orgânicos. No caso desta tese a base de todos os substratos usados foi silício cristalino <100>. Além da flexibilidade com respeito ao substrato, a grande gama de alvos possíveis, elimina a necessidade de empregarmos implantadores de altas energias.

## 3.2 - Fabricação de silício amorfo hidrogenado dopado com érbio

Inicialmente foram fabricadas amostras de silício amorfo dopado com érbio (a-Si:H<Er>) hidrogenados para fins de teste de deposição e primeiras caracterizações. Devido a estudos anteriores do grupo do Prof. L. Tessler [57] resolvemos já começar a depositar as amostras amorfas com hidrogênio para passivar as ligações pendentes do silício (típicas em amostras amorfas). Estas pendências de ligações podem capturar portadores e consequentemente diminuir sua eficiência de emissão. Em silício amorfo hidrogenado dopado com érbio (a-Si:H<Er>), está claro que ocorre transferência de energia da matriz para os íons de  $Er^{3+}$  [58,59], permitindo excitação a partir de fótons que sejam efetivamente absorvidos pelo a-Si:H. Alguns modelos atribuem a boa eficiência de excitação do Er em a-Si:H a uma excitação Auger ressonante, baseada no fato de a transição do Er corresponder aproximadamente à metade do *gap* desse material.

Em nossos trabalhos foram usados dois alvos, simultaneamente, para criar o filme de a-Si:H<Er> : um wafer de Silício cristalino ultra puro (99,999%) de 6 polegadas e pedaços (*pellets*) de érbio metálico (99,9%) com 2 mm<sup>2</sup> de área exposta. A concentração de  $Er^{3+}$  era controlada pela área total exposta de érbio metálico, ou seja, pela quantidade de *pellets*.

Tipicamente a tensão aplicada de *RF* neste sistema era de 1 KV em um pressão base sempre era inferior que 2,0 x  $10^{-6}$  mBar. O gás massivo usado para fazer plasma foi o argônio. Além de argônio usamos também gás H<sub>2</sub> durante esta etapa de deposição, como já relatamos acima. Para obter a pressão base inferior a 2,0x  $10^{-6}$  mBar a câmara passava por um processo de aquecimento por 12 horas, além de usarmos armadilha de N<sub>2</sub> líquido para diminuir a pressão.

Pressão base na câmara	$2x10^{-6}$ mbar
Pressão base após armadilha N <sub>2</sub> L	$1,6x10^{-6}$ mbar
Fluxo de H <sub>2</sub>	0 a 12 sccm (standard cubic
	centimeter per minute)
Fluxo de Ar	8x10 <sup>-3</sup> mbar (controlado pela
	pressão)
RF bias	1000V
Temperatura do substrato <sup>*</sup>	240°C
Taxa de crescimento	0,5A/s
Tempo de pré-sputtering	30 minutos

Tabela 3-I – Alguns parâmetros fixos para a deposição de a-Si:H<Er>. O substrato é mantido nesta temperatura para aumentar a mobilidade dos átomos ao serem depositados:

Quantidade de <i>pellets</i> de érbio	0 a 8 pellets
---------------------------------------	---------------

O controle de  $H_2$  foi feito por um controlador de fluxo da MKS. O valor de 8 sccm de fluxo de  $H_2$  foi o que melhor otimizou a emissão em 1540nm da amostra a-Si:H<Er>, como veremos à diante. Já a controle de argônio foi feito pelo controle da pressão de base da câmara de vácuo e foi determinado a partir do momento de formação do plasma. Antes de iniciarmos a deposição sempre era feito um pré-sputtering para controle e verificação da estabilidade do plasma.

As variações de parâmetros deposição que ocorreram foram: em relação à quantidade de *pellets* de érbio, aos gases utilizados (concentração) e ao tempo de deposição, como descreveremos a seguir. Todas as variações sempre visaram aumentar ao máximo a emissão de luz do composto silício + érbio.

A caracterização óptica fundamental realizada foi a fotoluminescência (PL). Ela é fundamental e vital, pois é através de PL que saberemos mensurar se as alterações realizadas durante o processo de fabricação das amostras estavam sendo efetivo. Nos materiais semicondutores, o processo de fotoluminescência (PL) ocorre através da absorção de fótons provenientes de uma fonte de excitação que é responsável pela criação de um par elétron-buraco que se recombina gerando outros fótons. Os fótons absorvidos geralmente possuem uma energia maior que a energia do gap do semicondutor.

Neste trabalho sempre buscamos a máxima emissão de luz na região de emissão do silício dopado com érbio. Fotoluminescência é uma técnica experimental simples de ser realizada, mas que é responsável por grandes volumes de informações das amostras analisadas. O método consiste em bombear opticamente uma amostra, com um laser por exemplo. Este bombeio geralmente é feito com energia suficiente para excitar os átomos da amostra investigada até níveis muito superiores, ou seja, promove elétrons a níveis mais altos que decaem até o nível fundamental posteriormente. Com a ajuda de um espectrômetro é possível mensurar estes níveis de decaimento (ópticos e permitidos). Com este espectro é possível inferir diversas propriedades do material analisado. No nosso caso estávamos interessados em apensa alguns pontos: verificar a emissão do érbio em 1540nm e desenvolver uma estrutura com emitisse muito luz em 1540. Na figura 3.2 vemos um esquema simplificado de medidas de PL.



Figura 3.2 – Diagrama esquemático de funcionamento de PL. A luz do laser de bombeio é modulado por um chopper que incide na amostra. A emissão de PL é feita em todo espaço à frente da amostra em um ângulo sólido de  $(4\pi \text{ rad})/2$ . (usamos uma lente para focalizar a emissão na entrada do espectrômetro) Esta emissão é coletada pelo espectrômetro (por uma lente biconvexa) que decompõe cada comprimento de onda da luz. O sinal então é enviado a um amplificador lock-in que só mede a luz na mesma frequência do chopper ( para eliminar ruídos).

O *setup* das PL's de boa parte de nossas amostras foi executado com um laser de Ar com potência de incidência na amostra de 20 mW em 532 nm. Todas as medidas mostradas nesta tese foram realizadas a temperatura ambiente. O espectrômetro utilizado foi um Spex com dupla grades de difração com 600 l/mm e 2m de caminho óptico. Abertura de fendas (entrada e saída) de 200 µm. Para detecção usamos um detector de Ge resfriado com nitrogênio líquido. Para eliminar a influencia do laser de bombeio (532 nm) utilizou-se um filtro passa alta de 700 nm, permitindo assim, que somente comprimentos de onda superiores a 700 nm fossem coletados pelo espectrômetro. Para a maioria das medidas deste tese utilizamos este *setup*. Quando usarmos algum *setup* diferente deste, falaremos.



Figura 3.3 – Primeiro espectro de fotoluminescência obtido de uma amostra de a-Si<Er> (temperatura ambiente) com 720 nm de espessura e 6 pellets de Er<sup>3+</sup>

Neste primeiro set de deposições estudamos a influência de quantidade de  $Er^{3+}$  na emissão em 1540. O primeiro teste realizado foi a deposição de um filme de a-Si<Er>, sem hidrogênio, com 6 pellets de Er<sup>3+</sup>, com tempo de deposição de 240 minutos e seguindo os demais parâmetros da tabela 3-I. Este primeiro teste serviu apenas para nos certificarmos que o espectro de emissão da amostra seria semelhante ao conhecido da literatura para compostos dopados com  $Er^{3+}$  [60] e para fins de teste do sistema de deposição. O primeiro espectro de PL obtido é mostrado na figura 3.3. E seu formato corresponde exatamente o que vemos na literatura: dois picos pronunciados sendo um devido a emissão em torno de 1540 nm da transição  ${}^{4}I_{13/2}$ ->  ${}^{4}I_{15/2}$  do  $\mathrm{Er}^{3+}$  e o segundo pico (menor) é devido ao desdobramento das níveis de energia do Er<sup>3+</sup> causados pelo efeito Stark, como comentado no capítulo 2, do primeiro estado excitado  ${}^{4}I_{13/2}$  para o fundamental  ${}^{4}I_{15/2}$ . O número de níveis Stark é g=J+1/2 levando em conta só a perturbação devido a campo elétrico. Assim para o primeiro nível excitado  $({}^{4}I_{13/2})g_1=8$  e para o nível fundamental  $({}^{4}I_{15/2})g_2=7$ , correspondendo assim a 56 transições. Porém as únicas transições possíveis são as permitidas pelas regras de seleção impostas por simetria. A forma do espectro de PL típico visualizado nas figuras 3.3 e 3.7 é devido a superposição dos picos Stark das transições entre os níveis  ${}^{4}I_{13/2}$ ->  ${}^{4}I_{15/2}$ . Cada um dos picos *Stark* apresenta um alargamento não homogêneo devido à variação de campo elétrico nos diferentes sítios que podem ser ocupados pelos íons  $\text{Er}^{3+}$  na rede amorfa. Se a vizinhança do  $\text{Er}^{3+}$  muda de sítio em sítio, muda também o campo elétrico em sua volta gerando pequenas variações nas posições dos níveis *Stark*.

Afim de passivarmos a as ligações pendentes de Si a inserção de  $H_2$  é uma opção comumente usada na literatura [61]. Para tanto fizemos a fabricação de diversas amostras de a-Si<Er> com variações de fluxo de  $H_2$  de 0 a 12 sccm. Na figura 3.4 vemos um gráfico da variação de fluxo de  $H_2$  pela máxima emissão de PL centrada em 1540nm. As condições de crescimento seguiram o mesmo padrão descrito acima.



Figura 3.4 – Máxima emissão de PL (em 1540nm) por fluxo de H<sub>2</sub>(sccm)

Pelo gráfico da figura 3.4 nota-se que o máxima de emissão em 1540nm é obtido para uma injeção de  $H_2$  de 8 sccm. A tendência de saturação da emissão é esperada pois o número de ligações pendentes passíveis de passivação é limitada.

O próximo teste realizado foi a variação da quantidade de  $Er^{3+}$  incorporada nas matrizes de a-Si:H<Er>. Neste teste realizamos sucessivas deposições variando a quantidade de *pellets* de érbio metálico na câmara de deposição. A variação foi de 0 a 9 *pellets* e o resultado das PL's (máxima emissão) por quantidade de *pellets* de érbio é mostrada na figura 3.5.



Figura 3.5 - Máxima emissão de PL (em 1540nm) por *pellet* de érbio metálico

Um tendência natural seria pensar que ao aumentarmos a quantidade de  $Er^{3+}$  nas amostras a PL aumentaria. O gráfico da figura 3.5 nos mostra que este tendência não é correta. Podemos perceber que a variação de PL entre 3 a 8 *pellets* de  $Er^{3+}$  é baixa. E isso deve-se à solubilidade do érbio em matrizes de silício [62] que limita a seu isolamento enquanto érbio iônico, que a partir de uma determinada concentração forma érbio metálico. E isto é visto por espectros de Retroespalhamento Rutheford [63] (Rutheford Backing Scattering, RBS) realizado nas amostras.

O RBS é baseado na colisão de núcleos atômicos e foi o primeiro a apresentar o conceito de que os átomos possuem núcleo. Esse experimento envolve a medida do número e da energia dos íons de um feixe que é retro-espalhado depois de colidir com os átomos da superfície de uma amostra.

Com a técnica de Retro-espalhamento de Rutherford (RBS) é possível determinar a massa atômica e concentração dos elementos versus profundidade a partir de uma superfície. RBS é idealmente desenvolvida para a determinação de elementos mais pesados que os constituintes do substrato.

No retro-espalhamento Rutherford [64] partículas mono-energéticas de um feixe de íons colidem com átomos de uma amostra, são retro-espalhadas e detectadas por um detector que lhes mede a energia. Na colisão, a energia é transferida da partícula incidente (feixe) para o átomo estacionário (constituintes do material estudado). A taxa de redução da energia da partícula espalhada depende da razão das massas da partícula incidente e do átomo alvo e permite determinar a identidade do átomo alvo. Identificando o átomo alvo, sua densidade pode ser determinada a partir da probabilidade de colisão entre as partículas incidentes e os átomos do alvo, medindo-se o número total de partículas retro-espalhadas A, para certo número B, de partículas incidentes. A conexão entre A e B é dada pela seção de choque de espalhamento. Já a distância até a superfície de onde ocorreu a colisão é medida a partir da perda de energia da partícula em seu percurso no interior da amostra.

As análises de RBS com feixes de H<sup>+</sup> e He<sup>+</sup> com energia da ordem de 2 MeV, devese, entre outros, à possibilidade de modelar teoricamente os espectros experimentais com excelente precisão a partir de primeiros princípios apenas supondo um espalhamento clássico em campo de forças central. Um espectro de RBS é um gráfico da intensidade (taxa de contagem) em função da energia das partículas detectadas. O espectro é na realidade um histograma onde o eixo das energias (abscissa) é dividido em 512 ou 1024 canais. Cada canal corresponde a um pequeno intervalo de energia, da ordem de 5keV/canal. Usam-se métodos interativos e programas de computador que permitem simular espectros de RBS para uma dada composição/estrutura da amostra.

Para determinarmos a concentração de silício, oxigênio, argônio, cobre e carbono, foi usado o código RUMP (Rutherford Universal Manipulation Package) [65] que é um método computacional interativo que simula espectros RBS para uma dada composição/estrutura da amostra e permite ajustar as concentrações de cada elemento até obter uma boa concordância para a curva experimental. O programa determina, através da simulação, a porcentagem de cada elemento no filme. Também é obtida a quantidade de núcleos por cm<sup>2</sup> colididos pelo feixe. Portanto, esses dados fornecem a quantidade de cada elemento por cm<sup>2</sup> presentes no filme. Sabendo a espessura do filme pode ser calculada a densidade dos elementos por cm<sup>3</sup>. Todos os detalhes sobre o funcionamento do RBS podem ser encontrados em [66].

As medidas de RBS foram realizadas no Laboratório de Análises de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI) – USP utilizando um feixe de partículas  $\alpha$  de 2,2 MeV.



Figura 3.6 – Espectro RBS para uma amostra de a-Si:H<Er> com 720nm de espessura e 6 pellets de  $Er^{3+}$ .

