

Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física "Gleb Wataghin"

TESE DE MESTRADO

Guias de onda de a-Si:H(Er)

Este exemplar corresponde à redação final da tese de mestrado defendida pelo aluno Daniel Carlos Biggemann Tejero e aprovada pela Comissão Julgadora.

Daniel Carlos Biggemann Tejero

Orientador: Prof. Dr. Leandro Russovski Tessler

Março de 2001

Leandro

13/8/04

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

B483g

Biggemann Tejero, Daniel Carlos
Guias de onda de a-Si:H (Er) / Daniel Carlos
Biggemann Tejero. -- Campinas, SP : [s.n.], 2001.

Orientador: Leandro Russovski Tessler.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Silício. 2. Érbio. 3. Luminescência.
4. Fotônica. I. Tessler, Leandro Russovski.
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de
Física "Gleb Wataghin". III. Título.

 UNICAMP		Instituto de Física Gleb Wataghin	C.P. 6165 CEP: 13083-970 Tel. (19) 788-5305 e-mail: secpos@ifi.unicamp.br
--	---	--	--

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **DANIEL CARLOS BIGGEMANN TEJERO** – R.A. 991262 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 13/03/2001.

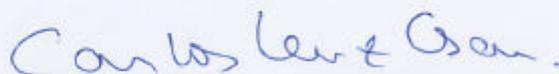
COMISSÃO JULGADORA:



Prof. Dr. Leandro Russovski Tessler (Orientador do Candidato) – IFGW/UNICAMP



Prof. Dr. Antonio Ricardo Zanatta – IFSC/USP



Prof. Dr. Carlos Lenz Cesar – IFGW/UNICAMP

Agradecimentos

Ao Leandro R. Tessler, pela paciência e sua dedicação como orientador demonstrados durante este trabalho. Seu valioso ensinamento será parte fundamental de minha formação.

Ao Ângelo Gobbi, pelo valioso trabalho de fotolitografia realizado no CPqD.

Ao Daniel Ugarte e Paulo da Silva, pela ajuda com os microscópios eletrônicos.

Ao Antônio Godoy e ao professor Newton Frateschi, pela ajuda com a fotogração e clivagem dos substratos.

Aos professores Fernando Alvarez, Richard Landers e Francisco Marques pelo incentivo e exemplo.

Ao professor Carlos Lenz César pelas valiosas dicas.

À Izabel pela colaboração com as oxidações dos substratos e ajuda na deposição.

O principal agradecimento é para minha família. Minha esposa, mãe e irmãos fizeram possível que eu pudesse avançar nas dificuldades e conseguisse ficar em pé quando tudo parecia não ter solução. Estou seguro que nunca conseguirei devolver-lhes toda sua generosidade e carinho.

Ao Luis Alberto Blacutt pela ajuda e amizade desde o começo dos meus estudos.

Também agradeço às demais pessoas que estiveram comigo durante estes anos pelos conselhos e pela amizade demonstrada: Roosevelt, Fábio, Maurício, Rodrigo, Carlos, Carola, Françoise, Michel, Antônio, Humberto e todos os que escapam a minha memória.

Agradeço à CAPES, PRONEX e à FAPESP pela colaboração financeira.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Otimização da PL do a-SiO_x:H(Er)	5
2.1.	Deposição por rf <i>co-sputtering</i>	5
2.2.	Medidas de PL	8
2.3.	Recozimento	9
2.4.	Resultados	10
3	Tempo de vida	14
3.1.	Introdução	14
3.1.1.	Absorção	15
3.1.2.	Emissão espontânea	15
3.1.3.	Emissão estimulada e coeficientes de Einstein	16
3.2.	Inversão de população	18
3.3.	Criando uma inversão de população: o sistema de três níveis	19
3.4.	O sistema a-Si:H(Er)	20
3.5.	Medida do tempo de vida	21
3.5.1.	<i>QFRS</i>	21
3.5.2.	Experimental	24
3.6.	Resultados	26
3.6.1.	Cálculo do tempo de vida	27
3.6.2.	Tempo de vida versus concentrações de érbio e oxigênio	28
3.6.3.	Tempo de vida versus temperatura e intensidade da PL	29

4	Guias de onda	31
4.1.	Introdução	31
4.1.1.	Lei de Snell.....	31
4.1.2.	Reflexão interna total.....	32
4.1.3.	Distribuição do campo eletromagnético dentro do guia.....	33
4.1.4.	Ressonador óptico.....	37
4.2.	Guias de onda de a-SiO _x :H(Er)	37
4.2.1.	Fabricação	38
4.2.1.1.	Oxidação	38
4.2.1.2.	Deposição de a-SiO _x :H(Er).....	41
4.2.1.3.	Recozimento	42
4.2.1.4.	Fotolitografia	42
4.2.1.5.	Fotogravação	44
4.2.1.6.	Corrosão assistida por plasma (<i>RIE</i>).....	45
4.2.2.	Encapsulamento	48
4.2.3.	Clivagem.....	49
4.3.	Medição da PL na geometria de guia de onda.....	50
4.4.	Resultados.....	51
5	Conclusões	55
AI	Amplificador <i>lock-in</i>	57
AII	Interferometria	60
	Bibliografia	62

Capítulo 1.

Introdução

O estudo de semicondutores dopados com íons de terras raras tem sido uma área de grande atividade nos últimos anos [1, 2]. De particular interesse é o silício, devido a sua utilização massiva na microeletrônica. A aplicação desta tecnologia promete um interessante desenvolvimento de interfaces fotônicas.

Entre os íons de terras raras, o érbio trivalente (Er^{3+}) é até agora o elemento mais estudado, especialmente devido à intensa emissão que apresenta a $1.54 \mu\text{m}$. Nesse comprimento de onda encontra-se a região ótima de transmissões ópticas. Para transmissão de sinais a longas distâncias, a luz precisa ser amplificada aproximadamente a cada 50 km. Isto é feito atualmente usando amplificadores de fibra dopados com érbio [3].

O érbio foi estudado como impureza em praticamente todas as formas de silício conhecidas: cristalino [4], nanocristalino [5], amorfo [6] e poroso [7]. Em todos os casos se obteve fotoluminescência (PL do inglês *photoluminescence*). Uma matriz muito interessante para Er^{3+} é o silício amorfo hidrogenado (a-Si:H) porque a fotoluminescência é mais intensa e menos dependente da temperatura do que em silício cristalino [8]. A adição do oxigênio

nas matrizes de Si aumenta a intensidade de PL do Er^+ e reduz a dependência com a temperatura (*temperature quenching*) [9].

Os elementos das terras raras inseridos em alguns semicondutores e isolantes emitem luminescência devido a transições internas do nível $4f$ incompleto a comprimentos de onda que são quase independentes da matriz. A transição $f-f$ é proibida por dipolo elétrico, mas passa a ser parcialmente permitida quando as funções de onda dos estados $4f$ são misturadas com funções de onda de paridade oposta. Isso ocorre sempre que os íons ocupam sítios não-centrosimétricos da rede [10]. O processo de fotoluminescência exige que os elétrons $4f$ sejam excitados absorvendo energia. Nos materiais com grande gap, como nos vidros, isso ocorre em geral por absorção direta, sendo a excitação óptica sintonizada com uma das transições de maior energia do íon das terras raras [3]. Nos semicondutores, o processo de excitação tem um mecanismo mais complicado e ainda em discussão [11, 12]. Em silício amorfo hidrogenado dopado com érbio (a-Si:H<Er> e $\text{a-SiO}_x\text{:H<Er>}$), está claro que ocorre transferência de energia da matriz para os íons de Er^{3+} [12, 13], 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 [11].

Uma vez que os átomos se encontram em estados excitados, existem dois processos de de-excitação radiativa: emissão espontânea[†] e emissão estimulada[‡]. No caso dos amplificadores de fibra óptica dopados com érbio convencionais a luz é amplificada com emissão espontânea [3].

[†] Emissão espontânea é o processo pelo qual um átomo excitado retorna a seu estado fundamental emitindo radiação depois de permanecer no estado excitado o tempo natural de decaimento.

[‡] Emissão estimulada é o processo pelo qual um fóton de energia igual à de uma transição induz ao átomo excitado a voltar ao estado fundamental, emitindo de forma estimulada um fóton de energia e fase igual à do fóton incidente.

A utilização de dispositivos ópticos em matrizes de silício promete o importante nascimento de uma nova era de telecomunicações [14]. A microfabricação de guias de onda de silício amorfo hidrogenado dopadas com érbio permitiria uma aplicação imediata nesta tecnologia. A aplicação mais importante seria de um laser de érbio baseado em silício. Nos últimos anos muitas estruturas com diversas geometrias de guias de onda planares dopados com érbio foram estudadas e alguns mostraram ganho [15-17]. O desafio hoje é estudar e entender os processos que limitam o ganho tais como a concentração do érbio no material, perdas no guia de onda (absorção e espalhamento), absorção da excitação, e desenvolver estruturas nas quais esses processos tenham o menor efeito possível.

Um dos primeiros passos para o desenvolvimento de dispositivos fotônicos é o estudo da fotoluminescência do Er^{3+} na geometria de guia de onda e a detecção de emissão estimulada. Foram reportados indícios de emissão estimulada do silício nanocristalino dopado com érbio (nc-Si<Er>) depositado por ablação laser em estruturas de guias de onda sobre substratos de silício [18].

Outro aspecto importante é o tempo de vida da luminescência do a-Si:H(Er) e a-SiO_x:H(Er), tanto para avançar na compreensão dos mecanismos de transferência de energia, como para avaliar a possibilidade de aplicações em lasers. A probabilidade de transição na absorção é inversamente proporcional ao tempo de vida da fluorescência. Um tempo de vida longo garante um baixo limiar para conseguir inversão de população [19]. Foram reportados valores da ordem de milisegundos para o Er^{3+} em varias matrizes de Si [15, 20-23]. O tempo de vida, assim como a intensidade da luminescência, depende das concentrações de érbio e de oxigênio.

Neste trabalho apresentamos um estudo da otimização da intensidade da fotoluminescência em função das concentrações de érbio e oxigênio. Medimos o tempo de vida da fotoluminescência em função da temperatura e das concentrações de érbio e

oxigênio. Descrevemos o processo de microfabricação de guías de onda de silício amorfo hidrogenado dopado com érbio mediante técnicas de fotogravação e corrosão assistida por plasma. Estudamos a fotoluminescência na geometria de guia de onda como função da potência de excitação e da temperatura e detectamos emissão estimulada.

Capítulo 2.

Otimização da *PL* do $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$

Como foi mencionado na introdução, o $a\text{-Si:H(Er)}$ e o $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ emitem fotoluminescência (*PL: Photoluminescence*) à $1.54\ \mu\text{m}$. A intensidade da mesma depende das concentrações de Er^{3+} e O_2 , assim como da temperatura e da potência de excitação. O objetivo deste trabalho foi otimizar a intensidade da *PL* do $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ tanto a baixa temperatura (15 K) como a temperatura ambiente em função dos parâmetros de preparação (quantidade de érbio e oxigênio), tendo em vista a preparação de guias de onda.

2.1. Deposição por rf *co-sputtering*

Filmes finos de $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ foram preparados por rf *co-sputtering*. O *sputtering* é uma técnica muito bem adaptada para o estudo de $a\text{-Si:H}$ com impurezas. O $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ vem sendo estudado no DFA-IFGW-UNICAMP já há alguns anos [13]. Foi desenvolvida uma técnica para fabricação de $a\text{-Si:H(Er)}$ e $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ com boa intensidade de *PL* a temperatura ambiente [24].

Rf *sputtering* é o processo pelo qual átomos são removidos de um alvo devido a bombardeamento por íons e/ou átomos energéticos de um gás [25]. Na deposição por rf *co-sputtering* temos um alvo sobre o qual é aplicada uma tensão de rádio frequência. Acima do alvo são posicionados os substratos sobre os quais é colocada a amostra (vide Figura 2.1). Essa montagem fica dentro de uma câmara onde é feito vácuo. Após alcançada uma pressão satisfatória, gases são introduzidos controladamente a uma baixa pressão. A tensão de rádio frequência ioniza os gases presentes na câmara, formando um plasma.

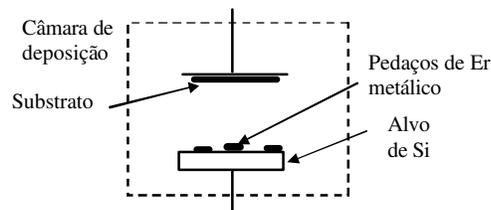


Figura 2.1. Esquema da posição do alvo de Si, dos pedaços de Er metálico e do substrato dentro da câmara de deposição.

Os íons são acelerados contra o alvo. Por transferência de momento os íons arrancam átomos do alvo que irão se depositar sobre o substrato, que está aterrado. Entre os gases adicionados na câmara é usado um gas pesado que tem o papel de arrancar os átomos do alvo. Em nosso caso foi usado argônio. Além de Ar também adicionamos H_2 e O_2 . O hidrogênio é usado para passivar as ligações pendentes do silício amorfo. A concentração de oxigênio nas amostras foi variada usando diferentes pressões parciais desse gás na câmara de deposição.

A pressão base na câmara antes da adição dos gases foi sempre menor que $2 \cdot 10^{-6}$ mbar. A câmara tem um dedo frio onde é colocado nitrogênio líquido quando a deposição é feita sem adição de O_2 , o que permite atingir uma pressão mais baixa. O alvo é composto por um tarugo de Si cristalino de seção circular ($\sim 4420 \text{ mm}^2$ de superfície) parcialmente coberto por pequenos pedaços de Er metálico ($\sim 4 \text{ mm}^2$ de área cada). A

concentração de Er é controlada pela área relativa do alvo coberta pelos pedaços de metal, ou seja, pelo número de pedaços de Er. Uma concentração de ~ 0.2 at.% [Er]/[Si] (medida por *RBS -Rutherford Backscattering Spectroscopy-*) é conseguida nas amostras crescidas utilizando 1 pedaço de Er metálico sobre o alvo de Si durante a deposição [24]. Com 6 pedaços de Er metálico, a concentração das amostras é ~ 1 at. [Er]/[Si]. A concentração de oxigênio é ~ 10 at.% [O]/[Si] para uma pressão parcial de $O_2 \sim 5 \cdot 10^{-5}$ mbar na câmara de deposição. Nessas amostras, o gap óptico E_{04} é maior que 3.1 eV. Os substratos utilizados para as deposições foram Si cristalino $\langle 111 \rangle$ e $\langle 100 \rangle$, vidro Corning 7059 liso e lixado numa face.

Tabela 2.1. Parâmetros de deposição por *sputtering* mantidos fixos para todas as amostras.

Pressão de base	$< 2 \cdot 10^{-6}$ mbar
Pressão de base sem O_2	$< 1.6 \cdot 10^{-6}$ mbar
Pressão total	$8 \cdot 10^{-3}$ mbar
Fluxo de H_2	8 sccm
<i>RF Bias</i>	-1000 V
Temperatura do substrato	240 °C
Tempo de pré- <i>sputtering</i>	30 min
Tempo de deposição	270 min

Os parâmetros de deposição mantidos fixos para todas as amostras estão apresentados na Tabela 2.1. *RF Bias* é a tensão de auto-polarização do cátodo e é proporcional à potência de tensão de rf aplicada. Antes de cada deposição é feito um pré-*sputtering*; isto é, o plasma é formado mas o substrato é posicionado de forma a impedir que os átomos retirados do alvo se depositem sobre ele. Isso é feito para retirar a camada de óxido que invariavelmente se forma sobre a superfície dos pedaços de Er metálico e do alvo de Si. Os únicos parâmetros variados nas deposições foram a pressão parcial de O_2 e a

quantidade de pedaços de Er sobre o alvo (vide Tabela 2.2). Os demais parâmetros são aqueles que fornecem a-Si:H da melhor qualidade possível.

Tabela 2.2. Amostras preparadas com diferentes concentrações de O e Er.

