

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**LASER DE Nd:YLF PARA APLICAÇÕES EM LIDAR**

**MARCO ANTONIO FERRARI**

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear – Materiais.

Orientador: Dr. Niklaus Ursus Wetter

SÃO PAULO

2008

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**LASER DE Nd:YLF PARA APLICAÇÕES EM LIDAR**

**MARCO ANTONIO FERRARI**

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para a obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear – Materiais.

Orientador: Dr. Niklaus Ursus Wetter

SÃO PAULO

2008

Aos meus pais, Orestes e Leonilda,  
à minhas irmãs Elizabeth e Claudia  
e à minha noiva Silvana.  
Sem vocês, nada valeria a pena.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço ao Dr. Niklaus Ursus Wetter pela orientação e pelos conhecimentos transmitidos.

Aos amigos do laboratório de desenvolvimento de lasers do CLA, Alessandro, Eduardo, Fabíola, Jonas e Paulo pelo valioso companheirismo e apoio.

Ao Marcos e ao Paulo da oficina mecânica do CLA, sempre prestativos.

O Senhor é o meu pastor, nada me faltará.  
Deitar-me faz em verdes pastos, guia-me mansamente a águas tranqüilas.  
Refrigera a minha alma; guia-me pelas veredas da justiça, por amor  
do seu nome.  
Ainda que eu andasse pelo vale da sombra da morte, não temeria mal  
algum, porque tu estás comigo; a tua vara e o teu cajado me  
consolam.  
Preparas uma mesa perante mim na presença dos meus inimigos,  
unges a minha cabeça com óleo, o meu cálice transborda.  
Certamente que a bondade e a misericórdia me seguirão todos os  
dias da minha vida; e habitarei na casa do Senhor por longos dias.

Salmo 23

# LASER DE Nd:YLF PARA APLICAÇÕES EM LIDAR

Marco Antonio Ferrari

## RESUMO

A utilização de lasers de estado sólido bombeados por diodos laser tem atraído interesse crescente devido a sua alta eficiência, seu tamanho compacto e com a possibilidade da operação com altas potências-pico. O objetivo deste trabalho foi estudar configurações de cavidades ressonantes laser, que possibilitem a obtenção de pulsos chaveados Q e futura dobra de frequência, para aplicações em LIDAR (*Light Detection and Ranging*), utilizando como meio ativo cristais de Nd:YLF crescidos pelo método de *Czochralski* no Centro de Lasers e Aplicações – IPEN – USP, com bombeio lateral por diodo laser, com uma, duas, quatro e nove reflexões internas totais do feixe laser na superfície do cristal. Das seis cavidades construídas, três cavidades foram desenvolvidas para operarem com baixo ganho, grande armazenamento de energia e com grande aproveitamento de inversão de população, bombeadas com diodo laser em 806 nm e outras três cavidades foram desenvolvidas para operarem com alta absorção de bombeio e alto ganho, bombeadas com diodo laser emitindo em 797 nm. Das seis cavidades desenvolvidas, as que apresentaram melhor eficiência de conversão óptica, foram as cavidades operando com alto ganho e alta absorção (cavidade quatro a seis), com 29,5% e 20,7% de eficiência de conversão óptica, propiciando a obtenção de pulsos chaveados de 20 ns com potência-pico de 160kW.

# LASER DE Nd:YLF PARA APLICAÇÕES EM LIDAR

**Marco Antonio Ferrari**

## **ABSTRACT**

The use of diode pumped, solid state lasers has caused increasing interest due its high efficiency, compactness and possibility of operation in high peak powers. The goal of this work was the study of configurations of laser resonators that allow to obtain Q-switched pulses and a future frequency doubling, for LIDAR (Light Detection and Ranging) applications. Using as active medium Nd:YLF crystals grown by the Czochralski method at the Centro de Lasers e Aplicações – IPEN – USP, side pumping by laser diodes, with one, two, four and nine total internal reflexions of the laser beam at the surface of the crystals was employed. From the six resonators built, three of them were designed to work with low gain, pumped by a laser diode emitting at 806 nm. Another three laser resonators were designed to work with high pump absorption and high gain, pumped by a laser diode emitting at 797 nm. From the six developed resonators, the ones which showed the best optical conversion efficiency, were the resonators designed to work with high gain and high absorption (resonator four to six), showing 29,5% and 20,7% optical conversion efficiency, and enabling obtaining Q-switched pulses of 20 ns, with 160 kW peak power.



## SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 .....	12
INTRODUÇÃO.....	12
1.1 LIDAR .....	14
1.2    Requisitos de um laser para aplicações em LIDAR.....	18
CAPÍTULO 2 .....	20
TEORIA DE LASERS DE ESTADO SÓLIDO .....	20
2.1 - Interação da radiação com a matéria .....	20
2.2 - Coeficientes de Einstein.....	21
2.3 - Absorção e ganho óptico .....	23
2.4 - Lasers de quatro níveis .....	25
2.5 - Bombeio e inversão de população .....	27
2.6 - Saturação de ganho laser.....	28
2.6 - Oscilador laser.....	28
2.7 - Limiar laser e potência de saída.....	30
2.8 - Ressonadores ópticos .....	31
2.8.1 – Modos transversais.....	32
2.9 - Características de um feixe gaussiano.....	35
2.10 - Configurações de ressonadores.....	37
2.10.1 – Ressonadores simétricos .....	40
2.10.2 – Ressonador plano-côncavo .....	41
2.10.3 – Ressonadores côncavo-convexo .....	42
2.10.4 – Ressonadores plano-paralelo.....	42
2.10.5 – Estabilidade de ressonadores .....	42
2.11 – Tempo de vida do fóton na cavidade.....	44
2.12 - Fator de Qualidade da Cavidade – Fator Q.....	45
2.13 - Chaveamento Q .....	46