Do gráfico da figura 3.6 é possível calcular a quantidade de cada família atômica na amostra usando o código RUMP [67]. Nós obtivemos para esses filmes 0,03% de Er, 95,53% de Si, 0,39% de Ar e 0,006% de Cu. Este último pico que relacionamos ao cobre não é conclusivo e poderia estar relacionado ao porta-substrato da câmera de deposição. No entanto, não temos mais elementos para afirmar se de fato tal contaminação existe ou se tal pico corresponde à presença de alguma outra contaminação. Uma concentração de Er de 1,04x10<sup>19</sup> átomos/cm<sup>3</sup> foi alcançada. Este valor é tipicamente o máximo obtido por técnicas de implantação iônica [68,69].O argônio presente é esperado nesse tipo de crescimento onde é comum o aprisionamento desse gás no filme [70]. Na tabela 3-II temos as concentrações típicas para as várias deposições feitas com variação de *pellets* de Er3<sup>+</sup>.

<i>Pellets</i> (Er <sup>3+</sup> )	Índice de refração	Concentração na amostra
0	3,51	0
1	3,5	$2,45 \times 10^{18} \text{ atom/cm}^3$
2	3,4	$4,5x10^{18}$ atom/cm <sup>3</sup>
3	3,4	$5,5x10^{18}$ atom/cm <sup>3</sup>
6	3,3	$1,0x10^{19} \text{ atom/cm}^3$
7	3,2	$1,12 \text{ x}10^{19} \text{ atom/cm}^3$

Tabela 3-II – Concentração de Er nas amostras de a-Si:H<Er> para diferentes quantidades de *pellets* durante a deposição:

Interessante notar que mesmo com o aumento da concentração de érbio com o acréscimo de mais *pellets* de  $Er^{3+}$  nota-se pelo gráfico da figura 3.5 que a fotoluminescência não aumenta na mesma proporção. Isto será melhor explicado nos capítulos posteriores, porém esta relacionado diretamente a solubilidade do érbio nas matrizes de silício amorfo [62]. As medidas de índice de refração mostradas na tabela 3-II foram obtidas através de medida de elipsometria [71].

## 3.3 - Fabricação de sub-óxido de silício amorfo dopado com érbio

Foram também feitos filmes com inserção de O<sub>2</sub>. A adição de oxigênio nas matrizes de silício aumenta a densidade de defeitos e reduz a dependência com a temperatura (*temperature quenching*) [72, 73] o que pode contribuir para o aumento da emissão em 1540 nm, como veremos a seguir. Como veremos nos próximo capítulos os sub-óxido de silício amorfo dopado com érbio (a-SiOx<Er>), descrito aqui, será a base para os estudos relacionado a formação de nanocristais de Silício e super emissão em 1550 nm.

A deposição de filmes de sub-óxido de silício amorfo dopado com érbio ( a-SiOx<Er>) é feita de maneira similar a descrita na sessão 3.1.1. Quando desejamos preparar óxidos uma pressão parcial de oxigênio (99,999%) é estabelecida antes de iniciar o fluxo de argônio para o plasma. Devido ao baixo fluxo de oxigênio empregado, um controlador de fluxo de massa (MFC) não é sensível o suficiente para ser usado com o oxigênio. Por isso utiliza-se uma válvula de agulha manual para estabelecer um fluxo do gás que é monitorado antes da deposição a partir de sua pressão parcial, obtida por um medidor de ionização (que é a pressão base original).

Pressão base na câmara	$2x10^{-6}$ mbar
Pressão câmara com injeção de O <sub>2</sub>	$2x10^{-6}$ a $5x10^{-5}$ mbar
Pressão de Ar	8x10 <sup>-3</sup> mbar (controlado pela
	pressão)
RF bias	1000V
Temperatura do substrato <sup>*</sup>	240°C
Taxa de crescimento	0,5A/s
Tempo de pré-sputtering	30 minutos
Quantidade de <i>pellets</i> de érbio	0 a 6 pellets

A tabela 3.III com os parâmetros utilizados durante as deposições de a-SiOx<Er>:

Nota-se que nesta configuração de deposição não utilizamos um gás passivador ( como o H<sub>2</sub>) e isso deve-se ao fato de não querermos passivar as ligações pendentes de Silício. Ao passivar as ligações não é possível criarmos nanocristais de Si via tratamento térmico, pois é fundamental as ligações pendentes para nucleação do Si.

Foram realizados diversas deposições variando a quantidade de oxigênio nas amostras. Nestes testes a configuração que apresentou maior emissão em 1550nm é mostrada na tabela 3.IV com os principais parâmetros

Tabela 3.IV - Parâmetros obtidos para a máxima emissão em 1550 para deposições de a-

SiOx<Er>:

Índice de Refração	Conc. de Er	Qte. <i>Pellets</i> Er <sup>3+</sup>	Pressão O <sub>2</sub>
2,4	$5,5x10^{18}$ atm/cm <sup>3</sup>	3	5,5x10 <sup>-5</sup> mBar

O gráfico da figura 3.7 mostra a fotoluminescência da amostra de a-SiOx<Er> comparada com uma amostra de a-Six<Er>. É nítida a influência da presença do oxigênio nas deposições de silício amorfo e as razões desta influência serão discutidas no capítulo 5.

O aumento da emissão para a amostra (com mesma espessura e densidade de érbio) foi de 84 vezes.

Uma consideração importante que deve ser feita é que a diferença entre as amostras é significante e implica, necessariamente, em uma fina análise de suas aplicacões, como veremos nos próximos capítulos. As amostras de a-SiOx<Er> tendem a se comportar mais como um dióxido de silício do que as de a-Six<Er> que tendem a se comportar como silício. O que implica em diferentes processos de fabricação e também de aplicações já que a diferença de índices de refração é considerável.



Figura 3.7 – Espectros de fotoluminescência. Em preto PL da amostra de a-SiOx<Er> e em vermelho a-Six<Er>. Todas as amostras com 700nm de espessura.

# Capítulo 4 Ressonadores Não-Convencionais (discos, elipses e estádios)

O desenvolvimento de materiais que geram ganho óptico vem sendo o mote de diversas pesquisas na última década. E associado a estes novos materiais é natural o desenvolvimento de estruturas ressonantes para se amplificar este ganho, ora para uso passivo [74] ora para uso ativo[75].

Neste capítulo mostraremos o desenvolvimento de ressonadores não-convencionais (disco, elipses e estádios) baseados em silício amorfo dopado com érbio. Os testes feitos são de importância para a área pois será possível visualizar um divisor de atividades a partir deste capítulo, onde um estudo mais focado em materiais do que em estruturas ressonantes será necessário ser realizado. Neste capítulo focaremos na fabricação e caracterização de ressonadores ópticos não-convencionais, como microdisco, e a partir destes resultados veremos que seu uso como meio ativo é restrito o que nos levará a propor outros tipos de ressonadores, que serão mostrados nos capítulo posteriores.

Microdisco com modos WGM (*whispering gallery modes*) oferecem grande vantagem para geração de luz estimulada em pequenos volumes pois o tempo de vida de alcançado pelos fótons nestas estruturas são altos. Outra grande vantagem é que a emissão de luz se da preferencialmente no plano do substrato o que favorece a integração fotônica com outros dispositivos [76]. Como foi visto no capítulo 2, átomos de terras-raras inseridos em alguns semicondutores e isolantes emitem fluorescência devido a transições internas do níveis incompletos 4f (que são praticamente independentes da matriz). As transições *f-f* são proibidas mas são parcialmente permitidas quando a função de onda são misturadas com outras de paridade oposta. Esta situação sempre ocorre em íons localizados em redes não centrossimétricas. O processo de fotoluminescência exige que os elétrons da camada 4f são excitados absorvendo energia. Em matérias com grande *band gap*, como vidros, isto ocorre em geral com uma absorção direta de uma transição de um nível superior de energia do íon de terra rara [77]. Em semicondutores, o processo de excitação é feito por mecanismos mais complicados [78,79]. Particularmente, em matrizes de silício amorfo

hidrogenado dopado com érbio (a-Si:H $\leq$ Er>), a transferência de energia da matriz para o íons de Er<sup>3+</sup> [80,81] ocorre porque a espectro de excitação segue o espectro de absorção do silício amorfo hidrogenado (a-Si:H). Portanto, o bombeamento continuo com um comprimento de onda que é absorvido pelo a-Si:H é possível.

Dado isso, vemos que a combinação de ressonadores com alto fator de qualidade com materiais baseado em silício amorfo dopado com érbio é um caminho natural para alcançarmos novos componentes fotônicos com tecnologia de Si. E é esta tentativa que mostraremos ao longo deste capítulo.

#### 4.1 – Microdiscos

Os ressonadores em formato de disco se popularizaram nos últimos anos [82] pois eles possuem características gerais que vão de encontro a necessidades tecnológicas e para o entendimento de diversos conceitos de física básica.

O uso de microdisco como uma alternativa às cavidades Fabry-Perot convencionais foi destacado pois: são planares, não necessitam de clivagens, são integráveis e confinam luz mais eficientemente (altíssimos fatores de qualidade). Em nosso grupo as pesquisas envolvendo laser de microdisco se iniciaram no meio da década de 90 do século passado [83].



Figura 4.1 – a) esquema de um ressonador de microdisco (visão lateral). b) Visão superior do laser de microdisco com propagação na região azimutal, devido ao forte contraste de índice de refração entre a região ativa e o meio externo (no caso ar) estes dispositivos possuem altos tempos de vida fotônicos , Q.

Na figura 4.1 é ilustrado, esquematicamente, um microdisco. Interessante notar que o confinamento de luz ocorre nas bordas do disco e em uma aproximação via óptica geométrica é possível entender este fenômeno, pois como o índice de refração é maior dentro do disco que fora, existe um ângulo crítico em que a luz é completamente refletida. E é este tipo de confinamento que propicia a gama de aplicações que falamos acima, pois, o alto contraste de índice de refração entre o meio "ativo" e seu exterior (corriqueiramente ar) é alta, o que implica em um alto fator de confinamento dos seus modos ópticos em um volume reduzido de região ativa (se comparado a estruturas convencionais).

Ao contrário de um fibra óptica onde a propagação é longitudinal em microdiscos confinamos a luz na região azimutal. Ou seja, se já sabemos como calcular modos para fibra óptica saberemos calcular modos azimutais em microdiscos. Estes modos confinados nas bordas de discos receberam o nome de *Whispering Gallery Modes(WGM)* [84] que recebeu este nome devido a modos acústicos observados na catedral de St. Paul's na Inglaterra. Os modos WGM são soluções, de simetria cilíndrica, das equações de Maxwell para um não-condutor considerando que o raio do disco é muito maior que sua espessura e que não estamos interessados em propagação ao longo de *z*. Assim podemos resolver as equações de Maxwell como um caso de guia de onda [85]. Neste caso considerando uma dependência temporal oscilatória,  $e^{-i\omega_t}$  para os campos elétricos e magnéticos podemos reescrever as equações de Maxwell da seguinte forma:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0$$
$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$
$$\nabla x \vec{E} = i \varpi \vec{B}$$
$$\nabla x \vec{B} = -i \mu \epsilon \varpi \vec{E} \qquad (4.1)$$

onde consideramos que este cilindro é preenchido uniformemente e que o meio não é dissipativo, com constante dielétrica  $\varepsilon$  e permeabilidade magnética  $\mu$ . Desta forma podemos reescrever a equação 4.1 como

$$(\nabla^2 + \mu \epsilon \overline{\omega}^2) \left\{ \begin{matrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{matrix} \right\} = 0 \qquad (4.2)$$

Por causa da geometria cilíndrica assumimos, neste caso, que a propagação das ondas só ocorre no plano x (ou y) e que não há propagação em z, deste modo temos que os campos serão:

$$\frac{\vec{E}(x, y, z, t)}{\vec{B}(x, y, z, t)} = \begin{cases} \vec{E}(z, y)e^{\pm ikx - i\omega t} \\ \vec{B}(z, y)e^{\pm ikx - i\omega t} \end{cases}$$
(4.3)

onde *k* é o número de onda.

Assim, assumindo a equação de Maxwell para simetria cilíndrica teremos:

$$\nabla^2 \psi + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \psi = 0 \tag{4.4}$$

, onde  $\psi$  é a função periódica. Assim, consideraremos que nosso disco tem um raio *a*, e que como condições de contorno para que tenhamos soluções para a equação diferencial 4.4 sejam:

$$\psi(r=0) \rightarrow \text{ finita}$$
  
 $\psi(r=a) = 0$ 

ou seja, na centro do disco a função fica finita e na borda do disco a função é zero. A solução proposta para este simetria é:

$$\psi = (e^{im\varphi} + e^{-im\varphi})J_M(\frac{n\varpi}{c}r)$$
(4.5)

onde  $J_M$  são soluções de Bessel e n $\omega$ /c=K. Desta forma para, as ressonâncias do campo  $\psi$  são os zeros da função  $J_M(X)$ =0. Assim temos:

$$\therefore X_M^k = \frac{n\omega}{c} a \Longrightarrow \omega = \frac{c}{na} X_M^k$$
(4.6)

estas frequências serão as ressonâncias dos discos. Com isso temos a solução geral para os campos dentro do disco:

$$\psi = (e^{im\varphi} + e^{-im\varphi})J_M(\frac{X_M^k}{a}r)$$
(4.7)

As soluções gráficas da equação 4.7 pode ser visualizadas na gráfico da figura 4.2.