Amostra	# de pedaços de Er metálico	Pressão parcial de O₂ [10⁻⁵ mbar]
00G12A	1	0
00G12B	1	5
00F28A	2	0
00F30A	2	0.5
00F30B	2	1
00G03A	2	1.5
00G04A	2	5
00G06A	4	0
00G07A	4	0.5
00G10A	4	1
00G10B	4	1.5
00G18A	4	4
00G11A	4	5
00G18B	4	6
00G11B	4	10
00G17A	6	1.5
00G17B	6	5

2.2. Medidas de *PL*

Foram realizadas medidas de *PL* das amostras depositadas sobre vidro lixado segundo o esquema experimental da Figura 2.2. As amostras foram excitadas com 100 mW da linha 514 nm de um laser de Ar⁺ CW (Lexel Laser 3500). A luminescência foi coletada por uma lente primária (f=100 mm e Ø=75 mm) e focalizada na entrada do espectrógrafo (ARC Spectra Pro 300i, Acton Research Corporation) de abertura numérica ~f/4 por uma lente secundária (f=250 mm e Ø=75 mm). A fenda de entrada do monocromador foi mantida fixa em 250 µm. Na entrada do espectrógrafo foi colocado um filtro de cor (RG 850) para filtrar a luz espalhada do laser. A fotoluminescência foi detectada por um detector multicanal (Princeton Instruments ST-121) esfriado termoeletricamente a -40°C, formado

por um arranjo linear de 512 fotodiodos de InGaAs de $38 \times 250 \mu\text{m}^2$ cada e com eficiência quântica de 80% entre 1000 e 1700 nm. O tempo de aquisição de dados foi de 0.5 s. O detector e o espectrógrafo foram controlados por computador utilizando o software Winspec 3.2.

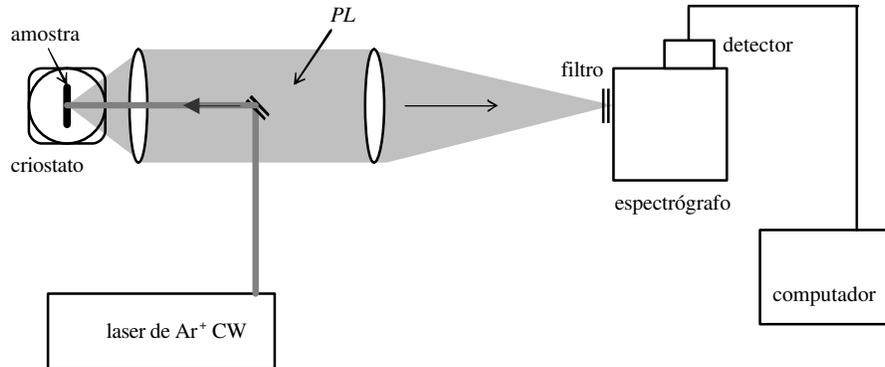


Figura 2.2. Esquema experimental para medidas de *PL*.

2.3. Recozimento

O recozimento de amostras de $\text{a-SiO}_x\text{:H(Er)}$ preparadas por co-deposição aumenta a intensidade de *PL* [26]. Foram realizados recozimentos nas amostras da tabela 2.2 utilizando um forno de tubo de quartzo equipado com controlador de temperatura com fluxo de O_2 seco fixado em 3 L/min. Os recozimentos foram feitos na faixa de temperaturas entre 150 e 600°C por 30 min. A cada recozimento, a temperatura foi aumentada em 50°C. A Figura 2.3 mostra o comportamento típico da variação da intensidade de *PL* a 30 e a 300 K para diferentes temperaturas de recozimento da amostra 00G17B. Em todas as amostras o máximo de intensidade de luminescência ocorre para recozimentos entre 300 e 350°C.

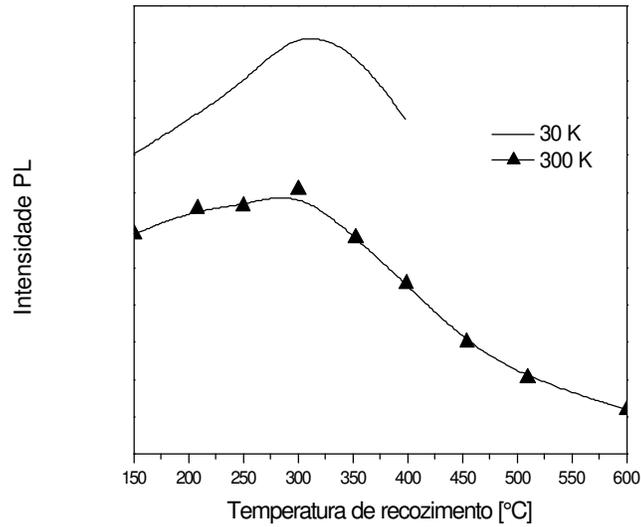


Figura 2.3. Intensidade da *PL* em função da temperatura de recozimento para a amostra 00G17B.

2.4. Resultados

O objetivo deste estudo foi simplesmente otimizar a intensidade da luminescência do $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ em função das quantidades de Er e O_2 utilizadas na preparação.

Em cada amostra da tabela 2.2, foi realizada uma série de medidas da intensidade de *PL* variando a temperatura entre 15 e 300 K. As Figuras 2.4 foram obtidas por interpolação dos dados de intensidade de *PL* para cada quantidade de Er e O_2 utilizados na câmara de deposição. Os gráficos mostram o comportamento da intensidade da *PL* em forma de curvas de nível. Eles indicam que a intensidade de *PL* a baixa temperatura (15 K) é máxima para a amostra 00G12A, preparada com N_2 líquido no dedo frio da câmara (isto é, sem adição intencional de O_2) e um pedaço só de Er metálico sobre o alvo de Si (vide Figura 2.4 (a)). À temperatura ambiente a *PL* é máxima para a amostra 00G17B, depositada com 6 pequenos pedaços de Er metálico sobre o alvo e uma pressão parcial de O_2 na câmara de $5 \cdot 10^{-5}$ mbar (Figura 2.4 (b)). Não foi detectada luminescência na amostra 00G11B,

possivelmente devido ao grande gap do $\alpha\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$. Foi encontrado que o *temperature quenching* é mais forte na amostra 00G12A, variando a intensidade em quase uma ordem de

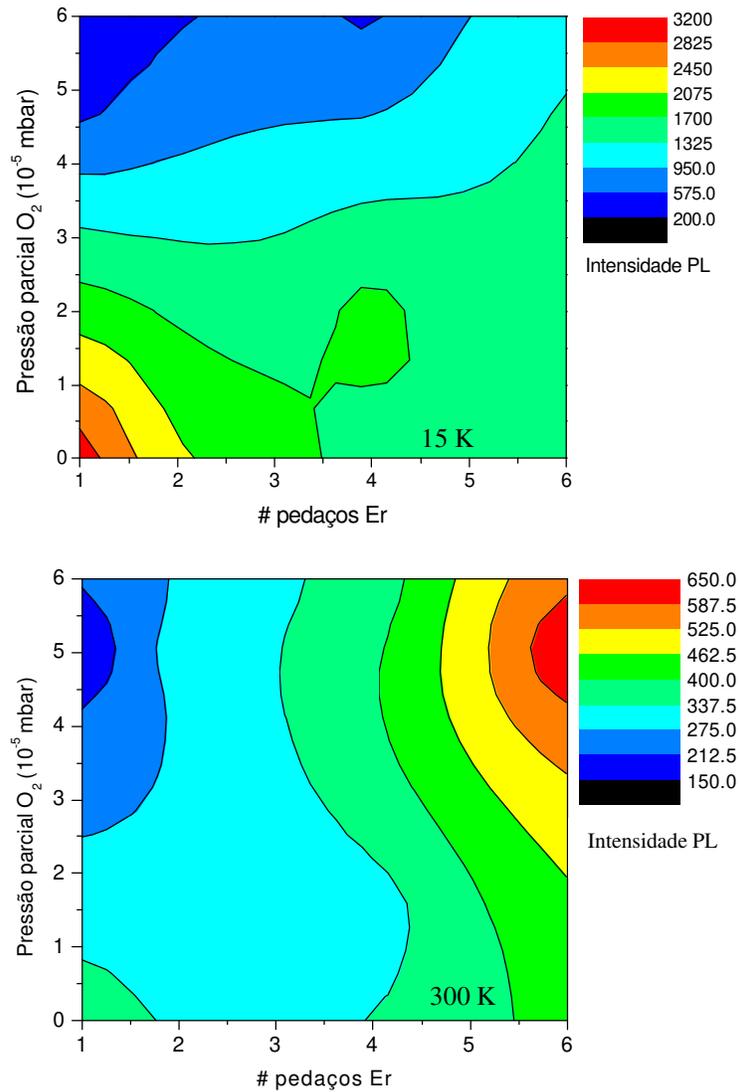


Figura 2.4. Diagrama mostrando a intensidade de PL em função da pressão parcial de O₂ na câmara e a quantidade de pedaços de Er metálico sobre o alvo de Si.

grandeza entre 15 e 300 K, enquanto que na amostra 00G17B a variação é muito menor. A Figura 2.5 mostra a dependência da intensidade de *PL* com a temperatura na faixa de 15 e

300 K. A amostra preparada com 1 pedaço de Er metálico e sem adição intensional de O_2 na câmara de deposição (00G12A) mostra uma variação de intensidade de PL de quase uma ordem de grandeza entre 15 K e temperatura ambiente. Enquanto que a amostra preparada com 6 pedaços de Er metálico e com uma pressão parcial de O_2 de $5 \cdot 10^{-5}$ mbar (00G17B) mostra uma variação da intensidade de PL de apenas um fator três na mesma faixa de temperaturas. Isto é devido à quantidade de oxigênio utilizada na deposição, que como foi mencionado anteriormente, reduz o *temperature quenching* do $\alpha\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$, diminuindo as des-excitações não radiativas como emissão múltipla de fônons.

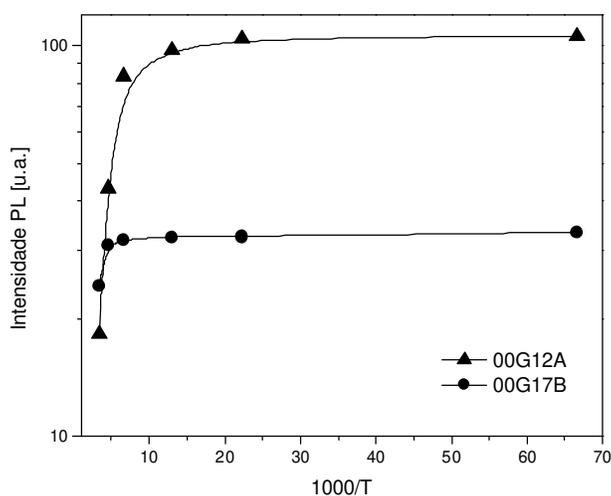


Figura 2.5. Variação da intensidade em função da temperatura para as amostras 00G12A e 00G17B.

As Figuras 2.6 mostram a forma típica da curva (em escalas diferentes) de PL para o Er^{3+} na matriz de $\alpha\text{-SiO}_x\text{:H}$ para as duas amostras com maior intensidade de PL nos extremos de temperaturas utilizados nas medidas (15 e 300 K).

Sabemos que a concentração de érbio diminui com a concentração de oxigênio e é possível que uma amostra preparada com muitos pedaços de Er metálico sobre o alvo na

câmara de deposição tenha concentração de Er similar a uma amostra preparada com poucos pedaços de Er sobre o alvo e baixa pressão parcial de O₂ [24].

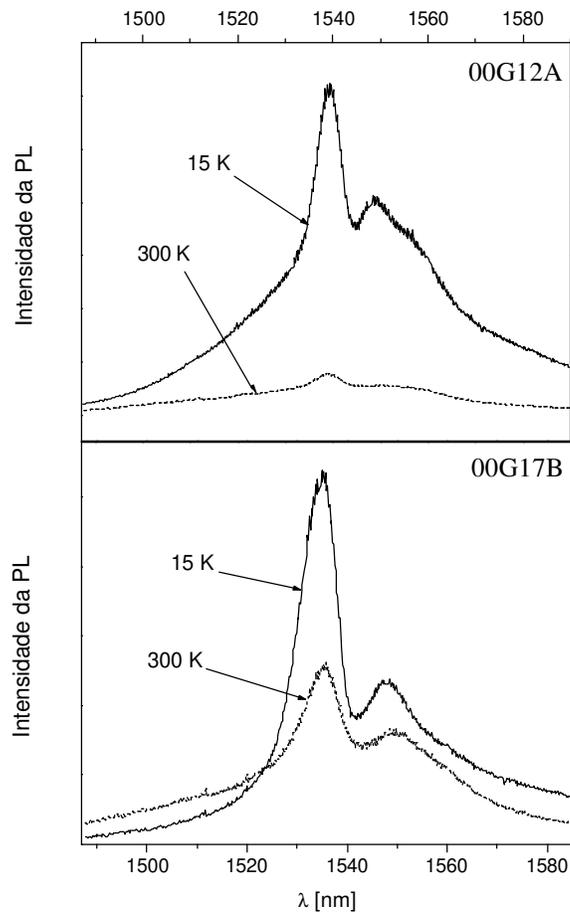


Figura 2.6. Espectros de fotoluminescência do Er³⁺ em a-Si:H e a-SiO_x:H a 15 e 300 K. Os gráficos estão em escalas diferentes.

Capítulo 3.

Tempo de vida

3.1. Introdução

Consideremos por simplicidade o caso de um material ideal com apenas dois níveis de energia não degenerados E_1 e E_2 , com populações N_1 e N_2 , respectivamente [27]. Assumimos o número de átomos nesses dois níveis constante

$$N_1 + N_2 = N_{\text{tot}} \quad (3.1)$$

O átomo pode passar do estado excitado E_2 ao estado fundamental E_1 emitindo um fóton de energia $h\nu_{21}$. Da mesma forma é possível a transição do estado E_1 ao estado E_2 absorvendo energia. Podemos identificar três formas de interação entre a radiação eletromagnética e o sistema simples de dois níveis atômicos.

3.1.1. Absorção

Se uma onda eletromagnética quase monocromática de frequência ν_{21} passa através de um sistema atômico com *gap* de energia $h\nu_{21}$, a população do nível inferior será diminuída com uma taxa proporcional à densidade de radiação $\rho(\nu)$ e a população N_1 deste nível

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{12}\rho(\nu)N_1, \quad (3.2)$$

onde B_{12} é uma constante de proporcionalidade de dimensão cm^3/Js^2 . O produto $B_{12}\rho(\nu)$ pode ser interpretado como a probabilidade de que as transições sejam induzidas devido ao campo.

3.1.2. Emissão espontânea

Quando o átomo se encontra no estado de mais alta energia devido à absorção, a população do nível 2 decai espontaneamente ao nível inferior com uma taxa proporcional à população do nível superior

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2, \quad (3.3)$$

onde A_{21} é uma constante de proporcionalidade de dimensão $[\text{s}^{-1}]$. A quantidade A_{21} , característica do par de níveis de energia, é chamada de *probabilidade de transição espontânea* porque este coeficiente corresponde a probabilidade de que um átomo passe espontaneamente do nível 2 ao nível 1 numa unidade de tempo.

A emissão espontânea é uma função estatística do espaço e do tempo. Com um número grande de átomos emitindo espontaneamente, não existe relação de fase entre os processos de emissão individuais. Os quanta emitidos são incoerentes. A emissão

espontânea é caracterizada pelo tempo de vida do elétron no estado excitado, após o qual ele retorna espontaneamente ao estado fundamental emitindo energia. Isto pode ocorrer sem a presença de um campo eletromagnético.

A equação 3.3 têm como solução

$$N_2(t) = N_2(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{21}}\right) \quad (3.4)$$

onde τ_{21} é o tempo de vida da emissão espontânea do nível 2. Este tempo de vida da radiação é o recíproco do coeficiente de Einstein[†]

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1} \quad (3.5)$$

Em geral, o recíproco da probabilidade de um processo de transição é chamado de tempo de vida.