2.13 - Teoria do chaveamento Q .....	47
2.13.1 - Chaveamento Q passivo .....	51
2.14 - Cristais birrefringentes .....	54
2.14.1 - Cristais Uniaxiais Positivos e Negativos .....	54
CAPÍTULO 3 .....	58
MEIOS ATIVOS PARA LASERS .....	58
3.1- Breve histórico .....	58
3.2 - Propriedades dos materiais de estado sólido para obtenção da ação laser .....	58
3.3 - Principais materiais hospedeiros .....	59
3.3.1 – Vidros .....	59
3.3.2 – Óxidos .....	59
3.3.3 - Tungstatos, Molibdatos, Vanadatos e Berilatos:.....	60
3.3.4 - Fluoretos .....	61
CAPÍTULO 4 .....	63
DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL.....	63
4.1 – Preparação das amostras.....	63
4.2 – Cavityde ressonante 1.....	66
4.3 – Cavityde ressonante 2.....	70
4.4 – Cavityde ressonante 3: .....	73
4.5 – Cavityde ressonante 4: .....	73
4.6 – Cavityde ressonante 5.....	77
4.7 – Cavityde ressonante 6.....	77
5 – RESULTADOS E DISCUSSÃO .....	80
6 – CONCLUSÕES.....	88
7 – PRÓXIMOS PASSOS.....	91
8 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	92

## ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1 - Configuração típica de um sistema LIDAR do tipo mono-estático. O transmissor consiste de uma fonte luminosa com um ou mais comprimentos de onda, um expansor para limitar a divergência do feixe de saída, um telescópio para coleta do sinal, um sistema de detecção com filtros e fotomultiplicadora e um sistema de processamento do sinal.....	21
FIGURA 2 - Espalhamento Rayleigh e Mie.....	16
FIGURA 3 - Ilustração do espalhamento Raman, onde a diferença de energia $h\nu_1 - h\nu_2$ é específico de determinadas moléculas.....	16
FIGURA 4 - Esquema de níveis de um LIDAR de absorção.....	16
FIGURA 5 - No LIDAR de absorção diferencial, conhecendo-se a absorção das duas frequências $h\nu_1$ e $h\nu_2$ , é possível qualificar e quantificar o meio em estudo.....	17
FIGURA 6 - Diagrama de níveis de um espalhamento ressonante .....	17
FIGURA 7 - Diagrama de níveis de um espalhamento fluorescente .....	18
FIGURA 8 - Gráfico da transmissão atmosférica da radiação eletromagnética em função do comprimento de onda. É apresentada a principal molécula absorvedora na atmosfera para um determinado comprimento de onda. Adaptado de [21] .....	19
FIGURA 9 - Representação de níveis de energias discretos, $E_1$ e $E_2$ em um átomo com degenerescências $g_1$ e $g_2$ e população $N_1$ e $N_2$ .....	21
FIGURA 10 - Ilustração da seção de choque de absorção $\sigma_a$ de um átomo em um material óptico, submetido a um feixe de seção transversal $S$ .....	24
FIGURA 11 - Ilustração de um feixe de intensidade $I(z)$ incidindo em um material óptico com uma absorção incremental $I(z + dz)$ .....	25
FIGURA 12 - Diagrama de níveis de energia simplificado de um laser de 4 níveis.....	26
FIGURA 13 - Diagrama esquemático do crescimento da intensidade intracavitária do feixe, em função das reflexões dos espelhos $R_1$ e $R_2$ .....	29
FIGURA 14 - Gráfico da potência de saída de um laser e sua eficiência angular $\eta_s$ , em função da potência de bombeio .....	30

FIGURA 15 - Modos transversais cilíndricos .....	33
FIGURA 16 - Modos transversais cartesianos.....	34
FIGURA 17 - Representação das distribuições de intensidades radiais de um feixe com $TEM_{00}$ , $TEM_{01}$ e $TEM_{10}$ .....	34
FIGURA 18 - Ilustração dos parâmetros associados a divergência angular de um feixe gaussiano.....	36
FIGURA 19 - Ilustração dos principais parâmetros relacionados ao modo em ressonadores com espelhos de curvatura diferentes.....	38
FIGURA 20 - Principais geometrias de ressonadores utilizadas.....	39
FIGURA 21 - Diagrama de estabilidade de ressonadores .....	43
FIGURA 22 - Representação temporal do desenvolvimento de um pulso chaveado Q, apresentando o comportamento das perdas do ressonador, inversão de população e fluxo de fótons, em função do bombeio .....	46
FIGURA 23 - Gráfico das perdas L em função da refletividade do espelho de saída e do parâmetro z.....	49
FIGURA 24 - Gráfico normalizado da energia de saída e da largura de pulso de um laser chaveado Q em função do parâmetro z.....	50
FIGURA 25 - Eficiência de extração de energia de um laser chaveado Q, em função do parâmetro z.....	51
FIGURA 26 - Comportamento não linear de um absorvedor saturável versus fluência normalizada pela fluência de saturação $E_S$ de um absorvedor .....	51
FIGURA 27 - Níveis de energia de um absorvedor saturável, ilustrando $\sigma_{gs}$ como estado de repouso, $\sigma_{es}$ como estado de absorção excitado e $\tau$ o tempo de vida de excitação ...	53
FIGURA 28 - Divisão em duas polarizações ortogonais de um feixe se propagando em um cristal ao longo do eixo x. A polarização orientada no eixo y experimenta índice de refração $n_0$ e a polarização orientada no eixo z experimenta índice de refração $n_e$ .....	55