Figura 4.2 – Gráfico de Intensidade de Campo dos modos WGM para um microdisco. (a) Solução para o modo bessel M=3. (b) Solução para o modo bessel M=20

Uma consideração importante a ser feita (e pouquíssimas vezes explorado) são as perdas inerentes a estes ressonadores. Isso é importante pois influenciará diretamente os resultados obtidos experimentalmente e que afetará de maneira direta a maneira como estes dispositivos devem ser fabricados. Podemos associar como fontes de perdas para fazer algumas estimativas duas fontes: 1) Perdas intrínsecas do material e 2) perdas devida a rugosidades da borda dos discos. Em particular esta ultima situação merece cuidado, pois como vimos os modos WGM se propagam na borda dos discos e quanto maior M mais na borda estaremos e consequentemente mais sensíveis a rugosidades. Assim, vamos considerar uma termo de perda, como:

$$\alpha_{total} = \alpha_i + \alpha_R \tag{4.8}$$

, onde  $\alpha_i$ = perdas intrínsecas e  $\alpha_R$ = perdas por rugosidade/reflexão nas paredes. Vamos considerar dois casos aqui para as perdas  $\alpha_R$ , 1) Perdas oriundas de reflexões na parede do

disco e 2) Perdas devidas a rugosidade. Para o primeiro caso vamos considerar, numa aproximação simplista, que a luz propaga-se pelas bordas "refletindo" nela devido ao fato de que o índice de refração do disco ser maior do que o do meio externo (reflexão interna total). Desta maneira podemos considerar a luz se propaga como um raio e que após a luz completar uma volta no disco refletiu *a* vezes, como na figura 4.1(b), portanto quanto maior for o modo azimutal M maior será o numero de reflexões *a*. Mais ainda, nesta situação podemos considerar que M=*a*. Podemos considerar que um campo propagando em um disco como:

$$E/E_0 = r^{2a} e^{ikL} e^{(g-\alpha)/L}$$
 (4.9)

, onde L=caminho óptico, a=número de reflexões r= refletividade e g= um termo de ganho(ou seja, este termo de tem vencer as perdas). Para modos WGM baixo, podemos considerar que M=a e o caminho óptico como:

L=(2M) 
$$R_{raio}Sin(\pi/2M)$$
 (4.10)

Já para modos muito grande (M>>1), o caminho óptica pode ser representado como:

L=2 
$$\pi R_{raio}$$
 (4.11)

Considerando agora a contribuição de todo o campo, ao longo de um tempo muito grande, temos:

$$\frac{E}{E_0} = \sum_n \left( e^{(ikL)n} e^{[(g-\alpha)/L + M \ln r^2]n} \right)$$
(4.12)

uma série geométrica, que para converter temos que considerar que  $(g-\alpha)L+M\ln R < 0$ . Assim temos que :

$$g = \alpha + \frac{M}{L} \ln(\frac{1}{R}) \tag{4.13}$$

, onde M/L  $\ln(1/R)$  é um termo de perda.

Na figura 4.3 temos o gráfico de perda por refletividade (que é a equação 4.3)



Figura 4.3 – Gráfico de perda por refletividade para um microdisco geral.

Chegamos a conclusão que é fundamental trabalhar em um regime acima do angulo crítico ( $\arcsin(1/n_{eff})$ ) para o termo 4.13 ser pequeno. Ou seja, temos de trabalhar nas bordas do microdisco o que nos leva ao segundo caso, rugosidade na borda do disco.

Se consideramos um termo perturbativo nas equações de Maxwell para discos, temos [86]:

$$\alpha_{s} = \frac{16\pi^{3}}{3R_{aio}}M(1-\frac{1}{n_{eff}^{2}})^{2}(\frac{n_{eff}\sigma}{\lambda})^{2}\frac{n_{eff}L_{c}}{\lambda}\Gamma_{mod\,al}\frac{d}{\lambda}$$
(4.14)

, onde  $\sigma$ =rugosidade (rms), L<sub>c</sub>=comprimento de correlação da rugosidade,  $\Gamma_{modal}$ =fator de confinamento e d=espessura do disco. Portanto considerando o termo de perda da equação 4.13 e assumindo que 4.14 é também um termo de perda, ou seja  $\alpha_s$ = $\alpha$ , temos:

$$\ln(\frac{1}{R}) = \left[\frac{\frac{16\pi^3}{3R_{aio}}(1-\frac{1}{n_{eff}^2})^2(\frac{n_{eff}}{\lambda})^2\frac{n_{eff}L_c}{\lambda}\Gamma_{mod\,al}\frac{d}{\lambda}L_M}{M}\right]\sigma^2$$
(4.15)

Graficando a equação 4.15 para melhor visualização, temos os gráficos da figura 4.4.



Figura 4.4. (a) Perda por rugosidade de borda e (b) refletividade por rugosidade

O resultados apresentados nos gráficos da figura 4.4 são esperado pois para uma situação de maior rugosidade obviamente termos mais perdas que equivale a dizer que quanto maior a rugosidade menor será nossa refletividade. Estes são importantes resultados que ajudarão a compreender os resultados que mostraremos a seguir.

## 4.2 – Primeiras microestruturas fabricadas – a-Si:H<Er>

Afim de obter uma estrutura como a mostrada na figura 4.1 inicialmente foi preparado um filme de 1.25  $\mu$ m de espessura de SiO<sub>2</sub> sobre substratos de Si (tipo "n"<100>) por oxidação úmida a um temperatura de oxidação de 1100° C por 270 minutos em um fluxo de 1.0 L/min de O<sub>2</sub> a vapor de água. Utilizando elipsometria conseguimos medir o índice de refração do filme fabricado de SiO<sub>2</sub>. Neste caso (usando 632.8 nm) o índice de refração e a espessura de SiO<sub>2</sub> foram de 1.46 e 1250 nm. Utilizando técnicas de

interferometria com comprimento de onda de 1550 nm obtivemos o índice de refração. Já a espessura do SiO<sub>2</sub> foi confirmado usando perfilometria. O filme de a-Si:H<Er> foi obtido via co-deposição via RF sputtering sobre o filme de SiO<sub>2</sub>. A técnica está descrita no capítulo 3 e os parâmetros utilizados seguem na tabele 4.I

Pressão base na câmara	$2x10^{-6}$ mbar
Pressão base após armadilha N <sub>2</sub> L	1,6x10 <sup>-6</sup> mbar
Fluxo de H <sub>2</sub>	8 sccm (standard cubic centimeter
	per minute)
Fluxo de Ar	8x10 <sup>-3</sup> mbar (controlado pela
	pressão)
RF bias	1000V
Temperatura do substrato <sup>*</sup>	240°C
Taxa de crescimento	0,5A/s
Tempo de pré-sputtering	30 minutos
Quantidade de <i>pellets</i> de érbio	5 pellets

Tabela 4-I – Parâmetros fixos para a deposição de a-Si:H<Er>:

O índice de refração do filme de a-Si:H<Er> medido por elipsometria (usando 1550 nm) foi de 3.84 e um fator de extinção de 0.198. Estes valores estão de acordo com a literatura para diversas técnicas de crescimento [87,88]. Este alto índice de refração é totalmente compatível para confinamento de luz entre a-Si:H<Er> e ar. O filme foi fabricado com 350 nm de espessura. Para esta espessura somente um modo vertical é permitido e o índice de refração efetivo para os modos TE e TM são 3.4 e 2.9 respectivamente em um guia de onda imerso em ar para um  $\lambda$ =1550 nm.



Figura 4.5 – Fator de Confinamento versus espessura de a-Si:H<Er> usando o índice de refração e a espessura obtida por interferometria e elipsometria. Para uma espessura de 350nm o confinamento é de 90%.

A figura 4.5 mostra o fator de confinamento calculado para um guia de onda retangular . Confinamento de 80% é alcançando para espessuras de 150 nm para 1550 nm de comprimento de onda. Para a espessura do filme depositado, um fator de confinamento de 90% é alcançado. A profundidade de penetração calculada (1/e) para o modo confinado em a-Si:H<Er> é de 700 nm. Em uma fabricação do ressonador de microdisco, esta espessura será a uma altura do pedestal.

Usando espectroscopia de espalhamento Rutherford (RBS, Rutherford Backscattering Spectrometry) nós obtemos os seguintes proporções de famílias atômicas 0.36% de Er, 96.00% de Si, 3.54% of Ar e 0.06% de Cu. A concentração de Er equivale a  $1.02 \times 10^{20}$  átomos/cm<sup>3</sup>.

Utilizando os filmes crescidos e já caracterizados partimos para a fabricação das microestruturas (disco, elipses e estádios). Utilizando processo de corrosão (*etching*) seletivos conseguimos definir a estrutura da região ativa (a-Si:H<Er>) e do pedestal dos discos, por exemplo, (SiO<sub>2</sub>). A corrosão usada foi uma combinação de processos químicos (úmido) e de plasma (seco). Para definir os discos de a-Si:H<Er> (ou elipses ou estádios) foi utilizado um sistema de RIE (*reactive ion etching*) [89]. Como o filme é composto basicamente por Silício um protocolo de corrosão foi adaptado para que conseguíssemos um padrão anisotrópico e de baixa rugosidade. Para isso utilizamos uma combinação dos gases SF<sub>6</sub>/CF<sub>4</sub>/CHF<sub>3</sub> (3,10,3 sccm) a uma pressão de 50 mTorr com uma potência de plasma de 50 W. O tempo utilizado nesse processo foi de 90 s e a amostra foi mantida a 30° C.

Tabela 4.II – Detalhes das etapas para fotogravação das microestruturas para o processo litográfico sobre os filmes de crescidos por co-deposição por RF sputtering. Na máscara litográfica existiam estruturas de 5 a 30um de diâmetro:

Limpeza da amostra	Acetona seguida por isopropanol
HMDS (fixador de fotorresiste)	4000rpm por 30s
Fotoresiste AZ 5312	4000rpm por 30s
Pré-bake (remoção de solvente)	2 minutos
Fotogravação	20s de exposição em UV
Revelação	AZ400 (2:1) por 5s
Limpeza pós-revelação	Plasma de O <sub>2</sub>
Pós-bake (endurecer fotorresiste)	5 minutos

Para corrosão do pedestal dos discos (SiO<sub>2</sub> estequiométrico) foi utilizado um corrosão úmida (química) de *buffer HF*. Para os primeiros testes deixamos apenas 3

minutos na solução e monitoramos a corrosão utilizando microscopia eletrônica de varredura (MEV).



Figura 4.6 – Microscopias das primeiras estruturas processadas. Nota-se uma corrosão indesejada dos discos. A corrosão com *buffer HF* não chegou até o fim do  $SiO_2$  (1,2 µm de espessura e a corrosão foi de ~500 nm).

Pelas imagens da figura 4.6 é nítido que o *etching* deixou a estrutura do disco nãouniforme (espessura desse filme era de 150 nm). Na primeira imagem (antes da corrosão por *buffer HF*) o padrão da máscara litográfica foi perdido na corrosão. A falta de uniformidade em processos de *sputtering* pode ser a razão. Porém é nítido o *undercut* causado pelo *buffer HF*, corroendo somente o SiO<sub>2</sub>. Para testar a corrosão por *buffer HF* até o fim do SiO<sub>2</sub> e ver um *undercut* maior, colocamos a mesma amostra da figura 4.6 em *buffer HF* por mais 10 minutos.



Figura 4.7 – Amostra da figura 3 com mais 10 minutos de Buffer HF.

Pela microscopia eletrônica da figura 4.7 notamos que a estrutura do disco desapareceu. Isso reforça o fato de o filme não apresentar uma homogeneidade grande, que com a espessura fina, acaba não resistindo em ficar suspenso no ar. Seguimos com o processamento de uma amostra com uma espessura maior (220 nm) a fim de estudar o limite para que essa estrutura apresente um bom *undercut*. Foi seguido o mesmo protocolo de gravação da máscara litográfica, porém para a corrosão por RIE aumentamos o fluxo de CHF<sub>3</sub> para 10 sccm (esse gás é responsável por polimerizar as paredes verticais fazendo com que a corrosão seja anisotrópica). Para a corrosão com *buffer HF* deixamos a amostra 30 minutos na solução, tomando o cuidado de tirar de 5 em 5 minutos para observar se os discos perdiam a borda. Também não houve agitação na amostra. Os resultados são mostrados na figura 4.8.



Figura 4.8 – Processamento de um microdisco mais espesso. Ainda nota-se que alguns discos não resistem mas o *undercut* chega a 4µm. Nota-se uma curvatura na borda do disco, indicando a necessidade de mais gás polimerizante durante o RIE.

O aumento da espessura da camada de a-Si:H<Er> torna o processamento viável para a fabricação de microestruturas. Assim uma nova bateria de crescimentos de a-Si:H<Er> foi realizada com espessura de 400 nm. Esses resultados são mostrados na figura 4.9.



Figura 4.9 – Microdiscos processados com espessura de 400 nm e diâmetro variando de 5 a 30 μm

Como esperado o aumento da espessura da camada da região ativa possibilitou a formação de microestruturas com grande *undercut*. A necessidade de um bom *undercut* é devido ao fato de os modos WGM se propagarem perto da borda dos discos. Nesse caso especifico um *undercut* tão acentuado não era necessário devido ao grande contraste de índice de refração do pedestal (1.6) e do disco (4.1).

Com o acerto na corrosão um novo *set* de corrosões foi realizado com diâmetros de 16, 26 e 36 µm. Também fabricamos, além de microdiscos, estruturas com formatos de elipses e estádios.



Figura 4.10 – Fotos das microestruturas processadas em diversos diâmetros.

## 4.3 - Medidas de Campo Próximo

Uma vez com as estruturas definidas, medidas de emissão de infravermelho por campo próximo foram realizadas em um microdisco e também em um micro-estádio. O interesse em micro-estádios é o fato de sua emissão altamente direcional. Previsões de caos-quântico mostram para tempos muito grandes de observação, para uma cavidade tipo bilhar (estádio), apresentam modos preferenciais de percurso (aproximação semi-clássica para h->0) [90, 91, 92, 93] essas observações, então, poderiam ser visualizadas em cavidades ópticas não convencionais, e com uma engenharia de seu excentricidade as emissões poderiam ser controlada, o que compensaria uma desvantagem do microdisco que apresenta emissão isotrópico ao longo da borda.

As medidas de campo próximo foram efetuadas com um bombeio óptico de 514 nm diretamente sobre as estruturas. O sinal de infravermelho foi coletado por uma fotomultiplicadora, filtrado para somente captar luz infravermelha. Após as medidas de campo próximo nas microestruturas, figura 4.11, uma análise quantitativa da luz emitida seria fundamental, tanto para análise espectral como para a análise dos modos ressonantes das cavidades uma vez que por essa técnica só quantificamos a luz, sem obter uma análise espectral.

Nessa primeira etapa do projeto o bombeio nos micro-ressonadores foi óptico. A primeira tentativa foi bombear as estruturas com um laser de Ar<sup>+</sup> (na linha 514nm) guiado por fibra que incidia sobre os microdiscos. A captura de luz era feita por uma fibra óptica multímodo e enviada a um *optical spectrum analiser* (OSA). Diversas tentativas foram executadas com esse *setup* porém não conseguimos quantificar diretamente a emissão nem os modos dos microdiscos ou dos micro-estádios.



(a) (b)

Figura 4.11 – Emissão de campo próximo de duas microestruturas. a) Microestádio com  $R=36 \mu m$  com 0,3 de excentricidade, evidência de modo *scars* "gravata" e emissão espontânea de modos diamante. b) Emissão espontânea uniforme em um microdisco de  $R=5 \mu m$ 

A potência do laser de bombeio antes da fibra era de 300 mW e na outra extremidade chegava a pouca mais de 1 mW. A fibra óptica usada era uma multímodo para NIR (1550nm) e a área de injeção de luz nas microestruturas cobria uma área suficiente para iluminar uma região com várias estruturas. Essas condições evidenciaram um problema de acoplamento de luz nos estruturas e também ficou evidente que a pouca luz gerada nos discos não era eficientemente acoplada na fibra que era ligada ao OSA. Com essas condições não conseguimos mensurar nenhum modo ressonante da cavidade.