3.1.3. Emissão estimulada e coeficientes de Einstein

A emissão pode não ser espontânea, mas também induzida [19] por radiação eletromagnética de frequência apropriada. Neste caso o átomo cede um quanta ao campo de radiação por “emissão induzida” de acordo com

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -B_{21} \rho(\nu_{21}) N_2, \quad (3.6)$$

onde B_{21} é novamente uma constante de proporcionalidade.

A radiação emitida por um sistema atômico na presença de radiação externa consiste de duas partes. A parte cuja intensidade é proporcional à A_{21} é a radiação espontânea. Sua fase é independente da radiação externa. A parte cuja intensidade é

[†] As quantidades A_{21} , B_{12} e B_{21} são chamadas de coeficientes de Einstein [19].

proporcional a $\rho(\nu)B_{21}$ é a radiação estimulada, sendo sua fase a mesma que a da radiação estimuladora externa.

A probabilidade de transição induzida é *proporcional* à densidade de energia de radiação externa, em contraste com a emissão espontânea. Além disso, a emissão estimulada é *coerente* com a radiação que a induz.

Se combinamos absorção, emissão espontânea e estimulada expressas nas Equações (3.2), (3.3) e (3.6) podemos escrever para a variação das populações dos níveis inferior e superior em nosso modelo de dois níveis

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} = B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1 + A_{21}N_2. \quad (3.7)$$

A relação $\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t}$ provém da Equação (3.1).

Em equilíbrio térmico, o número de transições por unidade de tempo de E_1 a E_2 deve ser igual ao número de transições de E_2 a E_1 . Certamente, em equilíbrio térmico

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{\partial N_2}{\partial t} = 0. \quad (3.8)$$

Então podemos escrever

$$\begin{array}{ccccc} N_2 A_{21} & + & N_2 \rho(\nu) B_{21} & = & N_1 \rho(\nu) B_{12} \\ \text{Emissão} & & \text{Emissão} & & \text{Absorção} \\ \text{espontânea} & & \text{estimulada} & & \end{array} \quad (3.9)$$

Utilizando a estatística de Boltzmann para a relação N_2/N_1

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{kT}\right)$$

re-escrevemos a Equação (3.9)

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{A_{21}/B_{21}}{B_{12}/B_{21} \exp(h\nu_{21}/kT) - 1}. \quad (3.10)$$

Comparando esta expressão com a lei de radiação do corpo negro

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

temos as expressões

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \quad e \quad B_{21} = B_{12}. \quad (3.11)$$

As relações (3.11) são conhecidas como relações de Einstein.

Nos sólidos a velocidade da luz é $c = c_0/n$, onde n é o índice de refração e c_0 é a velocidade da luz no vácuo.

Em sistemas com níveis de energia degenerados, a relação entre B_{12} e B_{21} é

$$B_{21} = \frac{g_1}{g_2} B_{12},$$

onde g_1 e g_2 são as degenerescências dos níveis 1 e 2, respectivamente.

O parâmetro importante para a emissão laser é o coeficiente B_{21} . O coeficiente A_{21} representa um termo de perda e uma fonte de ruído para o laser. Assim, devemos buscar sistemas com t_{21} o maior possível para conseguirmos emissão laser.

3.2. Inversão de população

De acordo com a distribuição de Boltzmann sempre temos mais átomos no estado fundamental 1 do que no estado excitado 2. A diferença $N_1 - N_2$ é sempre positiva e radiação incidente é sempre absorvida. No entanto, se de alguma forma conseguirmos aumentar N_2 e diminuir N_1 até que a diferença fique negativa (inversão de população) a absorção estimulada torna-se emissão estimulada e uma onda eletromagnética que atravesse o meio absorve energia deste, sendo amplificada. A fonte de energia para esta amplificação são os átomos envolvidos.

A condição essencial para amplificação é que $N_2 > N_1$. Inversão de população é claramente um processo fora do equilíbrio.

Processos de absorção e emissão estimulados sempre coexistem. Enquanto a população do nível mais alto é menor do que a população do nível mais baixo o número de transições de absorção é maior do que o número de transições de emissão de forma que ocorre uma atenuação global da radiação. Quando o número de absorções é igual ao número de emissões o material torna-se transparente à radiação. Quando a população do nível superior fica maior do que a do nível inferior os processos de emissão predominam e a radiação é aumentada durante uma passagem pelo material. Para produzir a inversão de população é necessário que uma fonte de energia ceda energia ao sistema levando continuamente os átomos do estado fundamental ao estado excitado. Este processo é chamado de bombeamento óptico.

3.3. Criando uma inversão de população: o sistema de três níveis

Na prática é muito difícil obter uma inversão de população estável, devido à emissão espontânea. Uma maneira de contornar este problema é usando um sistema de 3 ou 4 níveis. O sistema de 3 níveis está representado esquematicamente na Figura 3.1:

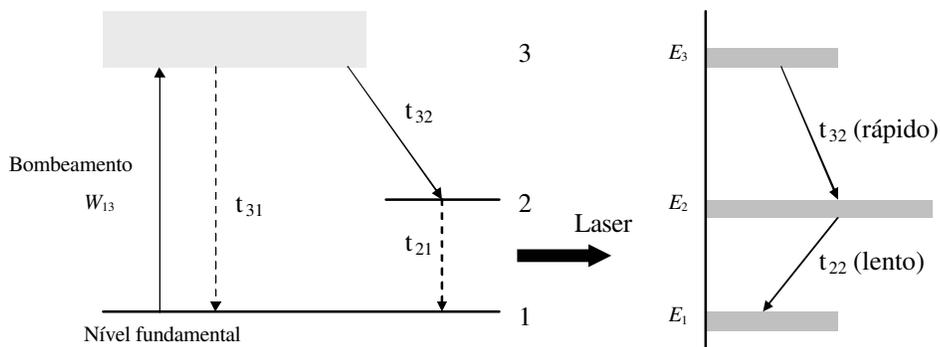


Figura 3.1. Esquema simplificado de um laser de 3 níveis de energia.

A transição de bombeio W_{13} envolve normalmente uma banda larga de absorção. A energia é transferida rapidamente não radiativamente dessa banda para o estado E_2 , com o

excesso de energia transferido à rede. A transição $E_2 \rightarrow E_1$ é radiativa. Se $t_{21} \gg t_{32}$ pode-se chegar a inversão de população se a potência de bombeio for suficientemente alta. Se o bombeio estiver abaixo do limiar de laser, o caminho de recombinação radiativa predominante é a emissão espontânea.

A fluorescência normal funciona como um sumidouro para a população do nível 2. Quando a intensidade de bombeio está acima do limiar, o decaimento do nível fluorescente ocorre por emissão espontânea e estimulada. A radiação estimulada produz o feixe de luz laser. Como o nível terminal da transição laser é o altamente populado estado fundamental, uma população muito alta no nível E_2 deve ser atingida antes de que a transição $2 \rightarrow 1$ seja invertida. Assim, é fundamental que $t_{21} \gg t_{32}$.

O número de elétrons no estado 3, N_3 , é desprezível comparado com N_1 e N_2 , de forma que

$$N_1 + N_2 \approx N_{tot}.$$

Assim, a condição de limiar é

$$N_2 = N_1 = \frac{N_{tot}}{2}.$$

3.4. O sistema a-Si:H(Er)

Em a-Si:H(Er) energia é transferida por um processo não radiativo da matriz de a-Si:H para os íons Er^{3+} [12]. O processo é de curto alcance, mediado por dipolos elétricos e envolve as *dangling bonds* (DB). Foi sugerido que o mecanismo envolvido seja similar ao mecanismo de Förster [11]. O processo está representado esquematicamente na Figura 3.2. O processo $3 \rightarrow 2$ envolve a absorção do fóton de bombeio pela criação de um par elétron-buraco (~ 10 fs) [28], termalização do elétron e captura por uma DB (~ 1 a 10 ps) [28]. Podemos supor $t_{32} \sim 10$ ps.

Uma medida de t_{21} é fundamental para investigarmos a possibilidade de ação laser. Como veremos a seguir $t_{21} \sim 100$ μ s em a-Si:H(Er).

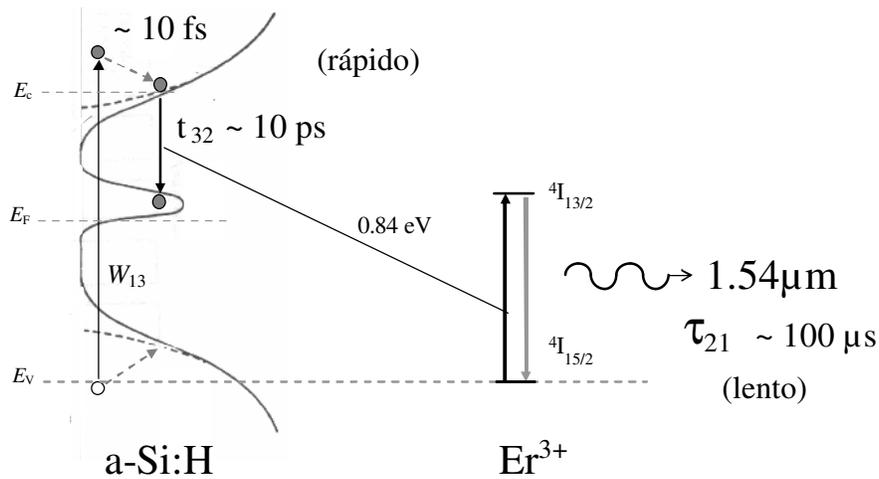


Figura 3.2. Esquema do mecanismo de transferência de energia no a-Si:H(Er) mostrando os tempos envolvidos no processo. O tempo de vida da PL é muito maior que os processos de recombinação não radiativa na matriz. Note a semelhança com a Figura 3.1.

3.5. Medida do tempo de vida

O tempo de vida pode ser medido por varias técnicas experimentais. As diferentes técnicas podem ser classificadas em dois grupos: medidas realizadas no domínio do tempo (isto é obtendo a curva de decaimento diretamente) ou medidas no domínio frequência. A espectroscopia de resolução em frequência (*FRS Frequency-Resolved Spectroscopy*) pode ser realizada excitando a amostra com uma fonte de luz modulada e utilizando um amplificador síncrono (*lock-in*) (detalhes no Apêndice I). A forma mais simples de *FRS* é o método de quadratura (*QFRS Quadrature Frequency-Resolved Spectroscopy*) [29].

3.5.1. *QFRS*

QFRS é o método no qual a amplitude de excitação é modulada e a detecção é realizada utilizando um amplificador *lock-in* em quadratura com o sinal (defasado em $\pi/2$ em relação à excitação).

Se a excitação é modulada a uma frequência angular ω , sua primeira componente de Fourier pode ser escrita como

$$G(t) = g \sin(\omega t) \quad (3.12)$$

Para a componente da luminescência com tempo de vida t , podemos escrever

$$\begin{aligned} I(\tau, t) &= \int_{-\infty}^t \tau^{-1} \exp[-(t-u)/\tau] g \sin(\omega u) du \\ &= g(1 + \omega^2 \tau^2)^{-1} [\sin(\omega t) - \omega t \cos(\omega t)]. \end{aligned}$$

Fazemos $\tan \phi = \omega \tau$, e obtemos

$$I(\tau, t) = g \cos \phi \sin(\omega t - \phi). \quad (3.13)$$

A saída do *lock-in* é dada por

$$S(\tau) = (2\pi)^{-1} \omega \int_0^{2\pi/\omega} I(t) R(t) dt. \quad (3.14)$$

Para quadratura a função resposta $R(t)$ do *lock-in* é

$$R(t) = -\cos(\omega t) \quad (3.15)$$

dando como resultado

$$S(t) = g / [(\omega \tau)^{-1} + \omega \tau]. \quad (3.16)$$

A função resposta está representada esquematicamente na Figura 3.3. O máximo da curva corresponde ao tempo de vida:

$$\tau = 1 / (2\pi f_{\text{pico}}), \quad (3.17)$$

onde f_{pico} é a frequência de modulação (em Hz) correspondente ao máximo do gráfico *QFRS*.

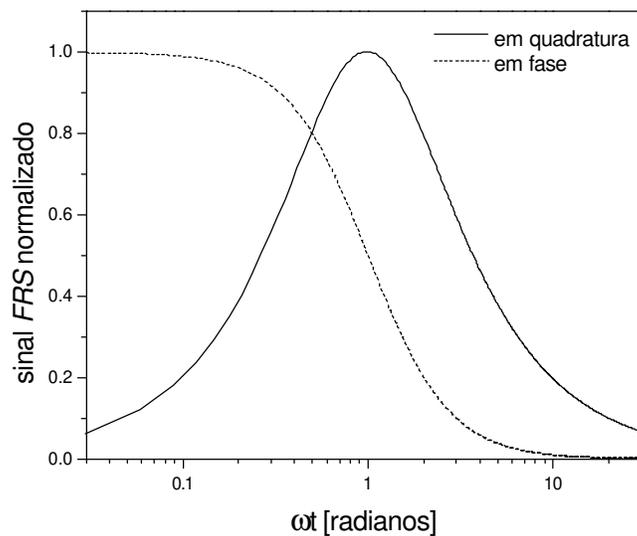


Figura 3.3. Sinais *FRS* em quadratura e em fase. O máximo do sinal em quadratura corresponde a t .

Um esquema das funções sinal e resposta no tempo é apresentado na Figura 3.4. A linha grossa representa o sinal de entrada no *lock-in* proveniente do detector que é o produto da excitação e da intensidade de luminescência (Equação 3.13). A linha fina mostra a função resposta do *lock-in* para quadratura (Equação 3.15) e a linha pontilhada é a função resposta para o sinal em fase. A figura mostra a seqüência da forma do sinal de entrada no *lock-in* conforme a frequência da excitação aumenta. É fácil ver que para $f^{-1} \gg \tau$ o sinal têm praticamente a forma da excitação (onda quadrada) e o sinal *QFRS* é nulo. Para $f^{-1} \sim \tau$ temos as curvas de excitação e decaimento e o valor máximo do sinal *QFRS*. Para $f^{-1} \ll \tau$ o sinal de entrada e saída do *lock-in* são quase nulos. É importante notar que a função resposta do *lock-in* têm a mesma frequência que a excitação (Equações 3.12 e 3.15).

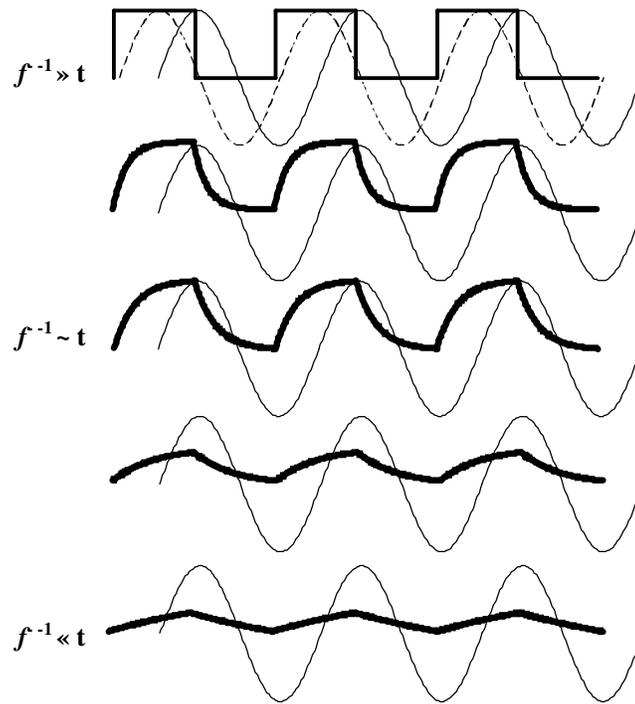


Figura 3.4. Esquemas do sinal de entrada proveniente do detector (linha grossa) e funções resposta do *lock-in* em quadratura (linha fina) e em fase (linha pontilhada) em função da frequência de excitação.