FIGURA 29 - Representação de um feixe se propagando em um cristal uniaxial positivo a um ângulo $\theta$ com relação ao eixo z e a um ângulo $\phi$ com relação ao eixo x. Os eixos da elipse resultante (área sombreada) representam as duas direções das polarizações resultantes e os comprimentos dos eixos desta elipse representam os índices de refração naquelas direções .....	56
FIGURA 30 - Representação de um feixe se propagando em um cristal uniaxial negativo. A determinação das polarizações resultantes e seus índices de refração são idênticos ao da figura 21 .....	57
FIGURA 31 - Diagrama de níveis de energia simplificado do Nd:YLF .....	61
FIGURA 32 - Cristal volumétrico de Nd:YLF com 1,3 mol%, utilizado para a obtenção das amostras. ....	63
FIGURA 33 - Determinação da orientação do eixo c através da colocação do cristal volumétrico entre polarizadores cruzados .....	64
FIGURA 34 - Padrão de "Cruz de Malta" projetado em uma superfície de papel, obtido se posicionar o feixe de HeNe sobre o eixo c. O eixo c encontra-se no centro da "Cruz de Malta". ....	64
FIGURA 35 - Cristal volumétrico de Nd:YLF já orientado e representação das amostras a serem obtidas. ....	65
FIGURA 36 - Fotografia das amostras já cortadas, lapidadas e polidas com dimensões de 1,2 x 12,4 x 4,2 mm. ....	65
FIGURA 37 - Espectro de absorção das amostras de Nd:YLF já preparadas, nas polarizações $\pi$ e $\sigma$ . A dopagem do cristal é de 1,3 mol% de Nd. ....	66
FIGURA 38 - Curvas de absorção do cristal de Nd:YLF com 1,3mol%, com bombeio de 806nm em $\sigma$ . ....	67
FIGURA 39 - Espectro de emissão do diodo laser de bombeio de 806 nm. ....	67
FIGURA 40 - Espelhos com coating de ouro utilizados para reaproveitamento do feixe de bombeio .....	68
FIGURA 41 - Vista lateral do diodo laser de bombeio, cristal de Nd:YLF e espelho de ouro posicionado na face oposta a de bombeio. ....	68
FIGURA 42 - Esquema construtivo da cavidade ressonante 1, de passo duplo com dois cristais de Nd:YLF com dimensões de 1,2 x 12,4 x 4,2 mm, justapostos .....	69

FIGURA 43 - Suportes de cobre de sustentação dos cristais de Nd:YLF e conjunto de suportes dos cristais e dos diodos de bombeio, respectivamente .....	70
FIGURA 44 - Vista da distribuição dos suportes de cristal, diodos e de espelhos. Note que o tamanho da cavidade é menor que 10 cm. ....	70
FIGURA 45 - Novas amostras de cristais com dimensões de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm, obtidas do cristal volumétrico de dopagem 1,3 mol%. ....	71
FIGURA 46 - Esquema construtivo da cavidade ressonante 2 de passo único, com dois novos cristais de Nd:YLF com dimensões de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm, justapostos. ....	72
FIGURA 47 - Fotografia da cavidade 2 de passo único construída. ....	72
FIGURA 48 - Esquema construtivo da cavidade ressonante 3, com um cristal de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm, e bombeado por um diodo. ....	73
FIGURA 49 - Novo cristal obtido com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm. A orientação do eixo c, perpendicular à face maior, é mostrada .....	74
FIGURA 50 - Espectro de absorção das amostras de Nd:YLF com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm, nas polarizações $\pi$ e $\sigma$ . A dopagem desta amostra é de 0,8 mol% de Nd .....	74
FIGURA 51 - Curvas de absorção do cristal de Nd:YLF com 0,8mol%, com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm, com bombeio de 797nm em $\pi$ . ....	75
FIGURA 52 - Esquema construtivo da cavidade ressonante 4, com bombeio lateral, bombeio do cristal em $\pi$ com uma reflexão interna total na superfície de bombeio e com feixe de 1047nm em ângulo de incidência de Brewster.....	76
FIGURA 53 - Fotografia da cavidade 4 montada com cristal de Nd:YLF com 0,8mol% e com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm .....	76
FIGURA 54 - Ilustração da cavidade 5, com duas reflexões internas totais na face de bombeio, com cristal bombeado em 797 nm. ....	77
FIGURA 55 - Ilustração da cavidade de duas reflexões internas totais com absorvedor saturável Cr <sup>4+</sup> :YAG. ....	78
FIGURA 56 - Absorvedor saturável de Cr <sup>4+</sup> :YAG, utilizado para o chaveamento Q. ....	78