A fim de ganhar potência de injeção acoplamos a saída da fibra óptica a um estereoscópio trinocular de modo a focalizar toda a luz sobre um só microdisco. A coleta de luz era feita por uma segunda fibra lateral. Com essa configuração também não obtivemos sinal mensurável no OSA.

Uma medida indireta para qualificar a emissão foi feita realizando uma fotoluminescência em uma amostra processada com o feixe do laser focado sobre uma região onde havia discos. Nessa PL conseguimos ver que a emissão observada pelas medidas de campo próximo é em 1550 nm, figura 4.12.



Figura 4.12 – Espectro de PL à temperatura ambiente em duas situações distintas. O sinal mais intenso foi feito diretamente sobre a amostra não processada. A PL menos intensa foi realizada sobre a amostra processada.

Estes resultados, por uma lado decepcionantes, mostraram pela primeira vez emissão de luz, mesmo que muito pouco intensa, neste tipo de estrutura não-convencional e com o uso de silício amorfo dopado com érbio. Estes resultados foram publicados no Journal Applied Physics [94].

Porém chegamos à conclusão que a dificuldade no processamento e fabricação destes discos poderia ser o fator limitante (como demonstramos anteriormente nas questões referentes a perdas). Por outro lado a própria emissão de luz nas amostras pré-fabricação mostravam-se baixas. Com isso resolvemos trabalhar em uma forma que pudéssemos aumentar significativamente a emissão de luz nas amostras e propor, na sequencia, novas estruturas que pudessem ser otimizadas para estas novas amostras. Isso representou uma nova linha de trabalho dentro desta tese que será demonstrada nos próximos dois capítulos.

## Capítulo 5 Ressonadores de Multicamadas

Neste capítulo mostraremos os trabalhos desenvolvidos para otimização de nossas amostras para que estas tivessem a emissão em 1550nm maximizada. A abordagem principal foi a de desenvolver um filme/substrato que já otimizasse esta emissão para uso direto na fabricação de estruturas ressonantes. Porém, desenvolvemos uma estrutura ressonante que se compõe do próprio substrato composto com silício amorfo dopado com érbio. Apresentaremos dois estudos que mostram como desenvolver uma amostra que já otimize esta emissão no dispositivo final. Este capítulo é a compilação de dois artigos de nosso grupo tratando justamente desta otimização da emissão em 1550 nm.

Primeiramente nós apresentamos uma abordagem para melhorar a emissão na ressonância 1550 nm em sub-óxido silício amorfo dopado com  $\text{Er}^{3+}$  (a-SiOx  $\langle \text{Er} \rangle$ ) com nanopartículas de silício (Si-NC). Nosso trabalho mostra um resultado importante no sentido de permitir o uso de materiais à base de silício para fabricação de componentes fotônicos ativo. Duas técnicas distintas foram combinadas para fabricar uma estrutura que permitiu aumentar em aproximadamente 12x a emissão em 1550 nm. Em primeiro lugar, as camadas de SiO<sub>2</sub> foram obtidos por oxidação úmida convencional e uma matriz de SiO<sub>x</sub><Er> foi depositada pelo método descrito no capítulo 3 (RF co-sputtering). Posteriormente um canal de bombeio adicional ( ${}^{4}I_{15/2}$  para  ${}^{4}I_{9/2}$ ) de  $\text{Er}^{3+}$  foi criada devido à formação Si-NC na mesma matriz de SiO<sub>x</sub><Er> através de um recozimento das amostra a 1150 °C. As espessuras do SiO<sub>2</sub> e do a-SiO<sub>x</sub><Er> foram projetados para suportar ressonâncias perto do comprimento de onda de bombeamento (~ 500 nm), perto da emissão de Si-NC (~ 800 nm) e perto do a-SiOx <Er> emissão (~ 1550 nm) que reforcem o processo de bombeamento óptico.

Por fim, veremos que para a criação de NC de Silício o tratamento térmico destrói a luminescência nativa da amostra por remover os defeitos próximos aos átomos de Érbio na matriz. Neste caso, sob um tratamento térmico sob temperatura mais baixa, obtivemos grande aumento da emissão em 1550 nm utilizando um segundo canal para o bombeio do Er próximo a 980 nm ( ${}^{4}I_{11/2}$  para  ${}^{4}I_{15/2}$ ).

### 5.1- Introdução

Como já foi mostrado nos capítulos anteriores, o uso de materiais à base de silício para aplicações em fotônica é muito atraente pois permite a integração da tecnologia CMOS e fotônica. Inúmeras tentativas de obter ganho ou empregar Si como um meio ativo para aplicação direta em optoeletrônica foram relatadas. No entanto, isto tem sido demonstrado difícil e muitas alternativas têm sido recentemente propostas, tais como amplificação de Raman, a integração híbrida com ligas III-V, a formação de ligações Si-Si NC em matrizes amorfas, e a dopagem com materiais de terras raras. O que nos pareceu interessante foi juntar técnicas distintas para promover uma maior emissão de luz ( na faixa de 1550 nm) nas amostras que fabricamos.

É interessante notar que amostras de a-Si<Er> fabricadas por *RF cosputtering* podem ser oxigenadas durante a deposição resultando em a-SiOx<Er>. Estas amostras quando submetidas a um tratamento térmico, formam nanocristais de Si (NC-Si) nas matrizes de a-SiOx<Er> . Estes NC-Si presentes nesta matriz emitem luz em um largo espectro entre 700 nm e 900 nm , tornando-se assim excelentes candidatos para bombear a transição  ${}^{4}I_{15/2}$  para  ${}^{9}I_{9/2}$  do érbio. Mas, sabemos que esta transição tem uma pequena sessão transversal de absorção reduzindo drasticamente a eficiência de bombeio para o nível  ${}^{4}I_{13/2}$  [95]. Mais ainda, teríamos um problema associado a esta alternativa devido a uma forte redução da eficiência de emissão em 1550 nm da amostra causada pelo tratamento térmico, fundamental para a formação dos NC-Si [96]. Portanto, apesar de ganharmos um canal extra de bombeio de Er<sup>3+</sup> com NC-Si com o uso deste método, este canal não é muito eficiente e existe uma deterioração intrínseca da eficiência de emissão. Porém uma maneira

de contornamos este problema seria a criação de camadas que pudessem amplificar a emissão em certo comprimentos de onda (envolvidos em todo processo) de tal forma a compensar as perdas inerentes do processo além de otimizações dos tratamentos térmicos. Se isto for alcançado esta nova estrutura é promissora para aplicações diretas como ressonadores com meio de ganho. Em parte é isso que mostraremos ao longo deste capítulo.

### 5.2- Fabricação das amostras oxigenadas com nanocristais de Silício

A ideia inicial foi obter uma única amostra e dela derivar diversas amostras, variando apenas a temperatura de tratamento térmico. A partir da amostra que resultasse em maior emissão na região de interesse, entraríamos na segunda fase do projeto. Com este *set* de amostras poderíamos projetar camadas de SiO<sub>2</sub> entre o substrato de Si e o camada de a-SiOx<Er> de tal forma a criar uma amostra de multicamadas que favorecesse a emissão em determinados comprimentos de onda, isso somente tratando esta amostra como um ressonador vertical. Com isso, variando as espessuras das camadas de SiO2 e a-SiOx<Er> temos uma leque de opções a explorar para otimização da emissões de luz.



Figura 5.1 – Esta figura ilustra o desenho esquemático das camadas que foram depositadas para criarem as camadas ressonantes. Em preto o substrato de Si. Em marrom a camada de  $SiO_2$ . Em laranja a camada de a-SiOx < Er > e os pontos pretos os nanocristais de Si. As setas verdes indicam o bombeio (seta grossa de 532 nm) e a reflexão do bombeio. Já as setas vermelhas indicam as emissões esperadas da amostra (1550 nm e na banda de 700 a 1000nm).

Foi empregado para a fabricação de a-SiOx <Er> a mesma técnica descrita no capítulo 3. O uso desta técnica é uma forma direta de obtermos filmes a-SiOx já dopados com Er<sup>3+</sup> de forma mais rápida e simples ao invés de uso de implantação de Er [97,98] . A pressão base para inserção de oxigênio foi de  $5.5 \times 10^{-5}$  mbar e fixamos a quantidade de érbio. Estes características foram baseadas nas máximas emissões em 1550 nm que demonstradas no capítulo 3. Com a técnica de RBS (Rutherford Backscattering) foi obtida uma concentração 1.96x10<sup>18</sup> at./cm<sup>3</sup> de Er<sup>3+</sup>. O índice de refração da camada de a-SiOx<Er> foi medido (com elipsometria) em 2.6 para 1550 nm. Após estas caracterizações submetemos as amostras a dois tratamentos térmicos cumulativos para a formação de nanocristais de silício: a) um tratamento térmico "leve" por 1 hora a 400° C para remover qualquer resquício de Ar dos filmes fabricados [99].(b) um tratamento térmico com temperaturas elevadas para formação dos NC-Si. Neste passo usamos 3 diferentes temperaturas em 3 amostras distintas. As temperaturas foram 1100, 1150 e 1200 °C por 1 hora em um forno de quartzo com atmosfera inerte de N2 ultra puro com fluxo de 3.0 L/min.

### 5.3- Caracterização das amostras

Após o tratamento térmico, foram realizadas várias sessões de PL para medir as amostras e sua eficiência de emissão próxima de 1550 nm (para a emissão de a-SiOx<Er>) e na região de 800 nm (para a emissão dos NC-Si). Todas as medidas de PL foram realizadas a temperatura ambiente, usando o mesmo aparato experimental descrito no capítulo 3. A potência de bombeio de do laser de PL (emitindo a 532 nm) foi de 200 mW com um *spot size* de aproximadamente 10 µm. A emissão da PL era perpendicular ao plano

da amostra e era focada na entrada de um espectrômetro (de 2 m) com detector de Ge resfriado com nitrogênio líquido (para as medidas na região de 1550 nm) ou com detector de Si (para as medidas na região de 800 nm) com fenda ajustada (na entrada e na saída do sinal) em 200 µm. A figura 5.2 mostra a emissão na região de 800nm nas 4 amostras ( 3 submetidas ao tratamento térmico e 1 sem tratamento térmico). Esta emissão é uma evidencia da formação de NC-Si. É possível notar que a tratamento térmico a 1150 °C resulta na emissão levemente maior que as outras.



**Figura 5.2** - Espectro de fotoluminescência na região de 800 nm para amostras submetidas a diferentes temperaturas de tratamento térmico.

Para demonstrar a formação de NC-Si, além da PL, foi realizada sessões de microscopia de transmissão eletrônica (executadas no Laboratório Nacional de Luz Sincrotron). O resultado (sobre a amostra tratada a 1150°C) é mostrada na figura 5.3. A densidade,
estimada, de cristais de Si obtidas nesta amostra é de aproximadamente  $3x10^{17}$  cristais / cm<sup>3</sup>.



**Figura 5.3** – Microscopia de Transmissão Eletrônica (TEM) de nanocristais (ou nanoclusters) de Si após tratamento térmico a 1150 °C. (a) Baixa magnificação mostrando a distribuição típica dos cristais de Si. (b) Maior magnificação mostrando um diâmetro de 4 nm para os cristais de Si.

A análise dos espectros de PL da figura 5.2 nos levaria à conclusão que teríamos um aumento significativo do da emissão de luz em 1550 nm nas PL nesta região (devido aos canais de bombeio de  $Er^{3+}$ ). Porém já havíamos demonstrados que altas temperaturas de tratamento térmico em amostra com  $Er^{3+}$  deterioram a emissão em 1550 nm porém neste caso não tínhamos um canal extra de bombeio. Assim procedemos com a PL das amostras na região de 1550 nm e os resultados são mostrados na figura 5.4.

Nota-se pela figura 5.4 que a máxima emissão de PL é obtida para duas condições: 1) quando a amostra é recozida a 400° C e ; 2) quando a amostra é recozida a 1150 °C. Fica claro pelo espectro que a emissão de PL em 1550 nm é otimizada após o recozimento a 400°C. Após 1150 °C há uma deterioração desta emissão. Porém sabemos que não há formação de nanocristais em 400 °C e que em 1150° C eles existem e também tem emissão na região de 800 nm. Apesar da deterioração da emissão para altas temperaturas a emissão em 1550 nm da amostras recozida a 1150 °C indica que, apesar, da sessão transversal de absorção em 807 nm do  $Er^{3+}$  ser baixa, uma parte da emissão dos NC-Si esta sim bombeando esta transição, aumentado assim a emissão em 1550 nm. Portanto seria possível construirmos camadas ressonantes para maximizar estes bombeios e com isso aumentarmos a emissão em 1550 nm.



**Figura 5.4** - Espectro de fotoluminescência na região de 1550 nm para amostras submetidas a diferentes temperaturas de tratamento térmico. Máxima emissão de PL ocorre para as amostras recozidas a 400 °C (círculos abertos) e 1150 °C (linha sólida).

#### 5.4- Simulação e fabricação de camadas intermediárias de SiO<sub>2</sub>

A abordagem usada para criar camadas de ressonância foi desenvolver camadas de  $SiO_2$  estequiométrico diretamente sobre a lâmina de Si (por oxidação úmida), antes de depositarmos a camada de a-SiO<sub>x</sub><Er> para formação dos nanocristais de Si. Para obtermos corretamente as espessuras destas camadas usamos o método de Propagação de Matrizes [100] para estimar as espessuras de a-SiOx<Er> e de SiO<sub>2</sub>. Nesta simulações nós consideramos os seguintes aspectos: (a) as ressonâncias desejadas tem de ocorrer na camada de a-SiOx<Er>; (b) existem 3 comprimentos de onda envolvidos neste processo (bombeio externo em 530 nm, emissão dos nanocristais de Si em 800 nm e a emissão em 1550 nm do a-SiOx<Er>). (c) a camada de a-SiOx<Er> é depositada por RF Co-sputtering, por isso consideramos um erro de 15% na uniformidade da espessura nas simulações. Para a camada de SiO<sub>2</sub> nós calculamos espessuras que suportem ressonâncias próximas de 500, 800 e 1550 nm. Os resultados da simulaçõe são mostradas na figura 5.5.