O método *QFRS* foi aplicado com sucesso a medidas de τ no a-Si:H, onde ocorre uma distribuição muito larga de tempos de vida [30].

3.5.2. Experimental

Utilizando a técnica *QFRS*, foram realizadas medições numa série de amostras de a-Si:H(Er) e a-SiO_x:H(Er) com diferentes concentrações de érbio e oxigênio preparadas conforme o reportado no Capítulo 2 sobre substrato de vidro lixado. As amostras foram montadas num criostato de ciclo fechado de hélio equipado e excitadas com 100 mW da linha 514 nm de um laser de Ar⁺ CW. A excitação foi modulada por um *chopper* na faixa de frequências de 20 Hz a 20 kHz. A luminescência foi coletada por uma lente primária ($f=100$

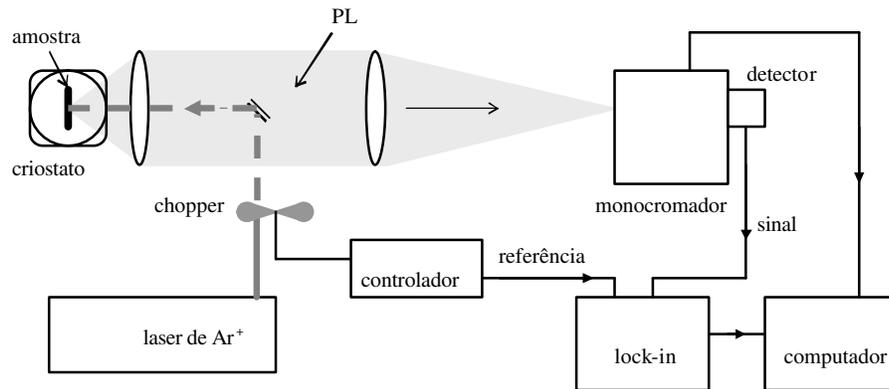


Figura 3.5. Esquema experimental para medições de tempo de vida mediante a técnica *FRS*.

mm e $\varnothing=75$ mm) e focalizada na entrada do monocromador (ARC Spectra Pro 300i) de abertura numérica $\sim f/4$ por uma lente secundária ($f=250$ mm e $\varnothing=75$ mm). O sinal de $\lambda=1.54$ μm foi captado por um detector de Ge rápido (Thorlabs FDG035 de 0.2 mm^2 de área ativa) colocado na saída lateral do espectrógrafo e demodulado num *lock-in* de 2 canais (Stanford Research SR830) (vide Figura 3.5).

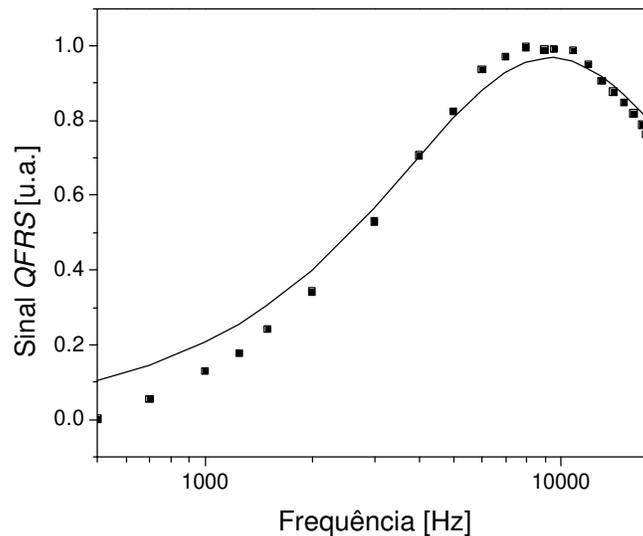


Figura 3.6. Resposta do detector. O gráfico mostra que não é possível medir tempos de vida mais curtos que 20 μs devido a capacitâncias parasitas.

A resposta do sistema está representada na Figura 3.6. As medidas estão limitadas pelo tempo de resposta do sistema. O gráfico têm o máximo em ~ 8000 Hz que, segundo a Equação (3.17), corresponde a um tempo de resposta de $\sim 20 \mu\text{s}$.

3.6. Resultados

Os espectros de resolução em frequência (vide Figura 3.7) apresentam o comportamento similar ao esperado segundo a teoria (Figura 3.3). No entanto foi necessário considerar mais de um tempo de vida para ajustar corretamente a Equação (3.16).

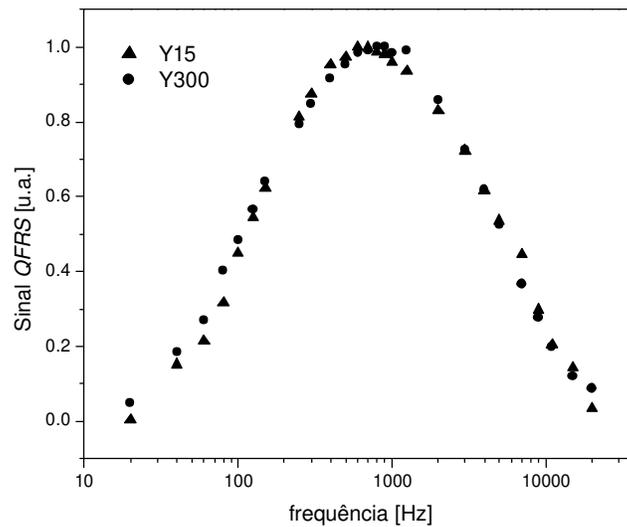


Figura 3.7. Espectro *QFRS* mostrando o comportamento dos dados para a amostra 00G17B da serie estudada no Capítulo 2 a temperaturas de 15 e 300 K.

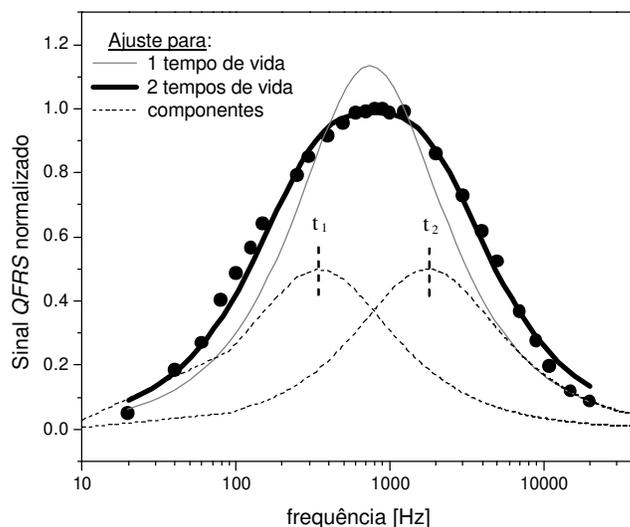


Figura 3.8. Gráfico com dados experimentais de *QFRS* da amostra 00G17B a 15 K e o ajuste para um (linha fina) e dois tempos de vida t_1 e t_2 (linha grossa). Também são mostradas as componentes para cada tempo de vida (linha pontilhada).

3.6.1. Cálculo do tempo de vida

O tempo de vida foi calculado fazendo um ajuste dos dados experimentais à Equação (3.16).

Os valores para os tempos de vida (t_1 e t_2) das amostras estudadas obtidos simulando os espectros encontrados estão dados na Tabela 3.1.

Devido à ordem de grandeza dos tempos de vida medidos para a PL do Er^{3+} ($\sim 100 \mu\text{s}$) vemos que as medições correspondem à transição radiativa ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ do próprio érbio e não aos mecanismos de excitação ($\sim 10 \text{ fs}$ e $\sim 10 \text{ ps}$ [28], vide Figura 3.2).

Tabela 3.1. Valores dos tempos de vida das amostras estudadas (ordenadas segundo a quantidade de O₂ utilizada na deposição) para as diferentes temperaturas.

Tempos de vida em [μs]												
Amostra	15 K		45 K		77 K		150 K		220 K		300 K	
	t ₁	t ₂										
00G12A	120	50	130	50	150	60	120	20	80	20	70	20
00G30A	110	30	110	30	120	30	110	30	100	20	130	30
00G07A	90	30	920	30	90	30	90	30	70	20	50	20
00G10B	120	20	120	30	150	30	100	30	110	30	90	30
00G12B	360	60	440	80	420	70	580	90	510	90	550	90
00G04A	400	70	350	60	440	70	380	70	410	80	350	70
00G17B	460	90	460	100	500	160	590	120	410	100	480	90
00G18B	700	140	760	140	640	150	690	150	740	150	830	150

3.6.2. Tempo de vida versus concentrações de érbio e oxigênio

As amostras da Tabela 3.1 estão ordenadas segundo a quantidade de oxigênio utilizada na preparação (vide Capítulo 2). É claro ver que o tempo de vida aumenta para maiores concentrações de oxigênio. Por exemplo, a amostra 00G12A foi preparada com 1 pedaço de Er metálico e sem adição intencional de O₂ na câmara de deposição e apresenta um tempo de vida mais curto que a amostra 00G17B que foi preparada com 6 pedaços de Er metálico sobre o alvo de Si e com uma pressão parcial de O₂ na câmara de $5 \cdot 10^{-5}$ mbar.

3.6.3. Tempo de vida versus temperatura e intensidade da PL

Foram realizadas medidas do tempo de vida em função da temperatura e comparadas com a intensidade da luminescência. O gráfico da Figura 3.9 mostra a dependência do tempo de vida medido em função da temperatura da amostra dentro do criostato e da intensidade da PL. Não existe uma dependência apreciável de t_1 ou t_2 com a intensidade da luminescência. Na amostra com maior *temperature quenching*, a intensidade da PL decresce em quase um ordem de grandeza entre 15 e 300K, enquanto que o tempo de vida não se altera dentro do erro experimental.

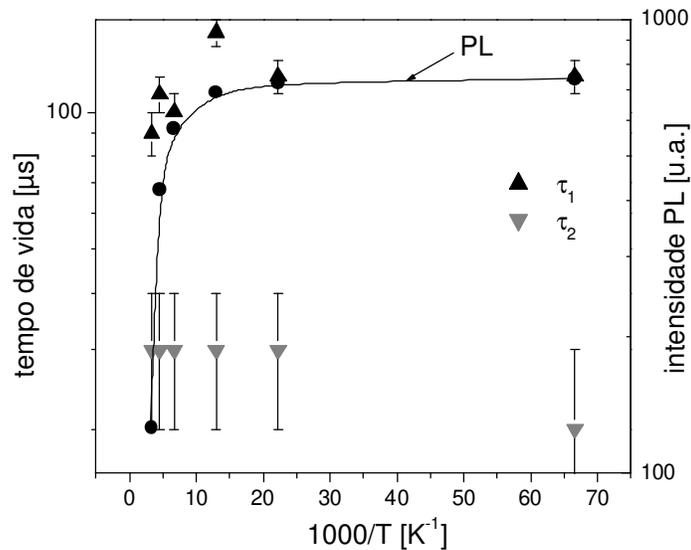


Figura 3.9. Gráfico do tempo de vida em função da temperatura e da intensidade da PL na amostra 00G10B

Kik *et al.* reporta medidas de tempos de vida PL do Er^{3+} em células solares de silício cristalino *PERL* (*Passivated-Emitter Rear-Locally-Diffused*) [15] que têm uma

variação de intensidade de PL de 3 ordens de grandeza com a temperatura (15K a 300K), enquanto o tempo de vida diminui apenas 2 ordens de grandeza.

Tempos de vida de PL do Er^{3+} em outras matrizes de Si da foram reportados. Shin *et al.* [20], assim como Komuro *et al.* [21] reportam tempos de vida da ordem de 1 ms para Er^{3+} em Si cristalino a 18K. Em nc-Si, os tempos reportados por Seo *et al.* [22] e por Kik *et al.* [23] são da ordem de ~ 7 ms. No a-Si:H(Er), Terukov *et al.* [31] reportam tempos de vida de ~ 25 μs à 300K para amostras obtidas por *MASD (Magnetron-Assisted Silane Decomposition)* e de ~ 1 μs para amostras obtidas por *PECVD*.

Em a-Si:H preparado por *PECVD* implantado com Er, Shin *et al.* [20] encontram uma dependência do tempo de vida com a temperatura que segue a dependência da intensidade de luminescência com a temperatura, e à 250K é ~ 30 μs .

Van den Hoven *et al.* [32] implantaram Er em *SIPOS*, um composto policristalino contendo ~ 60 at% Si, ~ 10 at% H, e ~ 30 at% O. Nestes filmes a PL diminui apenas um fator 3 entre 15K e 300K. Para sua melhor amostra, este grupo encontra 2 tempos de vida, que não apresentam dependência com a temperatura. Os tempos de vida são ~ 190 μs e ~ 800 μs .

A não dependência do tempo de vida com a temperatura indica que não ocorre um processo de de-excitação do Er^{3+} devido à temperatura. Assim, podemos afirmar que a de-excitação devido à emissão de múltiplos fônons é desprezível em nosso material.

No nosso caso, os tempos de vida encontrados são da ordem de ~ 100 μs , podendo chegar a 800 μs . A origem dos dois tempos de vida pode ser atribuído à existência de dois sítios para os íons de Er^{3+} na matriz amorfa. Os tempos de vida estão na faixa de tempos de fluorescência de alguns lasers comuns [27]. Isto nos leva a supor que o a-SiO_x:H(Er) preparado por rf *co-sputtering* é um material viável para a fabricação de lasers.

Capítulo 4.

Guias de onda

4.1. Introdução

Guia de onda pode ser definido como uma região do espaço na qual existe fluxo de energia eletromagnética somente ao longo da estrutura e não perpendicularmente a ela [33]. No caso de guias de onda óticas o fenômeno se caracteriza pelo guiamento da luz dentro de um material de índice de refração n . Para o caso concreto do $\alpha\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ o objetivo é confinar a luz emitida pelo Er^{3+} numa estrutura micrométrica de seção retangular e fazer que sa múltiplas reflexões nos extremos permitam detectar emissão estimulada.

4.1.1. Lei de Snell

A Lei de refração foi descoberta experimentalmente por Willebrod Snell (1591-1626) e deduzida matematicamente de maneira independente por René Descartes (1596-1650) [34]. Esta lei foi originalmente deduzida a partir de um tratamento geométrico da propagação da luz através de meios com diferentes índices de refração, mas também pode ser obtida das equações de Maxwell [35].

A expressão matemática da lei de Snell é

$$\sin \theta_1 n_1 = \sin \theta_2 n_2 \quad (4.1)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração dos meios 1 e 2, respectivamente (vide Figura 4.1).

4.1.2. Reflexão interna total

Segundo a Equação (4.1) o sucessivo aumento de θ_1 , quando n_2 é menor que n_1 , faz que θ_2 se aproxime a 90° . O ângulo θ_1 para o qual $\theta_2=90^\circ$ é chamado de ângulo crítico θ_c . Se θ_1 ultrapassar θ_c a reflexão interna da luz no meio com índice de refração n_1 passa a ser total

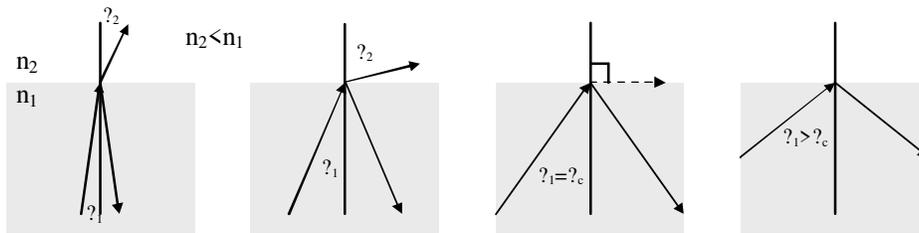


Figura 4.1. Sequência de incremento do ângulo de incidência θ_1 até sobrepassar o ângulo crítico θ_c e chegar à reflexão interna total.

(vide Figura 4.1). Note que a reflexão interna total não ocorre quando a luz provém do meio de menor índice de refração.