FIGURA 57 - Suporte do absorvedor saturável Cr <sup>4+</sup> :YAG. ....	79
FIGURA 58 - Cavidade com absorvedor saturável Cr <sup>4+</sup> :YAG montada .....	79
FIGURA 59 - Feixe multimodo obtido da cavidade 4 .....	83
FIGURA 60 - Feixe com TEM <sub>30</sub> obtido com a segunda reflexão interna total na cavidade 5 .....	85
FIGURA 61 - Fotografia da obtenção de um pulso chaveado Q de 1047 nm para cada pulso de bombeio. ....	86
FIGURA 62 - Fotografia do pulso chaveado Q de 1047 nm. O pulso apresentou duração de 20 ns FWHM. ....	87
FIGURA 63 - Fotografia do dano causado ao coating do espelho laser devido ao chaveamento Q. Uma mina de grafite de lapiseira de 0,7 mm foi utilizado como referência de dimensão.....	87

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Os lasers de estado sólido bombeados por diodos laser têm despertado atenção de pesquisadores em todo o mundo, devido a sua grande eficiência, sua construção compacta e grande confiabilidade. Eficiências de conversão óptica de 60% foram reportadas [1]. Com o decréscimo do custo dos diodos laser de bombeio, com a diversificação de seus espectros de emissão, e o aumento de sua longevidade, passaram a ser o substituto natural das lâmpadas de gás em muitas aplicações onde se exigem menor estresse ao meio ativo e simplificação dos sistemas eletrônicos de controle, sem o emprego de alta- tensão, típico das aplicações com lâmpadas de gás e da simplificação do sistema de refrigeração.

A geração de segundo harmônico [2,3] e terceiro harmônico [4,5] com lasers bombeados a diodo encontram aplicações onde há a necessidade de feixes com seções bastante reduzidas. As configurações de cavidade se dividem em duas grandes famílias: as configurações onde se realiza bombeio longitudinal, ou seja, no mesmo eixo do feixe laser do meio ativo e as configurações de bombeio lateral, transversal ao eixo do feixe do meio ativo. O diodo laser bombeando longitudinalmente um meio ativo, por ter seu feixe laser de bombeio bastante assimétrico, necessita da utilização de sistemas ópticos de acoplamento do feixe de bombeio ao cristal, tais como conjuntos de fibras ópticas, prismas, dutos de luz, lentes e espelhos com propriedades especiais, que apresentem alta transmissão do comprimento de onda de bombeio e apresentem alta refletividade no comprimento de onda obtido do cristal, o que aumenta a complexidade da cavidade, além de limitar a potência de bombeio, pois nesta configuração ocorre grande deposição de energia de bombeio em um volume pequeno no meio ativo. O estresse térmico provocado por esse tipo de bombeio foi estudado por Ma *et.al* [6], onde foi observado os limiares de fratura de cristais retangulares com e sem ação laser.



O aquecimento não homogêneo do meio ativo levou ao desenvolvimento de técnicas de resfriamento da face de bombeio deste tipo de laser, utilizando fluxo de ar, água, placa de safira e matriz laser não dopado, para transferência de calor [7].

Outro efeito que limita a operação de lasers de Nd:YLF bombeados longitudinalmente é o “*upconversion*” ou conversão ascendente, processo no qual um íon excitado no nível laser superior  $^4F_{3/2}$ , é excitado para um outro nível acima. Este efeito diminui a população do nível laser superior, diminuindo seu tempo de vida [8].

O bombeio lateral do meio ativo apresenta uma variação natural das configurações bombeadas por lâmpada e se apresenta como uma opção mais simples de implementação, por dispensar os complexos sistemas de conformação de feixe dos lasers bombeados longitudinalmente, além de permitir maiores níveis de energia de bombeio e sua distribuição mais homogênea no meio ativo.

Uma característica da configuração de bombeio lateral é a dificuldade da obtenção da oscilação do modo fundamental, mais facilmente obtida no bombeio longitudinal, pois a absorção gradativa do feixe de bombeio lateral pelo meio ativo permite a oscilação de modos com diversos níveis de limiares.

Múltiplas reflexões internas do feixe laser obtidas do meio ativo homogeneízam a distribuição de intensidade do feixe, permitindo a obtenção de modos de ordem menores [9].

Comparativamente com outras matrizes, que recebem o  $Nd^{3+}$  como dopante, o Nd:YLF apresenta como características principais um grande tempo fluorescência (o dobro comparado ao Nd:YAG), muito apropriado para o chaveamento Q e uma polarização natural. Sua dureza e condutividade térmica são aproximadamente metade do Nd:YAG. A birrefringência natural do Nd:YLF se sobrepõe a distorções de polarização provocadas por estresse térmico [10, 11].

Essas características direcionam o uso do Nd:YLF em lasers com alta potência pico, e no modo chaveado, encontra diversas aplicações como processamento de materiais (furação, gravação, corte), na medicina (remoção de lesões pigmentadas, oftalmologia) [12], no sensoriamento remoto (LIDAR), dentre outros [13].