**Figura 5.5** – Intensidade de campo calculado para uma camada de 600 nm de a-SiOx<Er> em função do comprimento de onda. (a) para 175 nm de SiO<sub>2</sub> ; (b) para 250 nm de SiO<sub>2</sub> ; (c) para 530 nm de SiO<sub>2</sub> . Os retângulos cinzas foram colocados para representar o comprimento de onda emissão/bombeio com suas larguras de linha características.

As figuras 5.5(a)-5.5(c) mostram as os máximos campos esperados para 3 condições de espessura de SiO<sub>2</sub> (175, 250 e 550 nm ) e considerando uma espessura fixa de a-SiOx<Er> de 600 nm (este valor foi obtido também pela simulação). Três distintas condições são observadas: (a) para uma espessura de 175 nm de SiO<sub>2</sub> uma ressonância próxima de 532 nm (que é o bombeio usado); (b) para a espessura de 250 nm de SiO<sub>2</sub> notase uma ressonância próxima de 807 nm; (c) para a espessura de 550 nm de SiO<sub>2</sub> é possível

observar 3 condições de ressonância, uma forte em 1550 nm, outra próxima de 500 nm e uma fraca ressonância próxima de 800 nm.

Após a simulação nós repetimos a deposição de a-SiOx<Er> com subsequente formação de NC-Si, mas usando como substrato os 3 novos substratos de Si/SiO<sub>2</sub> cada um com uma espessura de SiO<sub>2</sub>. A camada SiO<sub>2</sub> foi obtida via oxidação úmida de um *wafer* de Si a uma temperatura de 1100 °C sob um fluxo de 1.0 L / min de O<sub>2</sub> e vapor de água. A espessura da camada de a-SiOx<Er> foi de 600 nm. Concluída a fabricação das amostras realizamos outra rodada de fotoluminescência em todas as amostras. Os resultados são mostrados na figura 5.6.



**Figura 5.6** – Máxima PL emissão normalizada pela máxima emissão de PL com a amostra sem SiO<sub>2</sub>. (a) Emissão na região de 800 nm em função da espessura de SiO<sub>2</sub> ;(b) Emissão na região de 1550 nm em função da espessura de SiO<sub>2</sub>.

Os gráficos da figura 5.6 mostram a máxima emissão de PL nas regiões de 800 e 1550 nm normalizadas pela melhor emissão sem a camada de SiO<sub>2</sub>, assim o eixo vertical indica o aumento da emissão. Notamos que a presença da camada de SiO<sub>2</sub> aumenta a emissão tanto na região de 800 nm como na região de 1550 nm. Também observa-se que a máxima emissão em ambas regiões ocorrem para a amostra com camada de SiO<sub>2</sub> de 530 nm. A alta emissão em 800 nm nesta amostra, em princípio não era esperada. Para a espessura de 250 nm de SiO<sub>2</sub> onde uma forte emissão em 800 nm era prevista não foi observada na figura 5.5(a). Para entender estas situações nos precisamos entender os mecanismos de absorção óptica em 800 mm e transparência em 1550 nm destes materiais. Uma ressonância onde o comprimento de onda será transparente na camada faz aumentar a emissão pois o campo cresce continuamente dentro desta camada. Este é o caso da amostra com 530 nm de SiO<sub>2</sub> com forte emissão em 1550 nm. Por outro lado, quando a ressonância ocorre para comprimentos de onda que serão absorvidos pelo meio a emissão neste comprimento de onda é suprimida. Isto é observado para a amostra com 250 nm de SiO<sub>2</sub>. Uma importante observação é que para esta mesma espessura temos um forte aumento de emissão em 1550 nm, como mostrada na figura 5.6 (b). Isto não era esperado pois não existia ressonância em 1550 nm. Portanto, nós podemos concluir que a ressonância aumenta a densidade fotônica em 800 nm na camada de a-SiOx<Er> mas estes fótons são fortemente absorvidos pelo íons  $\text{Er}^{3+}$  através dos estados  ${}^{4}I_{15/2}$  para  ${}^{4}I_{9/2}$  e são reemitidos em 1550 nm. As amostras com camadas de SiO<sub>2</sub> de 175 nm e 530 nm não apresentam ressonâncias em 800 nm e a emissão de PL para estes comprimentos de onda são aumentadas porque a luz deixa a cavidade sem ter uma absorção. E também para amostras de 530 nm um aumento extra de emissão devida uma ressonância no comprimento de onda do bombeio, próxima de 500 nm.

Estes resultados de PL para amostras com ressonância de 800 nm pode ser explicados por um aumento interno da densidade fotônica pois estes comprimentos de onda bombeiam opticamente os íons de  $Er^{3+}$  da matriz gerando emissão em 1550 nm. O aumento da emissão em 800 nm de outras amostras sem ressonância neste comprimento de onda é

devida a uma pequena densidade fotônica interna, com eficiência mais elevada e baixa absorção óptica. E, claramente, a ressonância em 1550 nm aumenta a emissão neste comprimento de onda e a ressonância no comprimento de onda do bombeio (500 nm) aumenta a emissão em 800 nm e 1550 nm, como observamos na amostra com 530 nm de espessura de  $SiO_2$ .

Com esta técnica conseguimos desenvolver amostras dopadas de érbio com forte emissão em 1550 nm. O aumento máximo obtido em 1550 nm foi de 12x quando comparado a amostra sem a camada de SiO<sub>2</sub> e isso somente foi possível pois criamos um canal extra de bombeio para a transição ( com baixo sessão transversal de absorção)  ${}^{4}I_{15/2}$ para  ${}^{4}I_{9/2}$ . Porém é claro que a formação de NC com esta técnica deteriora a emissão em 1550 nm.



**Figura 5.7** – Espectro de PL para a amostra de a-SiO<sub>x</sub><Er>. Em azul amostra com tratamento térmico de 400° C. Em cinza amostra tratada a 1150° C (como da figura 5.2). Em laranja amostra sem tratamento térmico.

Observando mais atentamente o gráfico da figura 5.4 é possível notar que a amostra com tratamento térmico a 400° C tem uma intensidade de luminescência equivalente a amostras com NC de Si tratada a 1150° C. Ao fazer PL na região de 800 nm da amostra tratada apenas com 400° C nos revela uma forte emissão bem larga centrada em 900 nm, figura 5.7. Esta forte emissão é devida aos defeitos da rede amorfa de a-SiOx<Er> [101]. Interessante notar que esta emissão, por ser bem *broadband*, atinge dois comprimentos de onda muito específicos para o bombeio de íons de  $Er^{3+}$ , o canal de 807 nm (<sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> para <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub>) e o canal de 980 nm (esta com alta sessão transversal de absorção, <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> para <sup>4</sup> I<sub>15/2</sub>), este canal é muito conhecido por ser um dos principais canais de bombeio de érbio, usado por exemplo, em Amplificadores de Fibra Dopado com Érbio (EDFA) [102]. O bombeio é , de fato, óptico e aumentado pela ressonância nestas faixas de comprimento de ondas. Por isso, com esta emissão, temos dois canais otimizados de emissão para aumentar a intensidade de emissão em 1550 nm, o que explica o sinal que vemos no gráfico da figura 5.4.

Assim temos uma estrutura com máxima emissão em 1550 nm sem a necessidade de se fazer um recozimento a altas temperaturas, eliminando uma etapa no processo de fabricação. Esta amostra será a base para o desenvolvimento de um ressonador baseado um cristal fotônico bidimensional, que será mostrado no próximo capítulo porém sem os nanocristais de Silício.

# Capítulo 6 Ressonador de Membrana Suspensa de Cristal Fotônico tipo H1

A obtenção de uma amostra baseada em a-SiOx<Er>, com forte emissão em 1550nm (como demonstrada no capítulo anterior), abriu caminho para desenvolvermos alguma estrutura fotônica que pudesse ampliar mais esta emissão e até chegarmos a alguma evidência de emissão estimulada. Com o início dos projetos em nosso grupo envolvendo cristais fotônicos e a facilidade instrumental tanto de nosso grupo como do Centro de Componentes Semicondutores (CCS) da UNICAMP era possível desenvolver uma gama de dispositivos fotônicos de relativa complexidade. E também o aumento de trabalhos envolvendo aplicações em telecomunicações ópticas de camadas dopadas de érbio com cristais fotônicos, corroboram nossa tese de que buscar algo híbrido seria um caminho promissor para se amplificar a emissão de luz nesta região.

O uso de cavidades ressonantes baseadas em cristais fotônicos, com uma armadilha fotônica, isto é, com um defeito na rede, é largamente estudado pois elas têm a capacidade de criar confinamentos fotônicos muito intensos com aumento da interação entre o fóton e a matéria. Por outro lado sabemos da baixa eficiência de emissão de luz de materiais baseados em érbio quando comparados a semicondutores da família III-V. Mas ao longo desta tese temos mostrado materiais baseados em érbio que podem ser a solução deste problema. Assim, baseado no trabalho de A. Tandaechanurat *et al*[103] desenvolvemos uma membrana de cristal fotônico de silício em multicamadas onde acrescentamos uma camada ativa de emissão de a-SiOx<Er>. A estrutura base usada foi a amostra super-luminescente desenvolvida no capítulo 5 desta tese e o cristal fotônico seria construído na camada de a-SiOx<Er>. Este cristal fotônico foi construído via corrosão assistida de um Feixe de Íons de Gálio Focado (Focused Ion Beam – FIB). Também introduziremos na amostra de multicamadas (Si/SiO<sub>2</sub>/a-SiOx<Er>) um camada de ar (buraco) para prover a optimização do campo elétrico na camada ativa da membrana. Com este dispositivo esperamos ter um confinamento no plano, devido ao cristal fotônico, otimizado ( e

possivelmente gerando ganho) pela grande emissão vertical das multicamadas, assim aumentando consideravelmente a emissão de luz em 1550 nm.

#### 6.1- Desenvolvimento da estrutura fotônica

A estrutura fotônica fabricada é a mostrada na figura 6.1 e trata-se de uma membrana suspensa em ar. Esta membrana é composta de SiO<sub>2</sub>/a-SiOx<Er> com as mesmas espessuras já descritas no capítulo 5, separada do substrato de silício por um a buraco (*gap*) de ar. Nossa maior tarefa foi definir a espessura da camada de ar e as corretas dimensões do cristal fotônico. Para definir a espessura da câmara de ar recorremos a mesma técnica usando para definir as espessuras das multicamadas, o método de Transferência de Matriz [104]. De fato o que desejamos é escolher espessuras de camadas que proporcionem o maior *overlap* do modo óptico (campo eletromagnético) com o camada ativa de  $Er^{3+}$ . Isto é, temos que essencialmente otimizar a integral:

$$\Gamma = (\frac{1}{L}) \int_0^L [E_{ar}(z) + E_{Sio2}(z)]^2 dz$$

Onde  $E_{ar}$  e  $E_{Sio2}$  são as amplitudes de ondas contra-propagantes calculadas para 1550 nm após uma volta nas interfaces a-SiOx<Er>/ar e a-SiOx<Er>/SiO2, respectivamente. Esta integral é feita para cada ponto dentro da camada de a-SiOx<Er> (na direção Z). L é a espessura desta camada. A partir desta simulação obtemos as seguinte espessuras (mostradas na figura 6.1): 600 nm de a-SiOx<Er>, 530 nm de SiO<sub>2</sub>; 114 nm de Si e 1550 nm de ar. Os índices de refração usadas foram 2.6, 1.44, 3.4 a 1 respectivamente.



Figura 6.1 – Ilustração esquemática da estrutura desenvolvida. Uma membrana de cristal fotônico fabricada por uma multicamada de a-SiOx<Er> com um *gap* de ar.

Para termos um confinamento fotônico muito concentrado e em um pequeno volume efetivo (para guiamento dentro da camada) optamos em desenvolver um cristal fotônico tipo H1, que é um cristal fotônico de rede hexagonal com um (único) defeito no centro. Como o objetivo desta tese não é fazer uma abordagem de toda a teoria envolvida em cristais fotônicos, utilizamos de um ferramental de simulação específico para nos ajudar a desenvolver a melhor estrutura para nossos propósitos. Inicialmente usamos uma abordagem em 2 dimensões usando o índice de refração efetivo para a primeira ordem guiada de campo eletromagnético na camada de a-SiOx<Er>. A simulação foi feita usando o módulo BandSolve do Rsoft (uma poderosa ferramenta de simulação fotônica),usando o método de expansão por ondas planas (PWE) [105]. Para tanto foi considerando um índice de refração efetivo de 2.4. E aqui entra o motivo da necessidade de termos uma *gap* de ar na estrutura: providenciar este índice de refração efetivo, sem ele, não teríamos confinamento eletromagnético neste estrutura. As dimensões calculadas para este rede foram de 11 x 14 buracos de ar de 240 nm de raio e período (centro-a-centro) de 600 nm. A área total do dispositivo é 5676 nm x 7980 nm.

O diagrama de bandas para o modo transversal elétrico (TE) e o modo transversal magnético (TM) são mostrados na figura 6.2. Os modos TE e TM são definidos de tal modo que o modo TE (TM) não tem campo elétrico (magnético) perpendicular ao longo do plano da membrana. Nós usamos a frequência normalizada  $\overline{\omega}=\omega a/2\pi c=a/\lambda$  no gráfico, onde  $\omega$  é a frequência angular de espaço livre, *a* é o período da rede, *c* é a velocidade de fase da

luz no vácuo e  $\lambda$  o comprimento de onda no espaço livre. A figura 6.2(a) nos mostra que não existe *bandgap* fotônico para polarização TM. Porém para a polarização TE, no gráfico da figura 6.2(b), vemos a abertura da banda entre 0.343 a 0.466 com um ressonância próxima de  $\omega$ =0.385. Este *bandgap* fotônico esta entre 1290 nm e 1750 nm com um ressonância próxima de 1555 nm. Este valor é muito próximo da nossa já conhecida transição <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub>  $\rightarrow$  <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> do íon do Er<sup>3+</sup>.



Figura 6.2 – Diagrama de bandas para a estrutura de cristal fotônico para polarização TM (a) e TE (b) em função da frequência normalizada  $\omega$ . A região destacada em cinza corresponde ao *bandgap* fotônico. O *inset* da figura 6.2(a) mostra a zona de Brillouin e o caminho ao longo da rede recíproca onda a simulação foi feita.

A figura 6.3 exibe a distribuição de campo (energia) dentro da camada de a-SiOx<Er> para a ressonância para o modo TE (no plano). Nós observamos dois quasedubleto-degenerado de segunda ordem degenerados como descrito por Tang *et al*[106]. De fato a ressonância calculada é na realidade um dubleto com uma separação típica de  $\Delta \overline{\omega} \sim 0.00025$ . Nós chamamos este modo de quase-dubleto-degenerado porque existe uma assimetria nos 11x13 buracos de ar da rede finita.