Num guia de onda óptico temos exatamente este comportamento, onde o meio de maior índice de refração é o material que guia a luz. Nesse meio, a luz se propaga através de sucessivas reflexões (vide Figura 4.2).

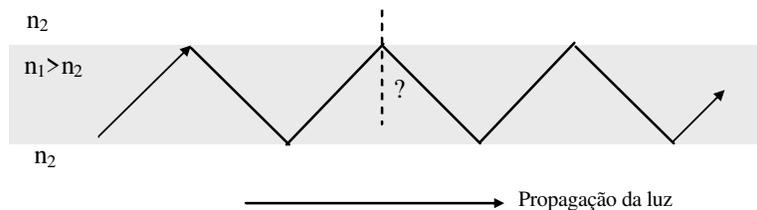


Figura 4.2. Esquema de propagação de luz num guia de onda.

Um guia de onda de geometria retangular rodeado por um meio com índice de refração menor, permite um confinamento da luz de forma bidimensional, sendo de

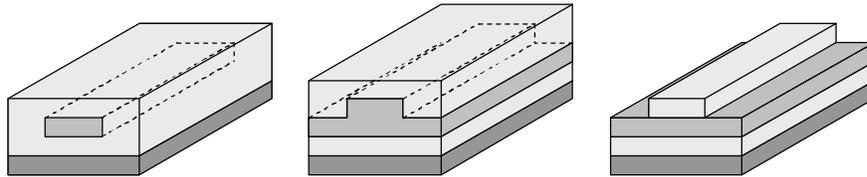


Figura 4.3. Representação esquemática de algumas estruturas de guia de onda. A luz é confinada na região de maior índice de refração (cinza escuro) por reflexão interna total.

interessante aplicação em circuitos integrados. Abaixo temos alguns exemplos de configurações de guias de onda de geometria retangular [15].

No primeiro caso, a luz é confinada horizontal e verticalmente dentro do guia. No segundo caso, se consegue guiamento pelo contraste do índice de refração no plano e a perdas por espalhamento são reduzidas [15]. No último caso, também a luz pode ser confinada colocando uma linha de índice de refração menor, a vantagem é que não é necessário uma corrosão do material de maior índice de refração.

4.1.3. Distribuição do campo eletromagnético dentro do guia [35]

Quando a luz é guiada através de um guia, existe uma distribuição da energia em uma ou mais dimensões. Aplicando as equações de Maxwell, e assumindo uma propagação da luz ao longo do eixo y (por convenção), o campo elétrico é

$$E \propto \exp(-i\omega t + i\beta y) \quad (4.2)$$

e cada modo se propaga com uma velocidade de fase

$$v_p = \frac{\omega}{k},$$

onde k é o vector de onda.

Escreve-se as componentes do campo eletromagnético como

$$\begin{aligned} E(x, y, z, t) &= E(x, z) \cdot e^{i(\beta y - \omega t)} \\ H(x, y, z, t) &= H(x, z) \cdot e^{i(\beta y - \omega t)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

A equação de onda para o campo elétrico é

$$\nabla^2 E(r) + k^2 n^2 E(r) = 0. \quad (4.4)$$

Considerando o campo elétrico polarizado transversalmente (TE); isto é, o campo elétrico só tem componente na direção z (por convenção), temos que a equação (4.4) fica

$$\frac{\partial^2 E_z(x)}{\partial x^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_z(x) = 0. \quad (4.5)$$

As componentes do campo elétrico E_x e E_y são nulas, o mesmo que H_z .

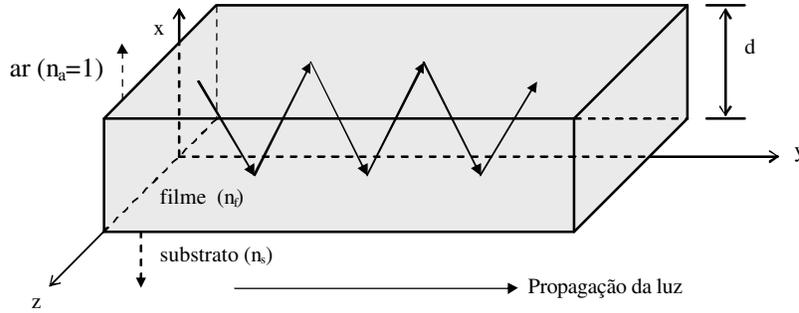


Figura 4.4. Representação esquemática de um guia de onda e a componente transversal elétrica.

A propagação da luz num filme (Figura 3.4), têm como solução da equação (4.5)

$$\begin{aligned} E_z &= A e^{-rx} \quad x \geq d \quad (\text{ar}) \\ E_z &= A \cos(qx) + B \sin(qx) \quad 0 \leq x \leq d \quad (\text{filme}) \\ E_z &= [A \cos(dq) + B \sin(dq)] e^{p(x+d)} \quad x \leq 0 \quad (\text{substrato}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

onde as quantidades r , q e p estão definidas por

$$r = (\beta^2 - n_a k^2)^{1/2} \quad (4.7)$$

$$q = (\beta^2 - n_f k^2)^{1/2} \quad (4.8)$$

$$p = (\beta^2 - n_s k^2)^{1/2} \quad (4.9)$$

As componentes H_x e H_y são

$$H_x = -\beta/\omega\mu_0 E_z(x) \quad (4.10)$$

$$H_y = -i/\omega\mu_0 \frac{\partial E_z(x)}{\partial x} \quad (4.11)$$

A continuidade das componentes tangenciais E_z e H_z do campo eletromagnético nas interfaces é dado pelas relações

$$\begin{aligned} -rA &= qB \quad (x=d) \\ q[A\cos(dq) + B\sin(dq)] &= p[A\cos(dq) - B\sin(dq)] \quad (x=0) \\ \tan(dq) &= (p+r)/\left[q\left(1 - pr/q^2\right)\right] \end{aligned}$$

Para o campo magnético polarizado transversalmente (TM), o tratamento é completamente análogo ao do campo elétrico e as componentes que se obtêm são: $H_x=H_y=H_z=0$; E_x , E_y e $H_z \neq 0$.

Através do tratamento descrito, podemos expressar graficamente os diferentes modos:

A Figura 4.5 representa a trajetória da luz para alguns modos guiados e a distribuição do campo elétrico correspondente.

Observa-se que o ângulo de incidência θ diminui ($\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$) à medida que a ordem do modo aumenta ($m=0 \rightarrow m=3$). A ordem do modo é igual ao número de nós; isto é, o número de vezes em que a componente do campo elétrico se anula.

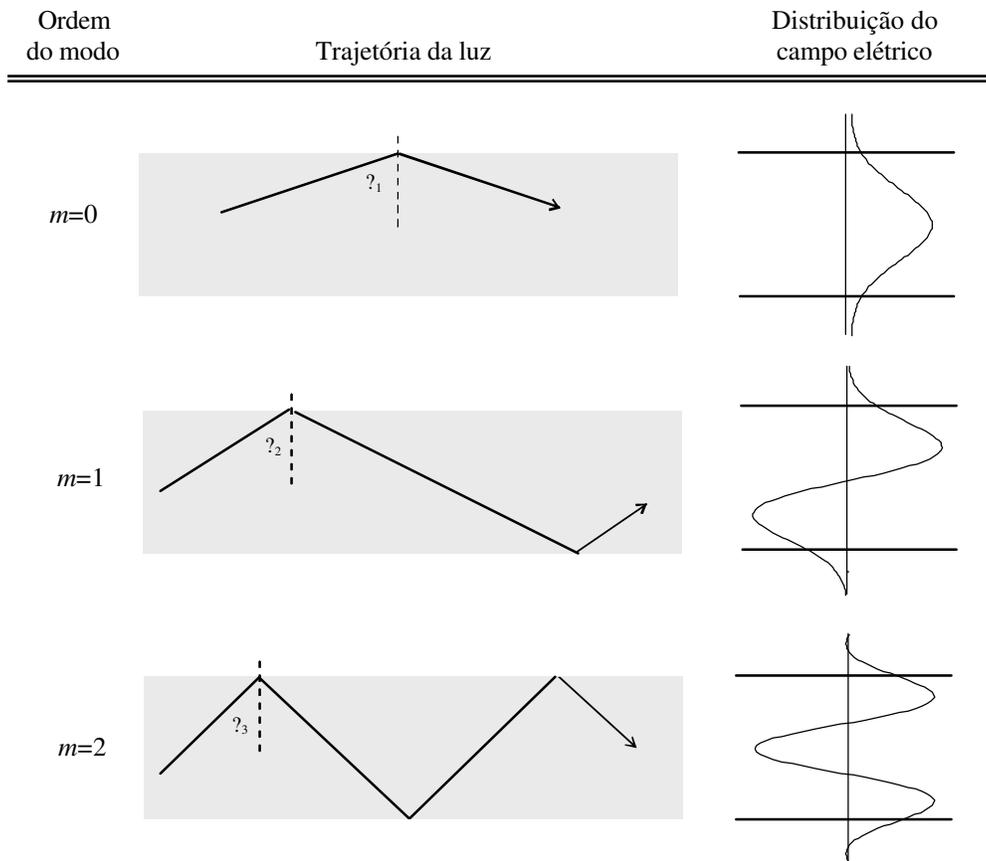


Figura 4.5. Representação esquemática de alguns modos guiados e a distribuição de campo elétrico para os referentes modos.

4.1.4. Ressonador óptico

Entende-se por ressonador óptico um guia de onda limitado pelos extremos [27]. Num ressonador óptico os campos eletromagnéticos podem existir através de repetidas reflexões entre os extremos mantendo as distribuições de amplitudes. As configurações de campo estudadas na seção anterior compõem os modos eletromagnéticos transversais (TEM) de um ressonador. Modos transversais são definidos por TEM_{mn} para coordenadas cartesianas. Os inteiros m e n representam o número de zeros da intensidade transversa ao eixo do ressonador nas direções vertical e horizontal. O modo de ordem mais baixo é o modo TEM_{00} , que têm um perfil de intensidade Gaussiano com o máximo no eixo. Para modos de ordem superior, os máximos ocorrem fora do eixo.

4.2. Guias de onda de a-SiO_x:H(Er)

Com o objetivo de estudar a fotoluminescência e a possibilidade de detecção de emissão estimulada do a-Si:H(Er) e do a-SiO_x:H(Er), fabricamos guias de onda utilizando técnicas de fabricação de microeletrônica.

Nesta geometria, mostrada esquematicamente na Figura 4.6, a luz emitida pelo érbio (na região cinza escuro), produzida por excitação ótica, encontra-se confinada dentro

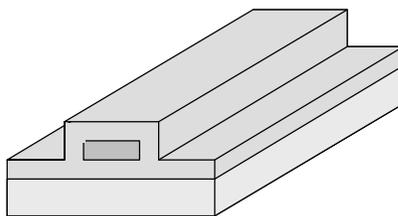


Figura 4.6. Esquema de guia de onda de a-Si:H(Er).

de uma cavidade com características de ressonador ótico de seção retangular. Em tais condições e existindo inversão de população pode ocorrer emissão estimulada.

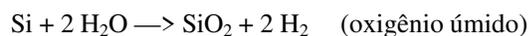
4.2.1. Fabricação

Guias de onda da ordem de $\sim 1-5 \mu\text{m}$ de largura são obtidos por técnicas de fotolitografia e corrosão por plasma numa camada de $\sim 0.5 \mu\text{m}$ de espessura de a-Si:H(Er) ou a-SiO_x:H(Er) depositada por rf *co-sputtering* sobre um *wafers* de Si cristalino oxidado. A oxidação do silício tem o fim de garantir que o índice de refração exterior ao guia seja menor ao do a-Si:H(Er) ($n_{\text{Si}} = 3.48$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.51$ e $n_{\text{a-SiO}_x\text{H(Er)}} \sim 2.5$) e possa existir confinamento da luz. As amostras são tratadas termicamente para aumentar a intensidade da PL [26]. Os guias de onda de a-Si:H(Er) e a-SiO_x:H(Er) são cobertos por um filme de $\sim 0.5 \mu\text{m}$ de SiO₂ por *PECVD* para aumentar a possibilidade de ter modos de oscilação TEM₀₀. Os extremos planos e paralelos do guia são obtidos por clivagem do substrato.

4.2.1.1. Oxidação

Para nossa aplicação é necessário uma camada de óxido de silício de $\sim 0.5 \mu\text{m}$ de espessura sobre o substrato de Si.

Um filme de SiO₂ pode ser crescido sobre silício numa atmosfera de oxigênio seco ou úmido (vapor). No nosso caso utilizamos a técnica de oxidação úmida por ter uma taxa de crescimento maior [36]. As reações para ambos casos são:



O vapor de água têm uma solubilidade maior que o oxigênio em silício, e por isso a taxa de crescimento em atmosfera úmida é maior.

Realizamos varias experiências de oxidação de *wafers* de Si em atmosfera de oxigênio úmido (fluxo de 3 L/min) num forno equipado com controlador de temperatura com precisão de 1°C (Thermco) (vide esquema na Figura 4.7) a temperaturas de 1000, 1100 e 1150°C e tempos de 30, 45 e 60 min para obter a taxa de crescimento e selecionar os parâmetros para a obtenção de um filme homogêneo de aproximadamente 0.5 µm.

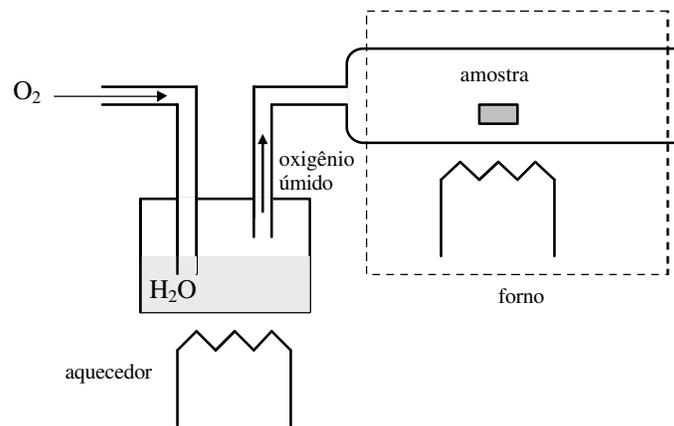


Figura 4.7. Esquema do forno utilizado na oxidação úmida dos substratos de Si.

A espessura do filme foi medida por interferometria (Apêndice II) no visível e os espectros foram simulados[†] (vide Figura 4.8).

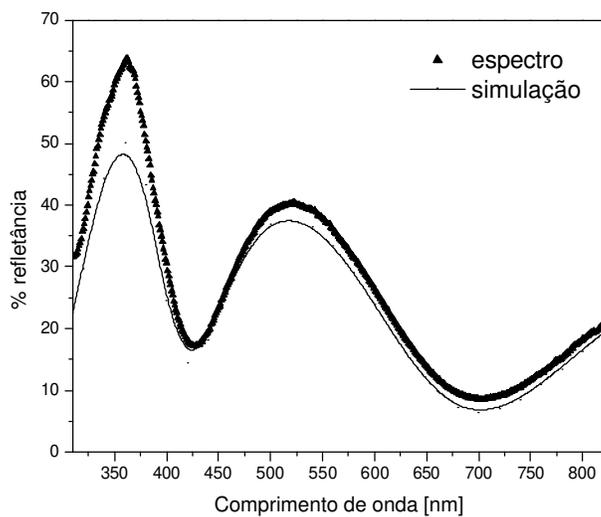


Figura 4.8. Curvas de interferência medida e simulada para o caso particular de uma amostra com camada de SiO_2 de 350 nm de espessura.