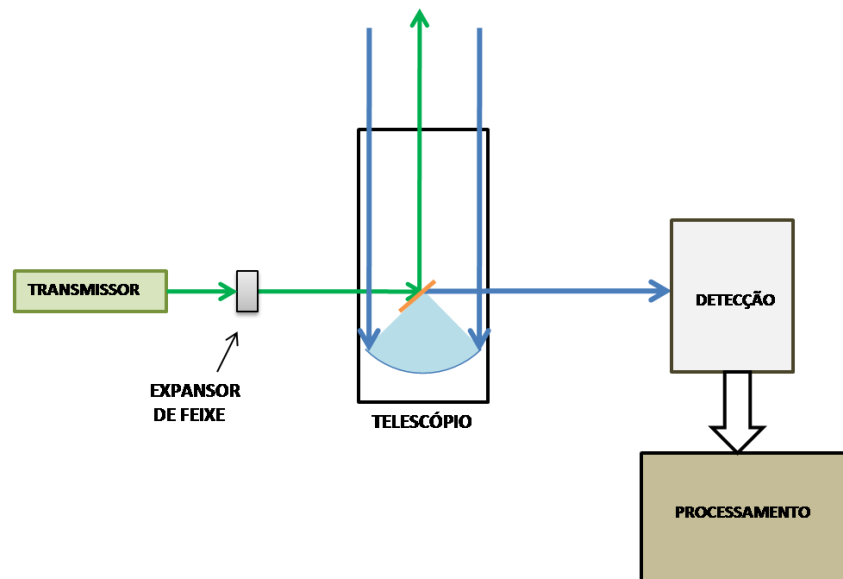
## 1.1 LIDAR

O LIDAR, acrônimo de Light Detection and Ranging, é uma técnica óptica ativa, na qual um feixe de luz é usado para realizar medições remotamente, com resoluções temporais e espaciais.

O LIDAR tem suas origens desde a proposição de um método para avaliar a densidade atmosférica, através do espalhamento de um feixe de luz de um holofote projetado na atmosfera em 1930 por Synge [14], este tipo de sensoriamento evoluiu de maneira considerável. Em 1936, Duclaux [15], obteve os primeiros resultados dos métodos propostos por Synge, através do registro fotográfico da luz espalhada de um holofote. No registro fotográfico o feixe transmitido pelo holofote apresentou-se visível até uma altura de 3,4km. Hulbert [16] ainda em 1936 apresentou registros fotográficos de um feixe visualizável a 28km de altura. O primeiro uso do laser em um sistema LIDAR foi reportado por Smullins e Fiocco [17] que detectaram a luz laser espalhada pela superfície lunar, utilizando um laser de rubi.

Atualmente a configuração mais comum de sistemas LIDAR é o mono-estático coaxial (FIGURA 1), onde o transmissor e o receptor são posicionados juntos, em contrapartida dos bi-estáticos onde o transmissor e receptor estão distantes um do outro e o campo de visão do receptor precisa ser alinhado para se obter o perfil de espalhamento de cada altitude. Os sistemas LIDAR monos-estáticos utilizam fontes luminosas pulsadas como transmissor e medem o tempo de ida e volta da luz espalhada para determinar distâncias. O primeiro uso de um LIDAR mono-estático foi reportado por Bureau [18] em 1938 na medição da altura da base de nuvens. Em 1956, Fredland e colaboradores [19], publicaram o uso do primeiro sistema mono-estático pulsado para medições de densidade atmosférica. Os sistemas LIDAR, tipicamente apresentam a composição ilustrada na figura 1, consistindo de um sistema transmissor, compreendido de um ou mais feixes de luz, atualmente feixes laser, com diferentes comprimentos de onda, que interage com o meio ou objeto em estudo; parte desta luz é retro-espalhada e/ou sofre interação com o meio ou objeto e é capturada pelo sistema de coleta e enviada para a etapa de detecção do sistema lidar. O processamento e análise destes sinais detectados permitem que algumas propriedades quantitativas e qualitativas do meio sejam determinadas. Quando utilizado no sensoriamento remoto da

atmosfera, variáveis como temperatura, pressão, umidade e vento podem ser mensuradas.



**FIGURA 1** - Configuração típica de um sistema LIDAR do tipo mono-estático. O transmissor consiste de uma fonte luminosa com um ou mais comprimentos de onda, um expansor para limitar a divergência do feixe de saída, um telescópio para coleta do sinal, um sistema de detecção com filtros e fotomultiplicadora e um sistema de processamento do sinal.

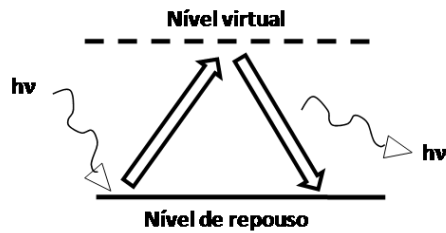
O nome LIDAR engloba uma família de sistemas de sensoriamento remoto. Dentre esses sistemas destacam-se os que exploram uma ou mais das seguintes interações do feixe luminoso com o meio:

#### - Lidar Rayleigh e Mie

Os espalhamentos Rayleigh e Mie são elásticos, ou seja, sem a mudança da frequência do comprimento de onda do feixe espalhado (FIGURA 2). Os sistemas LIDAR que exploram esses espalhamentos, são compostos de um transmissor com um único comprimento de onda. O espalhamento Rayleigh pode ser definido como o espalhamento elástico de partículas que são muito pequenas quando comparadas com o comprimento de onda da radiação espalhada. No sensoriamento remoto da atmosfera com LIDAR, considera-se o nitrogênio e o oxigênio como as principais fontes espalhadoras do espalhamento Rayleigh, pois constituem cerca de 99% da atmosfera molecular terrestre.