Figura 6.3 – Distribuição de energia do campo elétrico calculado para um modo de dipolo duplamente degenerado TE

### 6.2 – Fabricação da Estrutura

A fabricação do cristal fotônico e do buraco de ar foi integralmente feito via FIB. O FIB usado foi o *Dual Beam FIB/SEM 200 FEI* e a feixe de íons usado foi de gálio. Esta técnica de fabricação apresenta resultados extraordinários para prototipagem rápida de dispositivos, resultado em dispositivos com excelente morfologia [107]. Esta técnica, ainda, é muito adequada para fabricação de cristais fotônicos porque permite colocarmos a membrana em qualquer lugar da amostra, facilitando sua integração monolítica com outros dispositivos optoeletrônicos. Para a fabricação do cristal fotônico na camada de a-SiOx<Er>, corrosão por FIB foi realizada para criar os buracos de ar na amostra. A corrosão foi feita com uma corrente de emissão de Ga<sup>+</sup> de 50 pA e uma voltagem de 30 KV. Uma corrente baixa resulta em alta resolução (20 nm) para este processo. O tempo para fabricar o cristal fotônico foi de 30 minutos. Na sequência, uma segunda corrosão foi realizada para obtermos o buraco de ar sob a estrutura. Para este último passo a amostra foi rodada em 90° e um buraco retangular foi corroído por 16 minutos, usando 0.5 nA de corrente e 30 KV de voltagem. A figura 6.4 mostra uma microscopia eletrônica de varredura (SEM) em alta resolução da estrutura fabricada integralmente com o FIB.



Figura 6.4 – (a) Micrografia por SEM do dispositivo fabricado integralmente por FIB. (b) Região central do cristal fotônico em detalhe. (c) Sessão transversal do buracos do cristal fotônico mostrando uma conicidade dos buracos de 6º.

Figura 6.4(c) mostra com detalhes a sessão transversal dos buracos corroídos por FIB preenchido com platina, simplesmente para melhorarem a visualização (aumento de contraste). Vemos que existe uma inclinação (chamaremos aqui de conicidade) dos buracos

de aproximadamente 6°. Este efeito ocorre devido ao perfil gaussiano do feixe de íons de  $Ga^+[108,109]$ .

#### 6.3 – Resultados e Análises

Para avaliar o dispositivo realizamos micro-fotoluminescência ( $\mu$ -PL) na amostra em distintas regiões. Este experimento foi realizado utilizando a montagem disponível nos laboratórios do Grupo de Propriedades Ópticas do Instituto de Física Gleb Wataghin (GPO – IFGW). Esta  $\mu$ -PL foi realizada a temperatura ambiente. Para a  $\mu$ -PL usamos como fonte de bombeio a linha de 532 nm de um laser de estado sólido (Spectra Physics). Este bombeio foi focado na superfície da amostra via uma objetiva da Mitutoyo (específica para infravermelho) de 50x de aumento e abertura numérica de 0.65. O posicionamento do feixe de bombeio foi realizado com a ajuda de um sistema de nanoposicionadores piezo-elétricos. O diâmetro do *spot* foi de aproximadamente 2  $\mu$ m. A luminescência da amostra foi coletada pela mesma objetiva e lançada em um monocromador da SPEX com 0.5 m de comprimento ( com grade de difração de 600 linhas/mm e 1.6 $\pm$ 0.5 nm de resolução espectral). O detector usado foi o mesmo descrito nas análises já realizadas de fotoluminescência.

A figura 6.5(a) mostra o espectro de  $\mu$ -PL obtido na nossa membrana de cristal fotônico em dois casos: 1) dentro do cristal fotônico e 2) fora do cristal fotônico. A figura 6.5(a) também mostra círculos que correspondem a área de bombeio do laser. Claramente, vemos que podemos selecionar (pelo tamanho do *spotsize* do laser) uma área dentro ou fora do cristal para fazer as medidas. A potência de bombeio da  $\mu$ -PL foi de 5 mW (medido na amostra). O espectro da  $\mu$ -PL fora da região do cristal fotônico mostra um pico bem intenso que corresponde a transição <sup>4</sup>I<sub>13/2</sub> - <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> do Er<sup>3+</sup> e um pico menor que é devido ao Efeito Stark [110]. Já o espectro dentro do cristal fotônico mostra um pico em 1535 nm e o pico Stark na mesma posição do espectro fora do cristal. Um ajuste Lorentziano foi realizado nos dois picos centrais destes espectros e é mostrado na figura 6.5(b). Nós observamos que houve um aumento da emissão na região de 1550 nm porém é observado um pequeno desvio deste pico de 1.8 nm. Este pequeno desvio e a ausência de contribuições maiores da cavidade no espectro de emissão do cristal fotônico é resultado do pequeno fator de qualidade da estrutura e também a grande sobreposição entre os modos ópticos da

ressonância e da espectro de emissão do  $Er^{3+}$ . Outro ponto a considerar é que a emissão da membrana de cristal fotônico certamente tem alguma contribuição devido ao espalhamento de luz dos defeitos. O mais importante neste caso é observar que não houve deslocamento do pico Stark pois esta emissão não esta em ressonância.



Figura 6.5 - (a) Espectro de  $\mu$ -PL obtido fora e dentro da membrana de cristal fotônico. O *inset* mostra a região onde foi feita a medida, com a dimensão do *spot* do laser de bombeio em amarelo. (b) Reconstrução da curva após ajuste Lorentziano dos dados experimentais (somente para o pico central).

O dado mais importante que vemos da figura 6.5 é o aumento da emissão de luz na região de 1550 nm dentro do cristal fotônico e a redução da largura de linha para este emissão. O aumento da emissão é quase dobrado (fator 2) enquanto a largura de linha passa de 18.1 nm para 11.8 nm. Esta redução é 8 vezes maior que o erro para determinação da largura de linha a meia altura. Portanto é razoável supor que este estreitamente da largura de linha é causado pelo cristal fotônico.

O aumento da emissão e a redução da largura de linha são esperados para o caso das ressonâncias no cristal fotônico. Porém existe um diferença de ~20 nm entre a posição do pico medido e a simulada. Para uma descrição mais realística das ressonâncias na estrutura no realizamos simulações da estrutura de bandas em 3 dimensões e também dos modos confinados usando a ferramenta 3D FTDT (método das diferenças finitas) do FullWave um módulo da ferramenta R-Soft. A estrutura de banda calculada usado a simulação 3D é mostrada na figura 6.6. A figura 6.6(a) mostra o resultado desta simulação para a estrutura

exata proposta, ou seja, com buracos cilindros perfeitos. Vemos que, como nas simulações em duas dimensões, temos um *gap* na mesma região (para o caso TE). Porém ao considerarmos a conicidade de 6º nas paredes do buraco, observamos um desvio do *bandgap* e seu estreitamento, figura 6.6(b). Considerando esta situação podemos buscar os modos confinados neste caso. Os modos ressonantes são obtidos da seguinte maneira (para a simulação): Usando uma camada como um não-absorvedor perfeito envolvendo toda a estrutura, lançamos um pulso eletromagnético para excitar os modos da cavidade em um largo espectro de frequências. Este pulso tem formato Gaussiano e cobre um grande espectro de comprimento de ondas indo de 500 nm a 3000 nm, centrado em 1550 nm. A simulação calcula as componentes de campo que decaem com o tempo no meio da camada de a-SiOx<Er> no centro do defeito H1 do cristal fotônico. Uma transformada de Fourier do tempo de decaimento das componentes do campo nos dará aproximadamente as ressonâncias da cavidade. Para refinar estes cálculos, uma nova simulação é feita com um pulso centrado no comprimento de onda de ressonância previsto na primeira simulação. Mais e mais iterações são realizadas até os cálculos convergirem.



Figura 6.6 – Cálculo completo em 3D para a membrana de cristal fotônico para a direção vertical. (a) Cálculos para uma estrutura perfeita, com buracos cilíndrico perfeitos. (b) Cálculos para a estrutura real considerando uma conicidade das paredes do buraco de 6°.

Inicialmente uma estrutura 3D perfeita foi simulada. Para avaliar as diferenças de fator de qualidade, Q, dentro e fora do plano uma estrutura em duas dimensões perfeita foi considerada com um índice de refração efetivo ajustado para dar o mesmo comprimento de onda de ressonância do caso 3D. Nesta caso apenas modos com polarização TE (campo

elétrico no plano), o que esta de acordo com o que vimos na figura 6.2. Posteriormente a estrutura real em 3D foi simulada (com buracos cônicos). A figura 6.7 mostra o decaimento da energia de campo elétrico obtido para cada simulação. O comprimento de onda de ressonância para a estrutura perfeita, tanto em 2D como em 3D, encontrada foi de 1557 nm, resultado que corresponde ao já encontrado da figura 6.2(b). O fator de qualidade estimado a partir do tempo de decaimento da energia do modo TE foi de 638 para o caso 2D e de 350 para o caso 3D. Para a estrutura real, com buracos cônicos, encontramos uma ressonância em 1533 nm e fator de qualidade Q de 300. Este comprimento de onda de ressonância calculado é exatamente o mesmo valor do encontrado experimentalmente em nossos resultados de  $\mu$ PL.



Figura 6.7 – Simulação do decaimento de energia para o modo TE: (a) para o cristal perfeito 2D, (b) para o cristal perfeito 3D, (c) para o cristal com buraco cônico e (d) para o um cristal com buraco cônico somado uma perda de  $3000 \text{ cm}^{-1}$ .

Considerando que o fator Q pode ser dado pela razão entre o comprimento de onda e a largura de linha da emissão (FWHM) detectada na média de  $\mu$ -PL no defeito do cristal fotônico, obtemos Q ~ 130, que é menos da metade do valor obtido na simulação 3-D para a estrutura com furos cônicos. Com o valor calculado da distribuição especial do modelo, obtemos um volume modal efetivo V<sub>eff</sub> = 0.36 ( $\lambda/n$ )<sup>3</sup> e, portanto, um aumento da emissão

espontânea para os estados duplamente degenerados de 15 [111]. Uma análise simples baseada nas equações de taxa nos leva à densidade fotônica estacionária dentro do ressonador de  $p = QR_{sp}/\omega$ , onde  $\omega$  é a frequência do fóton,  $R_{sp}$  é a taxa de emissão espontânea. A taxa de fótons emitidos na direção vertical (que é a medida pela µPL) pode ser dada por:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\omega}{Q_V} p = \frac{\omega}{Q_V} \frac{QR_{sp}}{\omega} = \frac{QR_{sp}}{Q_V}$$
(1)

Onde  $Q_V$  e o fator Q vertical. Este fator é estimado como  $Q_V \approx (Q_{\parallel}Q_{Total})/(Q_{\parallel} - Q_{Total}) =$ 775, onde  $Q_{\parallel} = 638$  é o valor obtido com a simulação para o caso 2D perfeito e usamos o  $Q_{Total}$  do caso perfeito,  $Q_{Total} = 350$ . O aumento de emissão de luz coletada verticalmente deveria ser diretamente proporcional ao fator de Purcell, mas também deveria ser proporcional à razão entre o Q vertical e o Q total. Portanto, esperamos um aumento de aproximadamente 6 vezes (15x300/775) para o PBG com furos cônicos. O aumento esperado para furos perfeitamente verticais é ~ 7, portanto, o efeito da inclinação dos furos é relativamente pequeno. Em nossas medidas de PL encontramos um aumento de somente de 2 vezes. No entanto, se considerarmos o mesmo Q vertical, uma vez que o efeito de absorção deve ser muito mais forte no plano da membrana devido ao espalhamento nos furos, e considerarmos o valor de Q medido, o valor esperado de aumento deveria ser ~2.5, que está em muito melhor acordo com o valor experimental.

Apesar desta análise parecer consistente, temos que compreender porque o fator de qualidade da ressonância medida é Q=130 (Q= $\lambda/\Delta Q$ ) enquanto o valor da simulação mostra 300. Algo que não foi considerado nas simulações é a possibilidade de perdas induzidas pela implantação de Ga<sup>+</sup> durante a corrosão por FIB.

Já é sabido que corrosões por FIB podem deixar uma camada de até 30 nm de íons de gálio implantada em todas as superfícies corroídas. E o principal efeito desta implantação são perdas ópticas de espalhamento [106] . Portanto, se considerarmos em nossas simulações que toda a superfície da membrana fotônica possui uma camada de 30 nm responsável por uma absorção óptica que reduz o fator de qualidade de 300 para 130 obtemos um coeficiente de absorção de 3300 cm<sup>-1</sup>. O tempo de decaimento da energia (TE) para esta caso é mostrada na figura 6.7(d).

Com isso conseguimos chegar a uma simulação que explica os valores encontrados experimentalmente. Mas o mais importante foi demonstrar o aumento de 2 vezes da emissão de luz na região de 1550 nm e até um estreitamente da largura de linha de 53.4%. Com o desenvolvimento deste dispositivo híbrido chegamos a um aumento de centenas de vezes da emissão de luz quando comparado ao inicio dos trabalhos deste tese, e mostramos além da engenharia de material para otimizar a emissão na região de 1550 nm, um dispositivo de rápida prototipagem e sobretudo monolítico.

# Capítulo 7 Conclusões e Perspectivas

#### 7.1 - Conclusões Finais

O desafio original deste trabalho era desenvolver um laser de silício, baseado em dopagem com érbio. Este desafio mostrou-se de difícil obtenção e até hoje ainda representa um grande desafio para a comunidade científica. Apesar de o desafio original não ter sido atingido, conseguimos propor significativos avanços neste área e juntar duas áreas até então que andavam separadas, a engenharia de material envolvida na fabricação e otimização de silício amorfo dopado com érbio e o desenvolvimento de ressonadores baseados nestes materiais.

Inicialmente propusemos a fabricação de microdiscos ( e micro-estádios/elipses) de silício amorfo dopado com érbio. Porém não conseguimos obter substancial potência de emissão dos discos, quando bombeados por fonte externa. Naquele momento a fabricação das estruturas usando sistemas de corrosões tradicional (úmida e seca) acarretavam grande rugosidade das paredes dos discos o que aumentava as perdas intrínsecas dos dispositivos. Além disso a amostra fabricada para silício amorfo dopado com érbio ainda apresentava uma baixa emissão de luz. Com isso resolvemos dedicar tempo a desenvolver novos materiais com mais eficiência de emissão. Porém, mesmo com baixa emissão vimos pela primeira vez nestes tipos de estrutura emissão preferencial nos micro-estádios. Algo de muita importância para integração planar em circuitos optoeletrônicos.