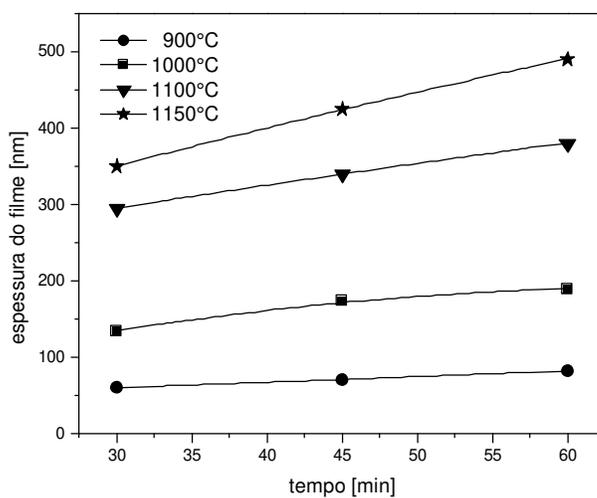


Figura 4.9. Espessura da amostra em função do tempo e temperatura de oxidação.

[†] As simulações foram feitas utilizando as equações do Apêndice II.

As medições da espessura em função da temperatura e do tempo de oxidação (vide Figura 4.9) mostram que para um tempo de 60 min, a uma temperatura de 1150°C e um fluxo de oxigênio de 3 L/min sobre o substrato de Si obtemos um filme de SiO₂ de ~490 nm. No nosso caso, os filmes foram crescidos a 1150°C por 90 min para garantir uma camada de SiO₂ de espessura superior a 500 nm.

4.2.1.2. Deposição de a-SiO_x:H(Er)

A deposição dos filmes de a-Si:H(Er) e a-SiO_x:H(Er) foi realizada utilizando a técnica de *sputtering*. Os parâmetros de deposição foram escolhidos conforme a otimização descrita no Capítulo 2 da tese.

As quantidades de Er e O₂ na deposição para fabricação de guias de onda de a-Si:H(Er) e a-SiO_x:H(Er) foram as mesmas das amostras 00G12A e 00G17B. A primeira delas por apresentar a máxima intensidade de luminescência a baixa temperatura e a segunda por ter a máxima intensidade de PL a temperatura ambiente e, além disso, um baixo *temperature quenching*.

As quantidades de Er e O₂ conforme ao estudo descrito no Capítulo 2 estão reportados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1. Parâmetros de deposição por *rf co-sputtering*.

Amostra	Pressão parcial de O ₂ [10 ⁻⁵ mbar]	# pedaços de Er sobre o alvo
A	5	6
B	0	1

4.2.1.3. Recozimento

O tratamento térmico das amostras *A* e *B* foi realizado a 300°C por 30 min com fluxo de O₂ de 3 L/min, conforme os resultados do estudo do Capítulo 2.

4.2.1.4. Fotolitografia

A fotolitografia é um processo que permite fabricar elementos em dimensões microscópicas. Os padrões micrométricos são criados por luz ultravioleta. O processo utiliza uma imagem ótica e um filme de polímero fotosensível (*fotore Resist*) para produzir um padrão sobre um substrato. Uma ilustração esquemática da seqüência de processos de fotolitografia é mostrada nas Figuras 4.10 e 4.11.

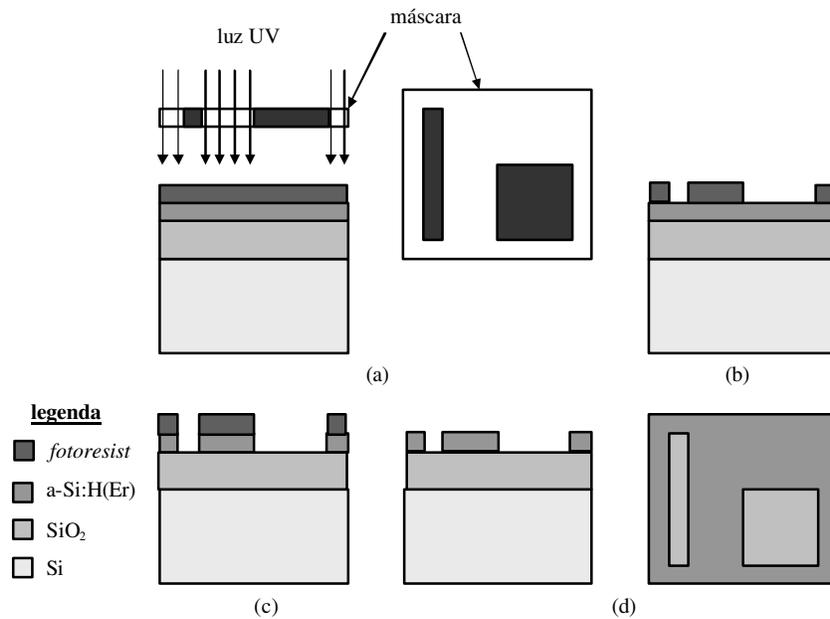


Figura 4.10 Ilustração esquemática da seqüência do processo de fotolitografia negativa. (a) O *fotore Resist* é aplicado na amostra; (a) a mudança da solubilidade é induzida no *fotore Resist* pela exposição do padrão à luz UV; (b) a parte coberta pela máscara do *fotore Resist* é removida por um revelador; (c) corrosão do a-Si:H(Er); (d) o *fotore Resist* é removido.

A fotolitografia depende de muitos parâmetros que devem ser cuidadosamente controlados durante o processo. O *fotore Resist* deve ser espalhado sobre a superfície ficando bem aderido e com uma espessura homogênea. Isto é feito por *spin coating*[†], tipicamente na faixa de 2000-5000 rpm. Após a deposição do filme de *fotore Resist*, a amostra deve ser colocada sobre uma chapa quente[‡] (*prebake*), com o fim de solidificar o *fotore Resist*.

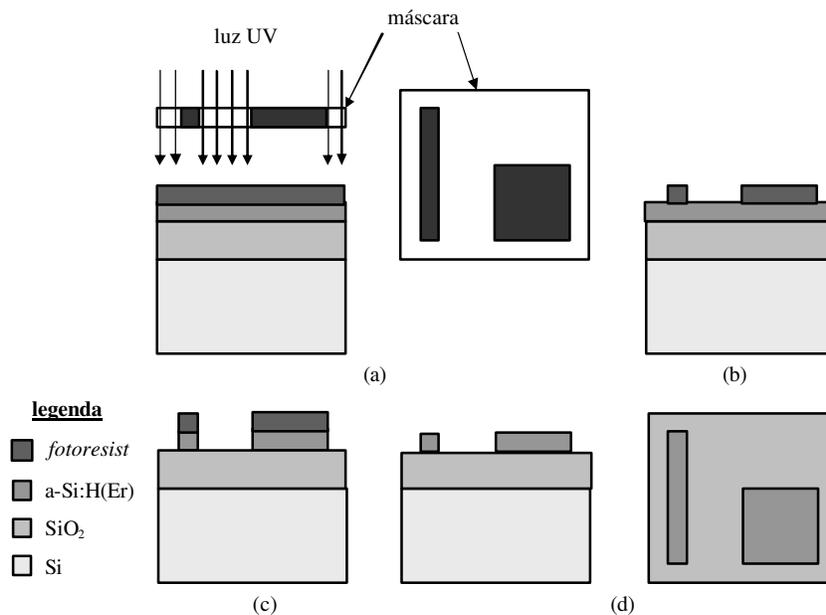


Figura 4.11. Ilustração esquemática da seqüência do processo de fotolitografia positiva. A vantagem do processo é a gravação do padrão da camada de a-Si:H(Er) sobre o SiO_2 de acordo ao desenho da máscara; (a) o *fotore Resist* é aplicado na amostra; (a) uma mudança da solubilidade no *fotore Resist* é induzida pela exposição do padrão à luz UV; a parte exposta do *fotore Resist* é removida por um revelador; (c) corrosão do óxido; (d) o *fotore Resist* é removido.

A colocação da máscara é feita cuidadosamente com um instrumento chamado de alinhadora. No nosso caso, o correto alinhamento da máscara com a direção do substrato de Si cristalino foi muito importante (ver 4.2.3. Clivagem). Depois que a máscara é colocada sobre a amostra na posição certa, segue a exposição da amostra à radiação UV. E muito

[†] Processo no qual o filme de *fotore Resist* é formado sobre a superfície devido à rotação da amostra a alta velocidade.

[‡] Também pode-se utilizar forno, mas o tempo é consideravelmente mais longo [36].

importante o controle do tempo de exposição do *fotore Resist* para garantir uma parede vertical e assim o padrão possa ser transferido sem alterações. A revelação ou remoção da parte do *fotore Resist* que foi exposta à luz (fotolitografia positiva) ou permaneceu coberta pela máscara (fotolitografia negativa), dependendo do *fotore Resist*, deve ser feita também controlando cuidadosamente o tempo. Um tempo excessivo faz que o polímero fotosensível seja removido por completo, enquanto que um tempo insuficiente faz que o perfil da parede do *fotore Resist* fique inclinado. Após a revelação, a amostra pode ser novamente colocada sobre a chapa quente (*postbake*) para restaurar a aderência debilitada pela revelação. Logo, com o padrão da máscara transferido no *fotore Resist*, segue o processo de corrosão (detalhes na seção 4.2.1.6).

4.2.1.5. Fotogravação

A fotogravação foi realizada no laboratório de optoeletrônica do CPqD sobre *wafers* de silício cristalino com camadas de SiO₂ e a-Si:H(Er) seguindo uma receita bem estabelecida. A seqüência e os parâmetros de fotogravação foram:

- Deposição de *fotore Resist* AZ 5214E [37] sobre *wafers* de Si cobertos com a-SiO_x:H(Er) por *spin coating* a 5000 rpm por 30 s.
- *Prebake* em chapa quente a 90°C por 2 min.
- Alinhamento da máscara (STR 002) (vide Figura 4.12) para fotogravação negativa com alinhadora de 0.6 µm de resolução (Karl Süss MJB3).
- Exposição à luz UV (lâmpada de Hg) por 5 s.
- Revelação com AZ 400 [37] 1:3 em H₂O por ~1 min.
- *Postbake* a 120°C por 3 min (chapa quente).

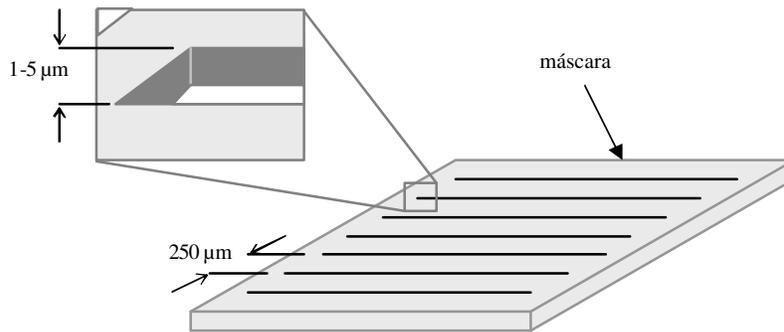


Figura 4.12. Esquema da máscara utilizada na fotogração negativa.

4.2.1.6. Corrosão assistida por plasma (*RIE*)

A corrosão ou *etching*[†] pode realizar-se por dois métodos gerais: *etching* úmido (químico) ou *etching* seco (assistido por plasma). Uma das desvantagens do *etching* úmido é a dificuldade de obter um ataque anisotrópico[‡], enquanto que isso pode ser mais facilmente controlado com os métodos de *etching* assistido por plasma.

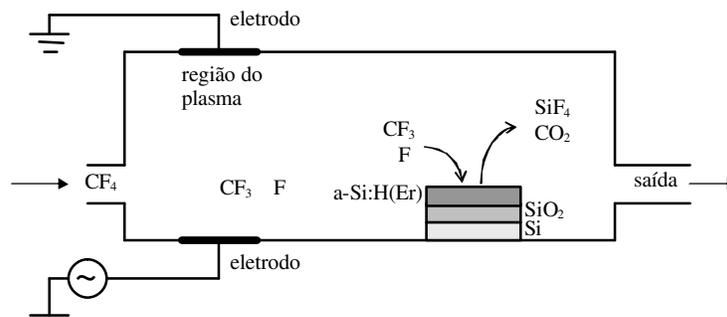


Figura 4.13. Esquema simplificado das reações num processo de corrosão por *RIE* de SiO_2 .

O *RIE* (*Reactive Ion Etching*) é o processo pelo qual a amostra é bombardeada por íons na superfície não coberta pela máscara de *fotore Resist*. No *RIE*, o plasma é formado por precursores de corrosão comumente de flúor ou cloro excitados por uma fonte de rádio

[†] A palavra em inglês é comumente mais utilizada.

[‡] Corrosão só numa determinada direção.

frequência (vide Figura 4.13) cuja potência pode ser escolhida. A maior potência, a energia cinética dos íons aumenta e o processo físico (transferência de momento no impacto) começa a ser preponderante.

No *etching* de gás excitado, é importante um equilíbrio nos processos químicos e físicos para impartir propriedades anisotrópicas [38].

O gás mais comumente utilizado para corrosão de filmes de Si, SiO₂ e Si₃N₄ é o CF₄. No entanto, pelo menos outros 200 gases e misturas foram estudados [39, 40].

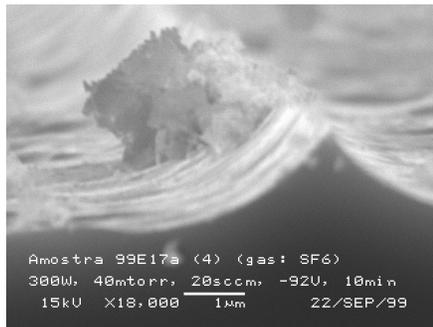
Foram feitos muitos testes de *RIE* (Equipamento Vacutec) no Laboratório de Optoeletrônica do CPqD para conseguir uma corrosão anisotrópica reproduzível. Os parâmetros de potência, pressão e mistura de gases foram ajustados e escolhidos até obter um perfil satisfatoriamente vertical da parede do guia de onda. Foi encontrado que uma mistura de CF₄ e Ar⁺ com alta potência (~300 W, correspondente a uma polarização de ~ -400 V) produz um ataque mais anisotrópico que corrosões a potências menores. As Figuras 4.14 mostram uma série de resultados obtidos de corrosão por *RIE* com diversos parâmetros.

A Figura 4.14 (a) mostra um ataque com SF₆ à uma potência elevada (300 W). Pode-se ver que possivelmente o *fotorealist* foi atacado ou completamente removido durante a corrosão. O *etching* com esses parâmetros resulta muito agressivo. A Figura 4.14 (b) mostra um ataque a baixa potência com CF₄ + O₂. É um típico exemplo de isotropia por corrosão a baixa potência [36]. As Figuras 4.14 (c) e (d) mostram perfil relativamente vertical do guia de onda. A amostra (c) foi atacada com CF₄ + Ar⁺, enquanto que a amostra (d) foi atacada com CF₄ puro. É possível também que um perfil mais vertical foi conseguido devido a espessura do filme. Quando existe mudança de material, as condições para um ataque anisotrópico na interfase também podem mudar [36].