O espalhamento Mie, utiliza a teoria elaborada por Gustav Mie [20] e resolve analiticamente o espalhamento da radiação magnética por esferas homogêneas

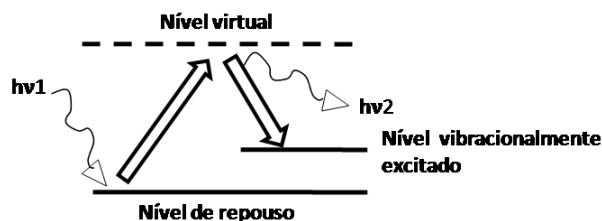
de vários tamanhos e índices de refração e nos sistemas LIDARs, os espalhamentos Mie são oriundos principalmente dos aerossóis da atmosfera.



**FIGURA 2** - Espalhamento Rayleigh e Mie

#### - Lidar Raman

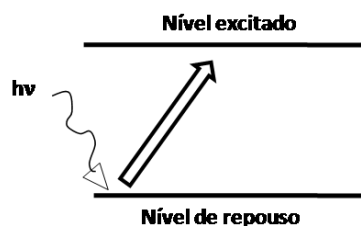
Trata-se de espalhamento inelástico, pois envolve a transferência de energia entre a luz incidente e o meio (FIGURA 3). Ocorre quando uma luz monocromática é espalhada por um gás molecular ou líquido e o espectro do espalhamento contém linhas com comprimentos de onda diferentes do da radiação incidente, devido às mudanças nos níveis de energias rotacionais e vibracionais da molécula. O deslocamento de freqüência da radiação espalhada corresponde a diferença de energia entre os estados moleculares iniciais e finais, sendo específicos da molécula que esta sofrendo a interação. O espalhamento Raman é muito utilizado na medição de água em suas três fases (sólido, líquido e gasoso), pois cada fase apresenta níveis de energia quânticos distintos.



**FIGURA 3** - Ilustração do espalhamento Raman, onde a diferença de energia  $h\nu_1 - h\nu_2$  é específico de determinadas moléculas.

#### - LIDAR de absorção

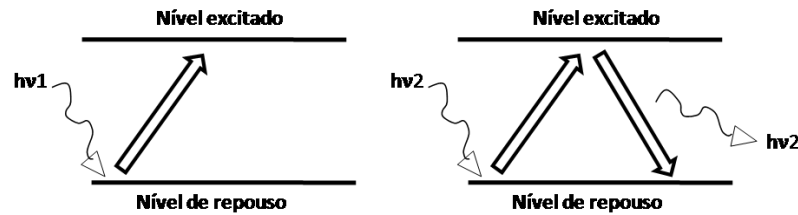
Explora a atenuação do feixe luminoso incidente devido ao casamento de sua freqüência com a da banda de absorção de uma dada molécula (FIGURA 4).



**FIGURA 4** - Esquema de níveis de um LIDAR de absorção.

– LIDAR de absorção diferencial (DIAL)

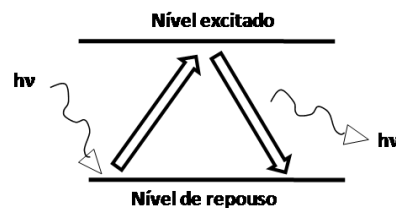
Técnica de detecção de gases de alta sensibilidade, através de linhas de absorção ou bandas de absorção de gases. Nesta técnica emitem-se dois comprimentos de onda, sendo um deles absorvido mais fortemente do que o outro (FIGURA 5). Essa técnica permite a medição de gases como  $O_3$ ,  $NO_2$ ,  $NO$ ,  $N_2O$ ,  $SO_2$ ,  $CH_4$ ,  $HCl$ ,  $NH_4$  dentre outros.



**FIGURA 5** - No LIDAR de absorção diferencial, conhecendo-se a absorção das duas freqüências  $h\nu_1$  e  $h\nu_2$ , é possível qualificar e quantificar o meio em estudo.

- LIDAR de ressonância

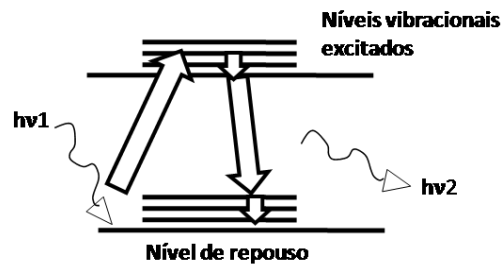
O espalhamento ressonante ocorre quando a energia de um fóton incidente é igual a energia de uma transição permitida em um átomo (FIGURA 6). Trata-se de um processo elástico, no qual um o átomo absorve o fóton incidente e emite instantaneamente outro fóton na mesma freqüência. Pode ser usado para identificar e medir átomos metálicos e íons tais como  $Na$ ,  $K$ ,  $Ca$ ,  $Ca^+$ ,  $Li$  e  $Fe$ .



**FIGURA 6** - Diagrama de níveis de um espalhamento ressonante.

- LIDAR de fluorescência

Uma freqüência incidente coincidente com a freqüência de uma transição específica permitida de um átomo, que sofre absorção e subsequente emissão de energia a uma freqüência menor (FIGURA 7).