77

Com o estudo de novas composições de materiais chegamos a uma amostra de subóxido de Silício dopado com érbio (a-SiOx<Er>) que apresentou um aumento significativo do aumento da emissão em 1550 nm. Porém este tipo de amostra não permitiria a fabricação de microdiscos (como apresentada no capítulo 4) pois o material da região ativa seria muito similar ao do pedestal de SiO<sub>2</sub> Com isso resolvemos investir mais no estudo e desenvolvimento de uma amostra superluminescente e propor outro tipo de ressonador. Assim, desenvolvemos uma amostra, composta de multicamadas, que atuariam como ressonadores verticais criando novos canais de bombeio para o Érbio. Também fabricamos nanocristais de Silício, para emissão em 807 nm (canal de bombeio do Érbio) e vimos que para formação de nanocristais deterioraríamos a emissão em 1550 nm pois o tratamento térmico para formação dos nanocristais eliminavam as dangling bonds no silício amorfo, que são muito importantes para a emissão de 1550 nm do érbio. Porém ao sistematizarmos nossos estudos de fabricação desta amostras, percebemos que poderíamos otimizar o tratamento térmico para uma melhor emissão de luz em 1550 nm de tal forma que os defeitos da rede amorfa pudessem ter uma larga emissão de 800 a 1000 nm, criando mais canais para o bombeio de 1550 nm. Essa otimização do tratamento térmico aliada a fabricação de multicamadas possibilitou criarmos uma amostra superluminescente, em 1550 nm.

Com esta amostra propusemos uma nova estrutura para, enfim, ter um dispositivo fotônico: fabricaríamos sobre esta amostra um cristal fotônico. E foi o que demonstramos no capítulo 6. Propusemos e fabricamos um cristal fotônico tipo H1 suspenso no ar que duplicou a emissão de luz além de estreitar a largura de linha da emissão típica de 1550 nm

do érbio demonstrando a presença de melhoria de emissão espontânea pelo confinamento fotônico (fator de purcell).

### 7.2 – Perspectivas futuras

Este trabalho abre um caminho real para o desenvolvimento de um dispositivo fotônico ativo, baseado em silício, isto devido ao aumento da emissão de luz atingido ao longo do projeto. Para ilustrar os valores, mostramos a evolução da emissão em 1550 nm no gráfico 7.1.



Figura 7.1 – Evolução temporal da emissão de luz

Chegamos a um aumento efetivo de emissão de 135 mil vezes quando comparado a primeira amostra que fabricamos, com isso, abrindo caminho para aplicações destes

materiais como amplificadores. Este valor, absolutamente falando, é apenas um ilustrativo da melhora de emissão em 1550 nm que tivemos ao longo do desenvolvimento deste trabalho e não deve ser usado como comparativo com outros estudos.

Como trabalhos futuros podemos considerar a integração destes dispositivos com semicondutores da família III-V. Assim como pode-se estudar melhor os mecanismos de perdas do sistemas e os limites de emissão de luz para propor soluções para obtenção de um laser de silício.

Outro caminho natural a se seguido por este trabalho seria a integração deste cristal fotônico em microdiscos. Com a prototipagem rápida alcançada via FIB, os problemas decorrentes da fabricação de microdiscos podem ser consideradas, mesmo sabendo que o FIB também causa danos ópticos como demonstramos no capítulo 6. Com o desenvolvimento no grupo de fibra afiladas (*taper fibers*) será possível também aprimorar os estudos e características espectrais de emissão destes microdiscos.

#### 7.2 – Trabalhos publicados

Abaixo seguem um lista de trabalhos publicados originados desta tese:

#### Artigo Publicados:

1. Rossano Lang ; FIGUEIRA, D. S. L. ; VALLINI, F. ; FRATESCHI, Newton C . Highly Luminescent a-SiOx/SiO2/Si Multilayer Structure. IEEE PHOTONICS J, v. 4, p. 1115-1123, 2012.

2. FIGUEIRA, D. S. L. ; VALLINI, F. ; BAREA, L. M. A. ; P.F. Jarschel ; Rossano Lang ; FRATESCHI, Newton C . a-SiOx active photonic crystal resonator membrane fabricated by focused Ga+ ion beam. Optics Express, v. 20, p. 18772-18783, 2012.

3. VALLINI, F. ; Figueira, D. S. L. ; Jarschel, P. F. ; Barea, L. A. M. ; Von Zuben, A. A. G. ; Frateschi, N. C. . Effects of Ga+ milling on InGaAsP quantum well laser with mirrors milled by focused ion beam. Journal of Vacuum Science & Technology. B, Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement and Phenomena, v. 27, p. L25, 2009.

4. FIGUEIRA, D. S. L. ; Mustafa, D. ; Tessler, L. R. ; Frateschi, N. C. . Resonant structures based on amorphous silicon suboxide doped with Er[sup 3+] with silicon nanoclusters for an efficient emission at 1550nm. Journal of Vacuum Science & Technology. B, Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement and Phenomena, v. 27, p. L38, 2009.

5. FIGUEIRA, D. S. L. ; FRATESCHI, Newton C. Evidences of the simultaneous presence of bow-tie and diamond scars in rare-earth doped amorphous silicon microstadium resonators. Journal of Applied Physics, v. 103, p. 063106, 2008.

6. FIGUEIRA, D. S. L.; MUSTAFA, Danilo; TESSLER, Leandro; FRATESCHI, Newton
C . Annealing Temperature Dependence of 1550 nm Emission of Hydrogenated
Amorphous Silicon Films Co-Deposited with Erbium. ECS Transactions (ECST), v. 4, p.
481-483, 2007.

Capítulos de Livro:

BAREA, L. M. A. ; VALLINI, F. ; Figueira, D. S. L. ; da SILVA FILHO, A. ; FRATESCHI, Newton C ; VAZ, A. R. . Si3N4/SiO2 Planar Photonic Structures Fabricated

by Focused Ion Beam. In: Serge Luryi; Jimmy Xu; Alexander Zaslavsky. (Org.). Future Trends in Microelectronics: From Nanophotonics to Sensors to Energy. : , 2010.

Trabalhos apresentados/publicados em congressos:

1. BAREA, L. ; VALLINI, F. ; FIGUEIRA, D. S. L. ; VAZ, A. R. ; FRATESCHI, Newton C. Quantum well microdisk emitters with platinum bridges fabricated by Focused Ion Beam. In: 2nd International Workshop on FIB for Photonics, 2010. European Conference on Integrated Optics, 2010.

2. BAREA, L. M. A. ; da SILVA FILHO, A. ; FIGUEIRA, D. S. L. ; VAZ, A. R. ; FRATESCHI, Newton C . Si3N4/SiO2 planar photonic structures fabricated by focused ion beam. In: Future Trends in Microelectronics: Unmapped Roads, 2009, Sardinia, Italy. ., 2009.

3. Figueira, D. S. L. ; VALLINI, F. ; BAREA, L. ; FRATESCHI, Newton C . InGaAsP/InP QW Microdisk Laser Fabricated by Focused Ion Beam. In: Frontier in Optics 2009/Laser Science XXV, 2009, San Jose, USA. Optical Society of America, 2009.

4. FIGUEIRA, D. S. L. ; MUSTAFA, Danilo ; TESSLER, Leandro ; FRATESCHI, Newton C. C-Band emission enhancement in SiOx with Silicon Nanocristals (Si-NC) for

applications in micro-resonators structures. In: 29° International Conference on the Physics of Semiconductors, 2008, Rio de Janeiro. 29° International Conference on the Physics of Semiconductors, 2008.

5. FIGUEIRA, D. S. L. ; FRATESCHI, Newton C . Development of Silicon Microstructures for light emission. In: Winter College on Fibre Optics, Fibre Lasers and Sensors - ICTP, 2007, Trieste, Italy. Winter College on Fibre Optics, Fibre Lasers and Sensors - ICTP, 2007.

6. FIGUEIRA, D. S. L. ; FRATESCHI, Newton C . Microdisk resonator structures development based on Er-doped silicon nanoparticles. In: XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2007, São Lourenço. XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2007.

FIGUEIRA, D. S. L.; MUSTAFA, Danilo; TESSLER, Leandro; FRATESCHI, Newton
 C. Impact of Si nanocrystals in a-SiOx in C-Band emission for applications in resonators
 structures. In: International Microwave and Optoelectronic Conference, 2007, Salvador.
 Microwave and Optoelectronics Conference, 2007. IMOC 2007. SBMO/IEEE MTT-S
 International, 2007. p. 234-236.

8. FIGUEIRA, D. S. L. ; MUSTAFA, Danilo ; TESSLER, Leandro ; FRATESCHI, Newton
 C. Silicon Microdisk structures with rare-earth doped Silicon. In: XXIX Encontro Nacional
 de Física da Matéria Condensada, 2006, São Lourenço, 2006.

9. FIGUEIRA, D. S. L. ; FRATESCHI, Newton C . Rare-earth Doped Amorphous Silicon Microdisk Resonator Structures . In: Future Trends in Microelectronics: Up the Nano Creek, 2006, Crete Island - Greece, 2006.

10. FIGUEIRA, D. S. L. ; MUSTAFA, Danilo ; TESSLER, Leandro ; FRATESCHI, Newton C . Annealing Temperature Dependence of 1550nm Emission of Hydrogenated Amorphous Silicon Films Co-Deposited With Erbium.. In: 21st Symposium on Microelectronics Technologies and Devices - SBMicro 2006, 2006. Pennington NJ USA: The Electrochemical Society, 2006.. v. 4. p. 481-484.

11. FIGUEIRA, D. S. L. ; FRATESCHI, Newton C . Silicon micro-stadium, disk and ellipse structures with emission at 1550nm. In: Brazilian MRS Meeting, 2006, Florianopolis, 2006.

## Bibliografia:

1. N. Weste, D. Warris. CMOS VLSI Design, Ed. Addison-Wesley, 3º ed, (2004).

2. Chidambaram, P.R., Bowen, C., Chakravarthi, et al. Fundamentals of silicon material properties for successful exploitation of strain engineering in modern CMOS manufacturing. Electron Devices IEEE Transactions, V 53, issue 5, (2006).

3. G. E Moore. Cramming more components onto integrated circuits. Electronics, v. 38, (1965).

4. L. R. Tessler; C. Piamonteze; M. C. M. Alves; H. Tolentino . Evolution of the Er environment in a-Si:H under annealing: ion implantation versus co-deposition. Journal of Non Crystalline Solids, v. 266, p. 598, (2000).

5. <u>http://www.science.unitn.it/~semicon/</u> (acessado em 10/05/2013)

6. M. Cazzanelli, D. Navarro-Urrios, F. Riboli, N. Daldosso, L. Pavesi, J. Heitmann, L.X. Yi, R. Scholz, M. Zacharias, and U. Gasele. Optical gain in mono-dispersed silicon nanocrystals, Journal of Applied Physics, 96, 3164 (2004).

P. Pellegrino, B. Garrido, Y. Lebour, J. A. Moreno, C. Garcia, J. R. Morante, P. Bettotti,
 L. Pavesi, M. Prassas. Luminescent properties of Er and Si co-implanted silicates. Opt.
 Mater., 27, 910(2005).

8. N. Daldosso, D. Navarro-Urrios, M. Melchiorri, C. Garcia, P. Pellegrino, B. Garrido, C. Sada, G. Battaglin, F. Gourbilleau, R. Rizka and L. Pavesi. Er-Coupled Si nanocluster waveguide. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 12 (6), 1607 (2006).

9. http://www.vahala.caltech.edu/ (acessado em 10/05/2013)

10. D. K. Armani, T. Kippenberg, S. M. Spillane and K. J. Vahala. Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip. Nature, vol. 421, pp. 925-929, (2003).

11. N. C. Frateschi e A. F. J. Levi. Resonant modes and laser spectrum of microdisk lasers. ppl. Phys. Lett. **66**, 2932 (1995).

12. M. Hossein-Zadeh and K. J. Vahala. Importance of intrinsic-Q in microring-based optical filters and dispersion-compensation devices. Photonics Technology Letters, Volume 19, issue 14, (2007).

13. http://www.erbium.nl (acessado em 10/05/2013)

14. B. K. Min, T. J. Kippenberg, L. Yang, K. J. Vahala, J. Kalkman, and A. Polman. Erbium-implanted high-Q silica toroidal microcavity laser on a silicon chip. Physical Review A, Volume 70, No. 3, Art. No. 033803, (2004).

15. http://nanophotonics.ece.cornell.edu/ (acessado em 10/05/2013)

16. Almeida, V. R., Barrios, C. A., Panepucci, R. R., Lipson, M. All-optical control of light on a silicon chip. Nature, pp. 1081-1084 (2004).

17. Manipatruni, S., Preston, K., Chen, L. and Lipson, M. Ultra-low voltage, ultra-small mode volume silicon microring modulator. Opt. Express, Vol. 18, No. 17, 18235, (2010).

18. C. Angulo Barrios, V. R. Almeida, R. Panepucci and M. Lipson. Electrooptic Modulation of Silicon-on-Insulator Submicrometer-Size Waveguide Devices. nl. Lightwave Technology, Vol. 21, No. 10, (2003).

19. Chen, L., Sherwood-Droz, N, and Lipson, M. Compact bandwidth-tunable microring resonators. Opt. Lett., Vol. 32, No. 22, 3361, 15,(2007).

20. Almeida, V.R., Barrios, C.A., Panepucci, R.R., Lipson, M., Foster, M.A., Ouzounov, D.G. and Gaeta, A.L. All-optical switching on a silicon chip, Optics Letters. Vol. 29, No. 24, 2867, 15 (2004).

21. D. S. L. Figueira e N. C. Frateschi. Evidences of the simultaneous presence of bow-tie and diamond scars in rare-earth doped amorphous silicon microstadium resonators with emission at 1550 nm. Journal of Appplied Physics, vol. 103, (2008).

22. Nae-Man Park, Tae-Youb Kim, Sang Hyeob Kim, Gun Yong Sung, Kwan Sik Cho, Jung H. Shin, Baek-Hyun Kim, Seong-Ju Park, Jung-Kun Lee, and Michael Nastasi, "Luminescence of Er-doped amorphous silicon quantum dots," Thin Solid Films 475 231 (2005).