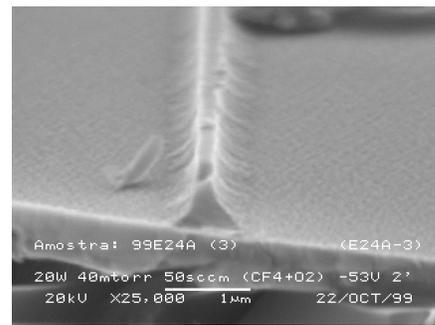
No nosso caso, os parâmetros com melhores resultados na corrosão por plasma *RIE*

baseado em uma série de testes, são:

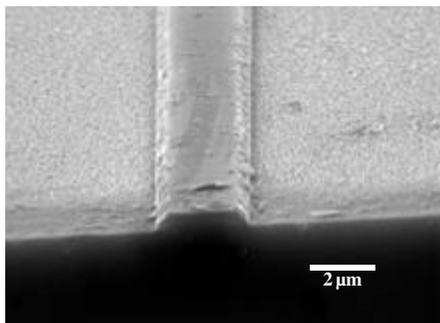
- Potência: 300 W
- Fluxo de CF_4 : 20 sccm
- Fluxo de Ar^+ : 10 sccm
- Pressão: 20 - 40 mtorr
- Bias: ~ -340 V
- Taxa de corrosão: ~ 500 Å/min



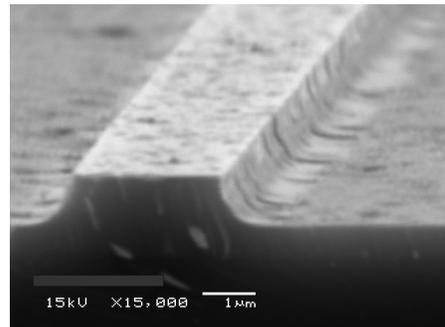
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.14. Imagens de microscopia eletrônica de varredura (LME-LNLS-Campinas, Brasil) que mostram as diferenças entre processos de corrosão por *RIE* com distintos parâmetros de pressão, potência, gás, etc. (a) 300 W, SF_6 (20 sccm), 40 mtorr e 10 min, 10 mtorr de pressão e 10 min de *etching* (forte *overetch*); (b) 20 W, $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ (50 sccm de CF_4 e 10 sccm de O_2), 40 mtorr e 2 min (ainda ocorre *overetch*); (c) 300 W de potência, $\text{CF}_4 + \text{Ar}^+$ (20 sccm de CF_4 e 10 sccm de Ar^+) (bordas mal definidas); (d) 300 W, CF_4 (20 sccm), 40 mtorr e 10 min (guia aceitável).

4.2.2. Encapsulamento

O encapsulamento dos guias de onda foi no Laboratório de Optoeletrônica do CPqD mediante a técnica de *PECVD* (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) utilizando SiH_4 , N_2O e He a 350°C . Foi depositado um filme de SiO_2 de ~ 550 nm de espessura (vide Figura 4.15).

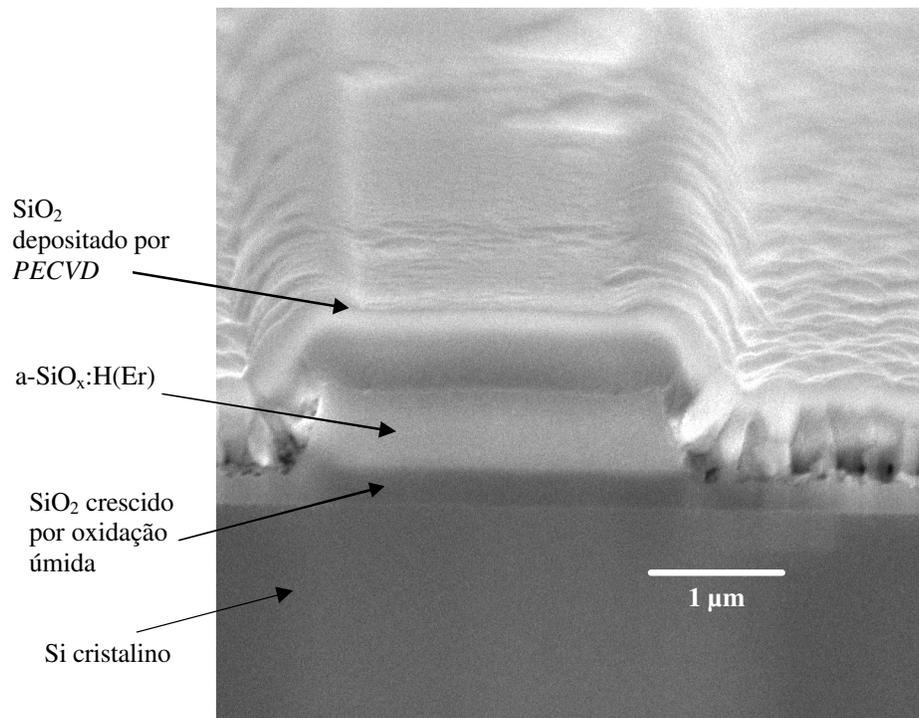


Figura 4.15. Micrografia FEG-SEM (LME-LNLS) mostrando um guia de onda de $\text{a-SiO}_x\text{:H(Er)}$ encapsulado por SiO_2 .

4.2.3. Clivagem

Para conseguir que os extremos do guia de onda fiquem perfeitamente planos e paralelos, os substratos de silício foram clivados. No processo de clivagem de substratos comuns de 250 μm de espessura, devido à dureza do silício, as faces dos guias ficam irregulares (vide Figura 4.16 (a)). Para evitar isso, os guias de onda foram fabricados sobre

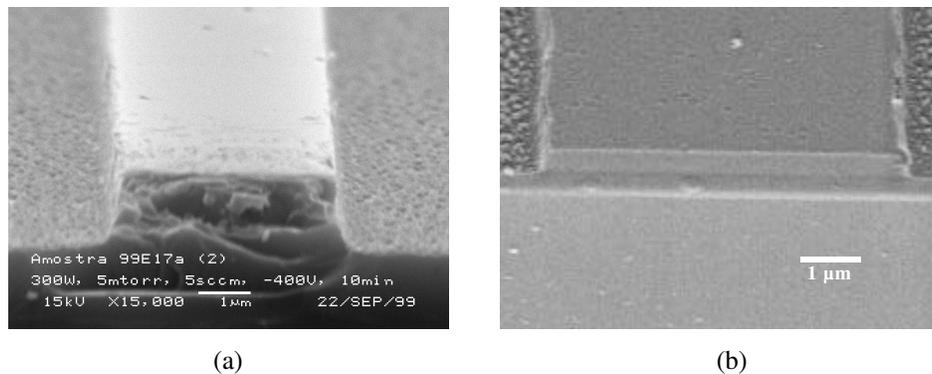


Figura 4.16. Micrografias de extremos de guias de onda obtidos por clivagem: (a) substrato de Si <100> de 250 μm de espessura e (b) substrato de Si <100> de 89 μm de espessura.

substratos de silício de orientação <100> de 89 μm de espessura. A clivagem de substratos finos apresenta menor dificuldade e uma superfície clivada perfeita (vide Figura 4.16 (b)).

É importante ressaltar que no processo de fotogração, as linhas devem ficar orientadas paralelamente à direção do substrato para obter as faces clivadas ortogonais aos guias de onda.

Os guias de onda de $\alpha\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ obtidos com a clivagem e utilizados para as medições foram de ~ 6 mm de comprimento. Para essas dimensões, utilizando as relações de um interferômetro de Fabry-Perot [27]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2nd}$$

onde $\lambda_0 = 1.54 \mu\text{m}$, $n \sim 2.5$ e $d = 6 \text{ mm}$, obtemos a separação esperada entre dois modos normais consecutivos: $\Delta\lambda \sim 0.1 \text{ nm}$.

4.3. Medição da PL na geometria de guia de onda

As medições de fotoluminescência do $\alpha\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$ na geometria da guia de onda foram realizadas na amostra *A* montada sobre vidro Corning 7059 excitando os guias a

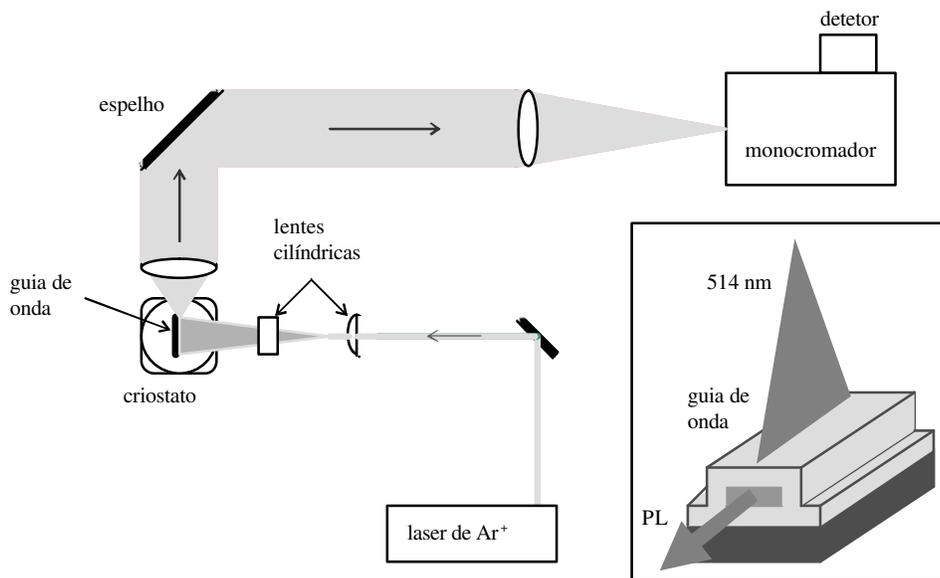


Figura 4.17. Arranjo experimental das medições da PL na geometria de guia de onda.

baixa temperatura ($\sim 20\text{-}300 \text{ K}$) num criostato de ciclo fechado de He (Janis Research Corporation CCS-450) com a linha 514 nm de um laser de Ar^+ CW (Lexel Laser 3500) variando a potência a partir de $\sim 0.001 \text{ MW/cm}^2$ até $\sim 0.2 \text{ MW/cm}^2$. O feixe de excitação foi focalizado ao longo do guia de onda mediante duas lentes cilíndricas em quadratura (vide

Figura 4.17). A luz emitida pelo guia de onda foi coletada por um esquema experimental análogo ao utilizado na otimização da PL (Capítulo 2).

Para essas medidas, devido à pequena dimensão dos guias, o alinhamento e a limpeza das amostras é crítico. As medições de PL foram realizadas logo após da clivagem e a montagem no criostato foi com cuidado extremo para não danificar os guias de onda.

4.4. Resultados

Devido a limitações de espaço no criostato, foram medidas apenas ~15 guias de onda. Os guias da amostra A apresentaram dois comportamentos de PL distintos.. A maior parte dos guias acrescenta espectros de fotoluminescência típicos para o Er^{3+} na matriz de $\text{a-SiO}_x\text{:H}$ (vide Figura 4.18), chamaremos estes guias de “ruins”. Neles, a intensidade de PL é sub-linear para potências de excitação até ~1200 mW. A intensidade de PL (I_{PL}) pode ser descrita como $I_{\text{PL}} \sim P^\gamma$ onde P é a potência de excitação e $\gamma=0.78$ (ver gráfico inserido na figura 4.18). Para potências maiores que ~1200 mW se observa uma saturação da intensidade de PL, provavelmente devido à recombinação Auger na matriz de $\text{a-SiO}_x\text{:H}$ [28] e o aquecimento do material (vide Figura 4.19).

Aproximadamente 90% dos guias mostram-se “ruins”. Os guias “ruins” apresentam esse comportamento devido a defeitos na fabricação ou na clivagem.

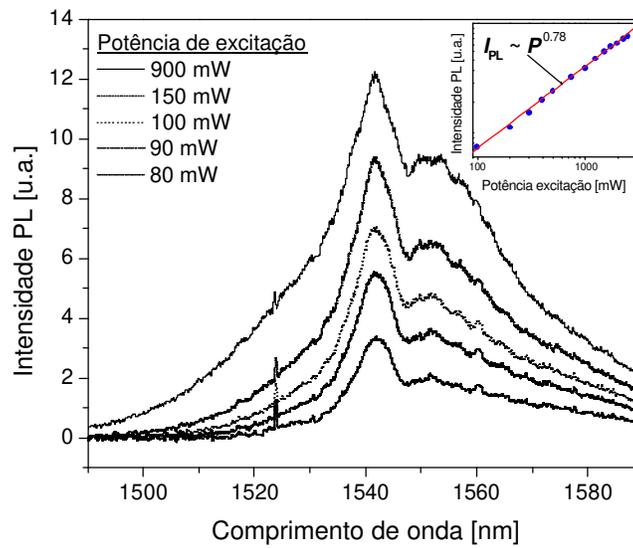


Figura 4.18. Espectros de PL de a-SiO_x:H(Er) a 15 K na geometria de guia de onda para diferentes potências de excitação ótica (514 nm CW) na faixa de 80 até 900 mW. O gráfico inserido mostra o comportamento sub-linear da intensidade de PL com a potência de excitação.

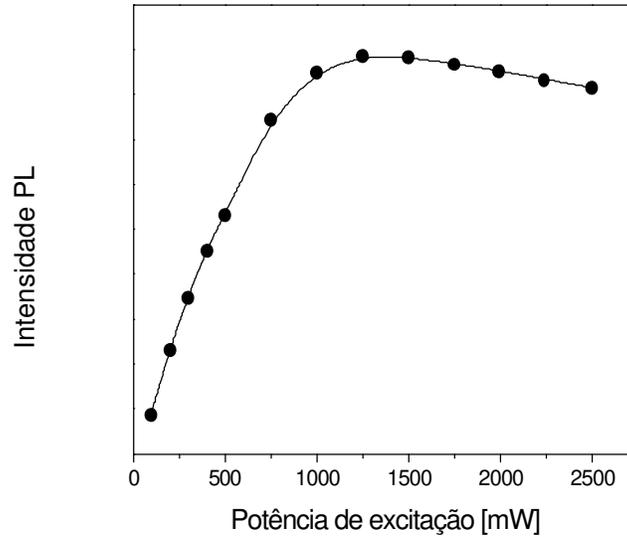


Figura 4.19. Gráfico da intensidade de PL do a-SiO_x:H(Er) a 20 K na geometria de guia de onda em função da potência de excitação. É possível apreciar saturação a partir de ~1200 mW.

Dois guias de onda (chamados de “bons”) apresentam padrões de interferência (Figuras 4.20 e 4.21). Eles foram obtidos na amostra *A* a uma temperatura de 20 K. O gráfico da Figura 4.20 foi obtido com uma potência de excitação de 750 mW (514 nm CW). O gráfico apresenta um padrão de interferência característico de uma cavidade ótica modulando a PL do Er^{3+} . Isso significa que o comprimento de coerência da luz emitida é pelo menos igual ao dobro do comprimento ótico da cavidade.

Os modos de cavidade apresentam uma separação ?? de ~4 nm, 40 vezes maior do que o previsto. Isso indica que é possível que na verdade o comprimento efetivo da cavidade seja menor do que esperamos. Isso parece indicar que pode existir um defeito no meio do guia que atua como espelho, já que uma separação como essa é para um comprimento de interferômetro de ~200 μm .

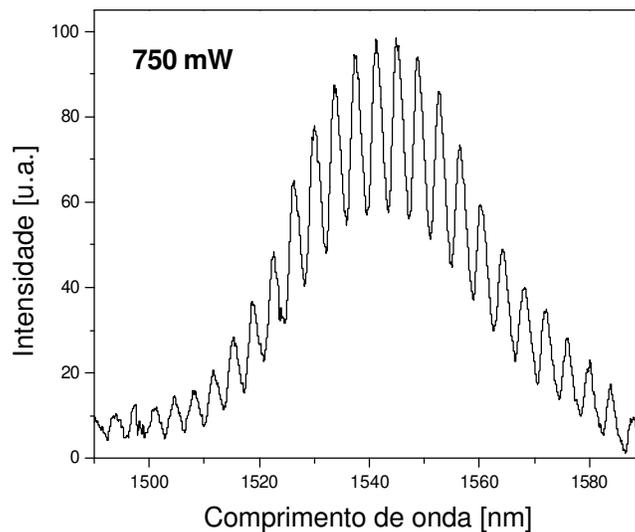


Figura 4.20. Espectro de emissão de um guia de onda de $\text{a-SiO}_x\text{:H(Er)}$ para uma potência de excitação ótica (514 nm) de 750 mW.

No gráfico inserido (vide Figura 4.21) está representada a intensidade de PL (I_{PL}) em função da potência de excitação em uma escala semi-log. Dependência exponencial de I_{PL} com a excitação é uma indicação de emissão estimulada, próxima ao limiar de inversão

de população. Com efeito, a aparição de franjas de interferência e a dependência exponencial da intensidade ocorrem em um sistema de 3 níveis logo antes de atingirmos emissão laser (vide Figura 4.22).