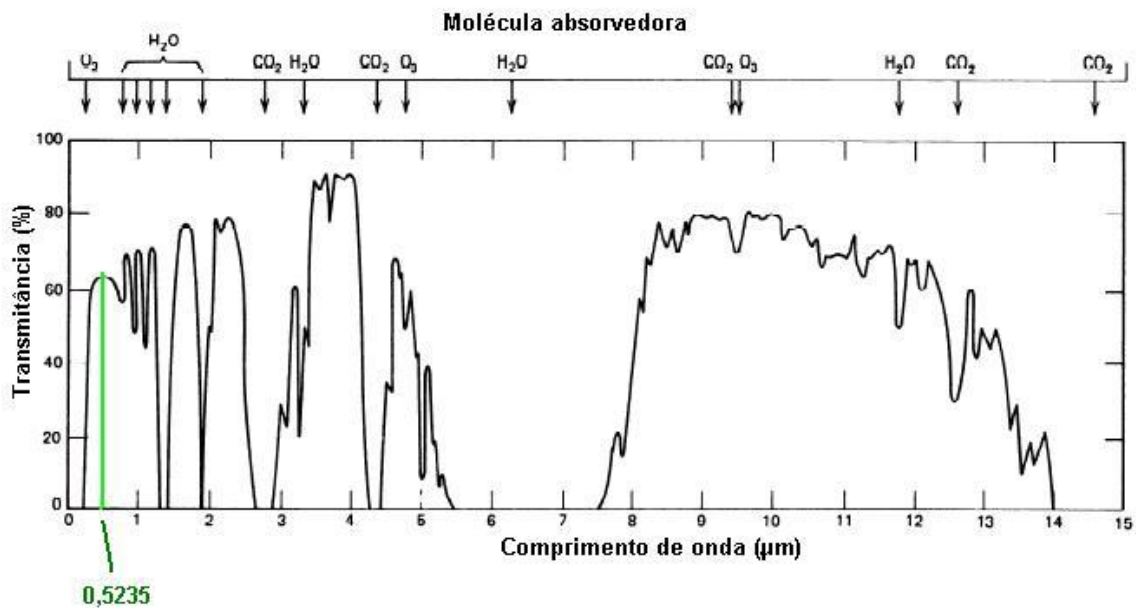
**FIGURA 7** - Diagrama de níveis de um espalhamento fluorescente.

#### - LIDAR de coerência Doppler

Esse tipo de LIDAR é baseado na emissão de uma radiação laser de modo único e frequência única e a detecção coerente da radiação retro-espalhada por partículas que se movimentam e conseqüentemente podem servir de parâmetro para a medição da velocidade do vento. Essa técnica de detecção mistura a luz laser retro-espalhada e a luz oriunda de uma fonte no local da detecção. O sinal de retorno que mistura a frequência emitida localmente e a radiação retro-espalhada são subtraídos e a diferença é determinada. O deslocamento da frequência é proporcional a razão entre a velocidade do vento e a velocidade da luz.

### 1.2 Requisitos de um laser para aplicações em LIDAR

Os comprimentos de onda utilizados em sistemas LIDAR dependem da aplicação e podem variar de cerca de 250nm a 11 $\mu$ m. Neste trabalho foi definido o comprimento de onda de 523,5 nm para o feixe transmissor, o que coincide com uma das janelas de grande transmissão atmosférica (FIGURA 8), possibilitando o sensoriamento de distâncias maiores. Para a obtenção deste comprimento de onda, será realizada a dobra de frequência do comprimento de onda fundamental de 1047nm do Nd:YLF



**FIGURA 8** - Gráfico da transmissão atmosférica da radiação eletromagnética em função do comprimento de onda. É apresentada a principal molécula absorvedora na atmosfera para um determinado comprimento de onda. Adaptado de [21].

Apesar dos feixes laser serem altamente colimados, a sua pequena divergência costuma ser ainda corrigida através de expansores de feixe. A limitação da divergência proporciona campos de visão menores em longas distâncias nos sistemas LIDAR, o que diminui a radiação de fundo, melhorando a relação sinal-ruído. Para situações em que existe baixa densidade de agentes espalhadores, altas taxas de repetição de pulsos também são desejadas para melhoria desta relação sinal-ruído.

Como a resolução espacial de um sistema LIDAR é dado por  $\Delta R = c\Delta t/2$  [22], onde  $c$  é a velocidade da luz,  $\Delta t$  é o tempo de pulso do laser e o fator  $\frac{1}{2}$  existir devido a caminho de ida e volta da luz, pode ser verificado que para se obter resoluções espaciais pequenas, são necessárias larguras de pulsos curtas. Esses pulsos curtos, da ordem de nano segundo, podem ser obtidos através do chaveamento Q do laser.

Além das características técnicas do laser transmissor do sistema LIDAR, é altamente desejável que sua constituição seja compacta, leve e robusta, pois em muitos casos o uso desses sistemas se dá em campo, fora do ambiente controlado de um laboratório.