23. M. Cai, O. Painter and K. J. Vahala, "Observation of critical coupling in a fiber taper to silica-microsphere whispering gallery mode system". Phys. Rev. Lett., vol. 85, No. 1, pp. 74-77 (2000).

24 - W. S. Mallory, "The Distribution of Energy in the Spectrum of Erbium Oxide", Prhys. Rev. 14, 54-66 (1919).

25 - R. Maurer, D. Keck, P. Schulz, "Optical Waveguide Fibers" - patente nº 3.711.262.

26 - R. J. Mears, S. R. Baker, "Erbium Fiber Amplifiers and Lasers", Optical and Quantum Electronics, Vol.24, 517, (1992).

27 - E. Desurvide, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Principles and Applications", Ed. Wiley, (2002).

28 - H. Ennen, J. Scheneider, G. Pomrenke, A. Axmann, "1.54-µm luminescence of erbium-implanted III-V semiconductors and silicon", App. Physc. Lett., 43, 10 (1982).

29 - Chidambaram, P.R., Bowen, C., Chakravarthi, et al. Fundamentals of silicon material properties for successful exploitation of strain engineering in modern CMOS manufacturing. Electron Devices IEEE Trasantions, V 53, issue 5, (2006).

30 - C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", Ed. Willey, 8º ed. (2004).

31 - Modern Quantum Mechanics, J.J. Sakurai, *Addison-Wesley Publishing Company* (1994).

32 - Material e Dispositivos Eletrônicos, Sergio M. Rezende, *Livraria da Física-USP* (2004).

33 - M. A. Herman and H. Sitter, Molecular Beam Epitaxy, Springer-Verlag, Berlin, (1996).

34 - B. A. Scott, R. M. Plecenik, E. E. Simonyi, "Kinetics and mechanism of amorphous hydrogenated silicon growth by homogeneous chemical vapor deposition CVD", App. Phys. Letters, 39, 1 (1981).

35 - R. Lang, D.S.L. Figueira, F. Vallini, N.C. Frateschi, IEEE Photonics Journal, 4, 4, (2012).

36 - R. A. Street, Hydrogened Amorphous Silicon, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1991).

37 - F. Wooten and D. Weaire, Solid State Physics Adv. Res. Appl. 40, 1 (1987).

38 - B. P. Lemke, D. Haneman, "Dangling bonds on silicon", Phys. Rev. B 17, 1893–1907 (1978).

39 - L. R. Tessler, J. L. Coffer, J. Ji, R. A. Senter, Journal of Non-Crystalline Solids 299-302, 673 (2002).

40 - E. Merzbacher, Quantum Mechanics, (John Wiley & Sons, Inc. New York, (1998).

41 - A. Jonatta, M. Schimdt, R. Janssem, M. Stutzmann, Ch. Buchal, "Photoluminescence of Er3+-implanted amorphous hydrogenated silicon suboxides", Phys. Rev. B 68, 165207 (2003).

42 - W. Puhs, I. Ulber, G. Weiser, M. S. Bresler, O. B. Gusev, A. N. Kuznetsov, V. K. Kudoyarova, E. I. Terukov, I. N. Yassievich, Phys Rev. B 56, 9545 (1997).

43 - H. Kühne, G. Waiser, E. I. Terukov, A. N. Nusnetsov and V. K. Kudoyarova, J. Appl. Phys **86**, 896 (1999).

44 - T. Föster, Discussion Faraday Society 27, 7 (1959).

45 - O. B. Gusev, M. S. Bresler, P. E. Pak, and I. N. Yassievich, M. Forcales, N. Q. Vinh, and T. Gregorkiewicz, Phys. Rev. B, 64, 075302 (2001).

46 - Z. H. Lu, D. J. Lockwood, J. M. Baribeau, Nature 387, 258 (1995).

47 - F. Iacona, G. Franzo, C. Spinella, J. Appl. Phys. 87, 1295 (2000).

48 - D. Biggmann, D. Mustafa, L. R. Tessler, Opt. Mat. 28, 842 (2006).

49 - F. Priolo, D. Pacifici, G. Franzo J. Appl. Phys. 89, 264 (2001).

50 - D. Mustafa, "Nanocristais de Silício e Nanofios de Óxido de Zinco com Érbio", tese de doutorado, UNICAMP (2009).

51 - V. L. Dalai, "Significant improvements in stability of amorphous silicon solar cells by using ECR deposition", Journal of Non-Crystalline Solids, 198, p2, 1101-1104 (1996).

52 - T. Sontheimer, C. Becker, U. Bloeck, S. Gall, B. Rech, "Crystallization kinetics in electron-beam evaporated amorphous silicon on ZnO:Al-coated glass for thin film solar cells", Appl. Phys. Letters, 95, 10 (2009).

53 - F. Alvarez, "Selscted Properties of Hydrogenated Silicon Carbon Alloys with Very Low Densities of States", Brazilian Journal of Physics, 24, 1 (1994).

54 - P. Pellegrino, B. Garrido, Y. Lebour et al, "Luminescent properties of Er and Si coimplanted silicates", Optical Materials, 27, 910-914 (2005);

55 - Amorphous Alloys, K.H.J. Buschow chapter 52 of Handbook on the physics and Chesmetry of rare earths, Elsevier (1984).

56 - D. S. L. Figueira, N. C. Frateschi, "Evidences of the simultaneous presence of bow-tie and diamond scars in rare-earth doped amorphous silicon microstadium resonators with emission at 1550 nm", J. Appl. Physics, 103, 1 (2008).

57 - D.C.B Tejero,"Guias de ondas de a-Si:H<Er>" Tese de mestrado, IFGW (2001).

58 - W. Fuhs, I. Ulber, G. Weiser, Phys. Rev. B 56, 9545 (1997).

59 - L. R. Tessler, Braz. J. Phys. 29, 616 (1999).

60 - H. Ennen, J. Scheneider, G. Pomrenke, A. Axmann, "1.54-μm luminescence of erbium-implanted III-V semiconductors and silicon", App. Physc. Lett., 43, 10 (1982).

61 - Zanatta A. R. Nunes, L. A. O., Tessler L. R. "Erbium luminescence from hydrogenated amorphous silicon-erbium prepared by cosputtering", Appl. Phys. Letters, 70, 4 (1997).

62 - F. Y. G. Ren, J. Michel, Q. Sun-Paduano, B. Zheng, H. Kitagawa, D. C. Jacobson, J.M. Poate, and L. C. Kimerling, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 301, 87 (1993).

63 - R. Eisberg e R. Resnick, Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas (Editora Campus Ltda., Rio de Janeiro, (1979).

64 - W. K. Chu, J. W. Mayer, M. A. Nicole, Backscattering Spectrometry, (Academic Press, New York, 1978).

65 - L. R. Doolittle, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 9, 344 (1985).

66 - http://www2.if.usp.br/~lamfi/pixe&rbs.pdf (acesso em 10/01/2013).

67 - <u>http://softadvice.informer.com/Rump\_Rbs.html</u> (acessado em 10/11/203)

68 - J. Kalkman, A. Tchebotareva, A. Polman, T.J. Kippengerb, B. Min and K.J Vahala, Appl. Phys. Lett., 99, 83103 (2006).

69 - A. Polman, B. Min, J. Kalkman, T.J. Kippenberg and K.J. Vahala, Appl. Phys. Lett., 84, 1037 (2004).

70 - H.F.Wintres, E. Kay, J Appl. Phys. 38, 3928 (1967).

71 - H. Fujiwara, "Spectroscopic Ellipsometry – Principles and Aplications", Wiley-Sons (2003).

72 - A.C.I. Calero, "Influencia de oxigênio na PL do Er+3 em a-Si:H", Tese de mestrado, IFGW (2000).

73 - J. Michael, J. L. Benton, R. F. Ferrante, D. C. Jacobson, D. J. Eaglesham, E. A. Fitzgerald, M. S. Bresler, O. B. Gusev, V. Kh. Kudoyarova, A. N. Kuznetsov, P. E. Pak, E. I. Terukov, I. N. Yassievich and B. P. Zakharchenya, App. Phys. Lett. 67, 3599 (1999).

74 - C. Gmachl, F. Capasso, E.E. Narimanov, J.U. Nockel, A.D. Stone, J. Faist, D.L. Sivco, and A. Cho, Science, 280, 1556 (1998).

75 - N.C. Frateschi and A.F.J. Levi, J. Appl. Phys., 80, 644(1996).

76 - S.L. McCall, A.F.J. Levi, R.E. Slusher, S.J. Pearton, and R.A. Logan, Appl. Phys. Lett., 60, 289 (1992).

77 - E. Desurvire, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers", J.W. and Sons, New York, (1994).

78 - H. Kühne, G. Weiser, E.I. Terukov, A.N. Kusnetsov, and V.Kh. Kudoyarova, J. Appl. Phys., 86, 896 (1999).

79 - W.Fuhs, I.Ulber, and G. Weiser, Phys. Rev. B, 56, 9545 (1997).

80 - L.R. Tessler, Braz. J. Phys., 29, 616 (1999).

81 - M.S. Bresler, O.B. Gusev, V.Kh. Kudoyarova, A.N. Kuznetsov, P.E. Pak, E.I. Terukov, I.N. Yassievich, B.P. Zakharchenya, W. Fuhs, and A. Sturm, Appl. Phys. Lett., 67, 3599 (1995).

82 - T. Johnson, "Silicon Microdisk Resonators for Nonlinear Optics and Dynamics " Tese de doutorado, Caltech (2009).

83 - N.C. Frateschi and A.F.J. Levi, J. Appl. Phys., 80, 644(1996).

84 A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. L. McCall, T. Tanbun-EK, D. L. Coblentz and S. J. Pearton, Electronics Lett. 21(28), pp. 1010 (1992).

85 - JACKSON, J. D. Classical Electrodynamics . 2<sup>a</sup> edição. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, Inc., (1975).

86 - J. E. Heebner, T. C. Bond, J. S. Kallman, "Generalized formulation for performance degradations due to bending and edge scattering loss in microdisk resonators", Optics Express, 15, 8 (2007).
87 - J.E Fredrickson, C.N. Waddell, W.G. Spitzer, and G.K. Hubler, Appl. Phys. Lett., 40, 172 (1982).

88 - J.D. Hoyland, and D. Sands, J. Appl. Phys., 99, 063516 (2006).

89 - http://www.eng.tau.ac.il/~yosish/courses/vlsi1/I-12-RIE.pdf (acessado em 12/12/2013)

90 - E. Bogomolny, Physica D, 31, 169 (1988).

91 - L.A. Bunimovich, Funct. Anal. Appl., 8, 254 (1974).

92 - J.U. Nockel, A.D. Stone, G. Chen, H.L. Grossman, and R.K. Chang, Optics Lett., 21, 1609 (1996).

93 - S.N.M. Mestanza, A.A. Von Zuben, and N.C. Frateschi, "InGaAs/GaAs Quantum Well Microcavities with Spatially Controlled Carrier Injection", proc. Future Trends in Microelectronics 2002, pp. 364-371, (2002).

94 - D. S. L. Figueira e N. C. Frateschi. Evidences of the simultaneous presence of bow-tie and diamond scars in rare-earth doped amorphous silicon microstadium resonators with emission at 1550 nm. Journal of Appplied Physics, vol. 103, (2008).

95 - E. Desurvire, Erbium-Doped Fiber Amplifiers, Wiley, New York, pp. 207-306 (1994).

96 - D. Mustafa, D. Biggemann, and L. R. Tessler, "Erbium influence in the silicon nanoparticle formation" (não publicado).

97 - J. H. Shin, R. Serna, G. N. Hoven, A. Polman, W. G. J. H. M. Sark, and A. M. Vrendenberg, Appl. Phys. Lett. 68, 997 (1996).

98 - J. Kalkman, A. Tchebotareva, A. Polman, T. J. Kippengerb, B. Min, andK. J. Vahala, J. Appl. Phys. 99, 83103 (2006).

99 - H. F. Winters and E. Kay, J. Appl. Phys. 38, 3928 (1967).

100 - E. K. Sharma, A. K. Ghatak, and I. C. Goyal, IEEE J. Quantum Electron. 19, 1231 (1983).

101 - R. Lang, D.S.L. Figueira, F. Vallini, N.C. Frateschi, IEEE Photonics Journal, 4, 4, (2012).

102 - R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, and D. N. Payne, Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 um, Electron. Lett., vol. 23, no. 19, pp. 1026–1028, (1987).

103 - A. Tandaechanurat, S. Iwamoto, M. Nomura, N. Kumagai, and Y. Arakawa, "Increase of Q-factor in photonic crystal H1-defect nanocavities after closing of photonic bandgap with optimal slab thickness," Optics Express 16 (1), 448-455 (2008).

104 - S. Khorasani and K. Mehrany, "Differential transfer-matrix method for solution of one-dimensional linear nonhomogeneous optical structures," J. Opt. Soc. Am. B 20(1), 91–96 (2003).

105 - http://www.rsoftdesign.com/ (acessado em 12/12/2013)

106 - Y. Tang, A. M. Mintairov, J. L. Merz, V. Tokranov, and S. Oktyabrsky, "Characterization of 2D-Photonic Crystal Nanocavities by Polarization-Dependent and Near-Field Photoluminescence," in Proceedings of IEEE Conference on Nanotechnology Nagoya, Japan, pp 35–38, (2005). 107 - F. Vallini, D. S. L. Figueira, P. F. Jarschel, and L. A. M. Barea, A. A. G. V. zuben, and N. C. Frateschi, "Effects of Ga+ milling on InGaAsP Quantum Well Laser with mirrors etched by focused ion beam," J. Vac. Sci. Technol. B 27(5), 25–27 (2009).

108 - J. Riedrich-Möller, L. Kipfstuhl, C. Hepp, E. Neu, C. Pauly, F. Mücklich, A. Baur, M. Wandt, S. Wolff, M. Fischer, S. Gsell, M. Schreck, and C. Becher, "One- and twodimensional photonic crystal microcavities in single crystal diamond," Nat. Nanotechnol. 7(1), 69–74 (2011).

109 - F. Vallini, L. A. M. Barea, E. F. dos Reis, A. A. von Zuben, and N. C. Frateschi, "Focused ion beam damages induced optical losses in optoelectronic devices," JICS (to be published).

110 -E. Desurvire, in Erbium Doped Fiber Amplifiers, (John Wiley, 1994), pp. 207–306.

111 - B. Gayral and J. M. Gérard, "Photoluminescence experiment on quantum dots embedded in a large purcell-factor microcavity," Phys. Rev. B 78(23), 235306 (2008).