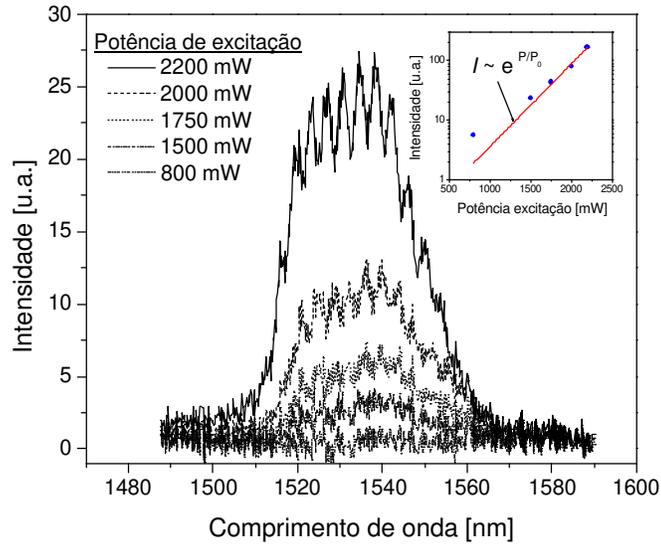


Figura 4.21. Espectro de emissão de um guia de onda de $\text{SiO}_x\text{:H(Er)}$ para potências de excitação ótica (514 nm CW) de 800 até 2200 mW. O gráfico mostra comportamento exponencial da intensidade com a potência de excitação.

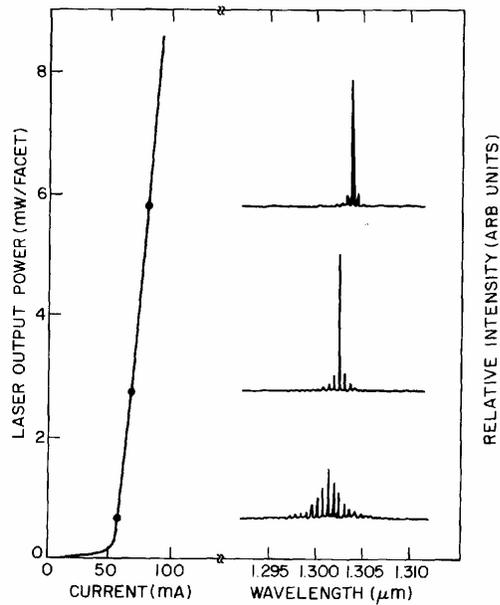


Figura 4.22. Comportamento esquemático da potência de saída de um laser em função da corrente de excitação. Figura retirada da referência [41].

Capítulo 5.

Conclusões

O objetivo deste trabalho era verificar se ocorreria emissão estimulada em $a\text{-SiO}_x\text{:H(Er)}$. Para isso foi realizado um estudo preliminar buscando a melhor composição do material para maximizar a PL.

Encontramos máxima PL a 15 K para amostras com o mínimo de oxigênio incorporado, e máxima PL a temperatura ambiente para amostras com ~10 at.% de oxigênio, todas recozidas por 30 min a 300°C.

Não foi possível detectar dependência do tempo de vida com a intensidade de luminescência nem com a temperatura. A mesma situação ocorre com Er^{3+} implantado em *SIPOS*.

A ausência de dependência dos tempos de vida com a temperatura indica que os processos de de-excitação do Er^{3+} via múltipla emissão de fônons são desprezíveis.

O decaimento da PL consiste em dois tempos de vida de comportamento exponencial, os quais podem ser associados à dois sítios dos íons de Er^{3+} na matriz de silício amorfo.

Os tempos de vida estão na faixa de 10 à 100 μ s, muito mais curtos de que os encontrados em óxidos ou vidros fluoretos ou cristais. Os tempos podem ser maiores devido em estes outros materiais devido ao incremento da sua simetria.

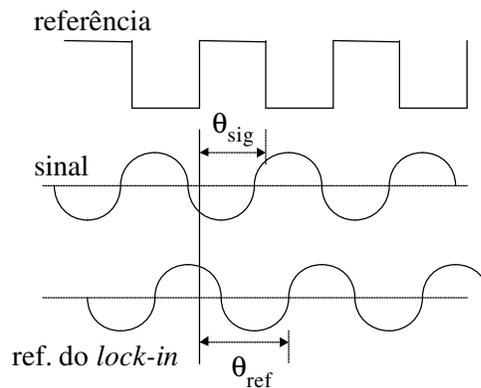
Foram fabricados guias de onda de 2 μ m de largura utilizando técnicas litográficas de microeletrônica. Em alguns guias foram detectados modos de cavidade e dependência exponencial da intensidade de luminescência com a potência de excitação. Estes efeitos indicam emissão estimulada, próxima ao limiar de emissão laser.

Isso indica que com uma futura otimização dos dispositivos e utilizando bombeio pulsado é possível que venhamos a obter emissão laser.

Apêndice I.

Amplificador *lock-in*[†]

As medições com o amplificador *lock-in* requerem sempre uma frequência de referência. Tipicamente um experimento é excitado à uma frequência fixa (de um oscilador ou de um gerador de funções) e o *lock-in* detecta a resposta do experimento na frequência de referência. No diagrama da figura, o sinal de referência é uma onda quadrada de frequência ω_r . Se a saída senoidal do gerador de funções é utilizada para excitar o experimento, a resposta pode ser o sinal oscilatório mostrado abaixo. O sinal é $V_{sig} \sin(\omega_r t + \theta_{sig})$ onde V_{sig} é a amplitude do sinal.



[†] Manual do *lock-in* SR 830 (Stanford Research).

O *lock-in* gera sua própria função seno, mostrada na figura como referência do *lock-in*. A referência do *lock-in* é expressa pela função $V_L \sin(\omega_L t + \theta_{ref})$.

O *lock-in* amplifica o sinal e o multiplica pela referência utilizando um detector sensível à fase (*PSD Phase-Sensitive Detector*). A saída do *PSD* é simplesmente o produto de duas ondas seno.

$$\begin{aligned} V_{PSD} &= V_{sig} V_L \sin(\omega_r t + \theta_{sig}) \sin(\omega_L t + \theta_{ref}) \\ &= 1/2 V_{sig} V_L \cos([\omega_r - \omega_L]t + \theta_{sig} - \theta_{ref}) - \\ &\quad 1/2 V_{sig} V_L \cos([\omega_r + \omega_L]t + \theta_{sig} - \theta_{ref}) \end{aligned}$$

A saída do *PSD* consiste em dois sinais AC, um deles na diferença $(\omega_r - \omega_L)$ e o outro na soma de frequências $(\omega_r + \omega_L)$.

Se a saída do *PSD* é passada através de um filtro passa baixa, os sinais AC são eliminados. No entanto, para evitar que V_{PSD} se anule, devemos ter $\omega_r = \omega_L$. Assim, a componente da diferença de frequências é um sinal DC. Nesse caso, a saída do *PSD* filtrada é um sinal DC proporcional à amplitude do sinal:

$$V_{PSD} = 1/2 V_{sig} V_L \cos(\theta_{sig} - \theta_{ref})$$

Ajustando θ_{ref} é possível fazer que $\theta_{sig} - \theta_{ref} = 0$ de maneira que pode-se medir V_{sig} . Agora, se $\theta_{sig} - \theta_{ref} = 90^\circ$ a saída do *PSD* anula-se. No entanto, se um segundo *PSD* multiplica o sinal com a referência em quadratura, isto é, $V_L \sin(\omega_L + \theta_{ref} + 90^\circ)$, a saída filtrada pelo passa baixa será

$$V_{PSD2} = 1/2 V_{sig} V_L \sin(\theta_{sig} - \theta_{ref})$$

$$V_{PDS2} \propto V_{sig} \sin \theta$$

onde $\theta = \theta_{sig} - \theta_{ref}$.

Então existem duas saídas do detector, uma delas proporcional a $\cos \theta$ e a outra a $\sin \theta$. A primeira é chamada de X e a segunda de Y ,

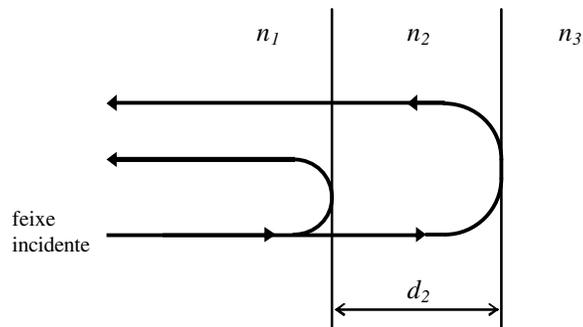
$$X = V_{sig} \cos \theta \qquad Y = V_{sig} \sin \theta$$

estas duas quantidades representam o sinal como um vector relativo à referência do *lock-in*. X é chamado de “em fase” e Y de componente “em quadratura”.

Apêndice II.

Interferometria[†]

Consideramos um sistema de 3 meios ópticos de índices de refração n_1 , n_2 e n_3 e um feixe de luz incidindo normalmente (vide Figura).



Quando a luz atravessar uma camada (de esquerda à direita) um fator $e^{-i\beta_j}$ é introduzido, onde

$$\beta_j \equiv \frac{2\pi}{\lambda} n_j d_j,$$

[†] A teoria detalhada pode ser encontrada no livro *Optics*, Klein & Furtak, Cap. 5.

e onde λ é o comprimento de onda da luz, n_j o índice de refração e d_j a espessura da camada j .

Definimos a matriz de propagação da luz através de camadas

$$\mathbf{L}_j \equiv \begin{pmatrix} e^{-i\beta_j d_j} & 0 \\ 0 & e^{i\beta_j d_j} \end{pmatrix},$$

e também a matriz de transição na interface ij

$$\mathbf{H}_{ij} = \frac{1}{\tau_{ij}} \begin{pmatrix} 1 & \rho_{ij} \\ \rho_{ij} & 1 \end{pmatrix}$$

onde ρ_{ij} e τ_{ij} são os coeficientes de reflexão e transmissão, respectivamente.

Finalmente definimos a matriz para o sistema de camadas total

$$\mathbf{S}_{13} \equiv \mathbf{H}_{12} \mathbf{L}_2 \mathbf{H}_{23}$$

onde os índices 13 indicam o número de camadas diferentes.

Então a reflectância pode ser obtida por

$$R = |\rho|^2 \equiv \left| \frac{S_{12}}{S_{22}} \right|^2.$$

Lembrando que $\rho_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j}$, temos para o caso particular de três camadas

$$R = \frac{4\rho_{12}\rho_{23} \cos^2 \beta + (\rho_{12} - \rho_{23})^2}{4\rho_{12}\rho_{23} \cos^2 \beta + (1 - \rho_{12}\rho_{23})^2}.$$

Bibliografia

- [1] *Rare Earth Doped Semiconductors*, edited by G. S. Pomreke, P. B. Klein and W. Langer (Materials Research Society, Pittsburgh, 1993), Vol. 301,.
- [2] *Rare Earth Doped Semiconductors II*, edited by S. Coffa, A. Polman and R. N. Schwarz, (Materials Research Society, Pittsburgh, 1996), Vol. 422.
- [3] E. Desurvire, *Erbium-Doped Fiber Amplifiers* (John Wiley and Sons, New York, 1994).
- [4] A. Polman, G. N. van den Hoven, J. S. Custer, H. H. Shin and R. Serna, *J. Appl. Phys.* **77**, 1256 (1995).
- [5] S. Komuro, S. Mayurama, T. Morikawa, X. Zhao, H. Isshiki and Y. Aoyagi, *App. Phys. Lett.* **69**, 3896 (1996).
- [6] T. Österreich, C. Swiatkowski and I. Broser, *App. Phys. Lett.* **56**, 446 (1990).
- [7] T. Kimura, A. Yokoi, H. Hiroguchi, R. Saito, T. Ikoma and A. Sato, *App. Phys. Lett.* **65**, 983 (1994).
- [8] M. S. Bresler, O. B. Gusev, V. Kh. Zakharchenya, W. Fuhs and A. Sturm, *App. Phys. Lett.* **67**, 3599 (1995).

- [9] 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 (1995).
- [10] B. R. Judd, *Phys. Rev.* **127**, 750 (1962).
- [11] H. Kühne, G. Weiser, E. I. Terukov, A. N. Kusnetsov and Kh. Kudoyarova, *J. Appl. Phys.* **86**, 896 (1999).
- [12] W. Fuhs, I. Ulber, G. Weiser, *Phys. Rev. B* **56**, 9545 (1997).
- [13] L. R. Tessler, *Braz. J. Phys.* **29**, 616 (1999).
- [14] W. L. Ng, M. A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao and K. P. Homewood *NATURE* **410**, 192 (6825)
- [15] P. G. Kik, *Energy Transfer in Erbium-Doped Optical Waveguides Based on Silicon*, (Ph.D. Thesis, FOM-Institute for Atomic and Molecular Physics, The Netherlands, 2000). (<http://www.amolf.nl>)
- [16] K. Hattori, T. Kitagawa, M. Oguma, Y. Ohmori and M. Hiroguchi, *Electron. Lett.* **30**, 856 (1994).
- [17] R. N. Ghosh, J. Shmulovich, C. F. Kane, M. R. X. de Barros, G. Nykolak, A. J. Bruce and P. C. Becker, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 518 (1996).
- [18] X. Zhao, S. Komuro, H. Isshiki and Y. Aoyagi, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 120 (1999).
- [19] R. Reisfeld and C. K. Jørgensen, *Lasers and Excited States of Rare Earths* (Springer-Verlag, Berlin, 1977).
- [20] J. H. Shin, G. N. van den Hoven and A. Polman, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 377 (1995).
- [21] S. Komuro, T. Katsumata and T. Morikawa, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 377 (1999).
- [22] S. Seo and J. Shin, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 4070 (1999).

- [23] P. G. Kik and A. Polman, *J. Appl. Phys.* **88**, 1992 (2000).
- [24] L. R. Tessler and A. C. Iñiguez, in *Amorphous and Microcrystalline Silicon Technology*, edited by S. Wagner, M. Hack, H. M. Branz, R. Schroop and I. Shimizu, (Mat. Res. Soc. Proc., Pittsburgh, 1988), Vol. 507.
- [25] B. Chapman, *Glow Discharge Processes* (John Wiley and Sons, New York, 1980).
- [26] A. R. Zanatta, L. A. Nunes and L. R. Tessler, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 511 (1997).
- [27] W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- [28] R. A. Street, *Hydrogenated Amorphous Silicon* (Cambridge University Press, Cambridge, 1991).
- [29] S. P. Depinna and D. J. Dunstan, *Phil. Mag. B* **50**, 579 (1984).
- [30] D. J. Dusntan, *Phil. Mag. B* **52**, 111 (1985).
- [31] Terukov, V. Kh. Kudoyarova, O. I. Kon'kov, E. A. Konstantinova, B. V. Kamanev and V. Yu. Timoshenko, *Amorphous, Vitreous and Porous Semiconductors* **34**, 92 (1999).
- [32] G. N. van den Hoven, J. H. Shin, A. Polman, S. Lombardo and S. U. Campisano, *J. Appl. Phys.* **78**, 2642 (1995).
- [33] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (John Wiley and Sons, Madrid, 1966).
- [34] E. Hecht and A. Zajac, *Óptica* (Addison Wesley, U.S.A., 1986).
- [35] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, Oxford, 1991).
- [36] W. M. Moreau, *Semiconductor Lithography* (Plenum press, New York, 1988).
- [37] <http://www.azresist.com>
- [38] P. Koldner, A. Katzir and N. Hartsough, *J. Vac. Sci. Tech.* **B1**, 501 (1993).

- [39] J. Coburn, *Plasma Chem. Plasma Process* **2**, 1 (1982).
- [40] C. Melbier-Smith and C. Mogab, in *Thin Film Processes*, edited by J. Vossen and W. Kern, Academic Press, 497, 1978.
- [41] R. J. Nelson, R. B. Wilson, P. D. Wright, P. A. Barnes and N. K. Dutta, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 202 (1981).