## CAPÍTULO 2

### TEORIA DE LASERS DE ESTADO SÓLIDO

#### 2.1 - Interação da radiação com a matéria

Sistemas atômicos podem existir apenas em estados de energia discretos. Uma transição de um estado energético a outro está associado tanto a emissão como absorção de um fóton. A frequência  $\nu$  da radiação absorvida ou emitida é dada pela relação de frequência de Bohr:

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (2.1)$$

Onde  $E_2$  e  $E_1$  são dois níveis discretos e  $h$  é a constante de Planck. Em lasers de estado sólido, os níveis de energia e as frequências associadas resultam de diferentes níveis quânticos de energia ou de estados quânticos permitidos dos elétrons orbitando o núcleo dos átomos.

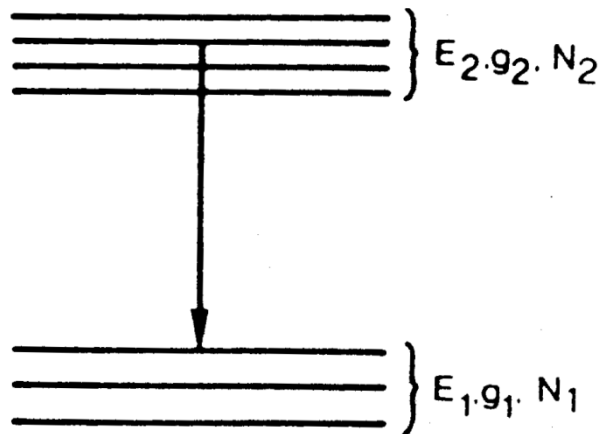
Através da combinação da lei de Planck e da estatística de Boltzmann, Einstein pôde formular o conceito da emissão estimulada. Quando uma radiação eletromagnética em uma cavidade isotérmica está em equilíbrio térmico na temperatura  $T$ , a distribuição da densidade de radiação de corpo negro é dado pela lei de Planck:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi n^3 h \nu^3}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.2)$$

Onde  $\rho(\nu)$  é a densidade de radiação por frequência unitária [ $\text{Js}/\text{cm}^3$ ],  $k$  é a constante de Boltzmann,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  é o índice de refração do meio. Quando uma grande quantidade de átomos similares está em equilíbrio térmico, as populações relativas de dois níveis de energia  $E_1$  e  $E_2$  (FIGURA 9) quaisquer, estão relacionadas através da relação de Boltzmann:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(\frac{-(E_2 - E_1)}{kT}\right) \quad (2.3)$$





**FIGURA 9** - Representação de níveis de energias discretos,  $E_1$  e  $E_2$  em um átomo com degenerescências  $g_1$  e  $g_2$  e população  $N_1$  e  $N_2$  [23].

Onde  $N_1$  e  $N_2$  são o número de átomos nos níveis de energia  $E_1$  e  $E_2$ , respectivamente. Quando dois ou mais estados possuem a mesma energia  $E_i$ , eles são degenerados e a degenerescência  $g_i$  do  $i$ -ésimo nível deve ser levado em conta.

## 2.2 - Coeficientes de Einstein

Para a determinação dos coeficientes  $A$  e  $B$ , considera-se um material idealizado com dois níveis de energia. O número total de átomos nestes dois níveis é assumido como sendo constante  $N_1 + N_2 = N_{total}$ . Podem-se identificar três tipos de interação entre a radiação magnética e o sistema de dois níveis:

**Absorção.** Se uma radiação de frequência  $\nu$  passa através de um sistema atômico com energia  $h\nu$ , então a população do nível inferior será deplecionada proporcionalmente tanto pela densidade de radiação  $\rho(\nu)$  como pela população  $N_1$  do nível inferior:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (2.4)$$

Onde  $B_{12}$  é uma constante com dimensões  $\text{cm}^3/\text{s}^2\text{J}$ .

**Emissão espontânea.** Após um átomo ter sido levado a um nível de excitação superior através da absorção, a população daquele nível decai exponencialmente para o nível inferior a uma taxa proporcional a  $N_2$ :

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 \quad (2.5)$$

Onde  $A_{21}$  é uma constante com dimensões  $s^{-1}$ . A fase da emissão espontânea é independente da fase da radiação externa; os fótons emitidos são incoerentes. A equação 2.5 tem como solução:

$$N_2(t) = N_2(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_{21}}\right) \quad (2.6)$$

Onde  $\tau_{21} = A_{21}^{-1}$  é o tempo de vida da emissão espontânea do nível 2 para o nível 1 .

**Emissão estimulada.** A emissão também ocorre sob o estímulo de radiação eletromagnética de frequência  $\nu$  e a população do nível superior  $N_2$ , com taxa de decréscimo dada por:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (2.7)$$

Onde  $B_{12}$  é uma constante. A fase da emissão estimulada é a mesma da radiação externa estimulante. O fóton emitido neste caso é coerente com o fóton da radiação estimulante. O parâmetro útil para a ação laser é o coeficiente  $B_{21}$ , pois o coeficiente  $A_{21}$  introduz fótons que não apresentam coerência com os fótons incidentes. A emissão espontânea representa uma fonte de ruído em um laser.

Se a absorção, emissões espontâneas e estimuladas são combinadas, a equação de taxa resultante para um modelo de 2 níveis é:

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} = B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1 + A_{21}N_2 \quad (2.8)$$

No equilíbrio térmico, tem-se:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0 \quad (2.9)$$

E usando a equação 2.3 de Boltzmann, tem-se:

$$\rho(\nu) = \frac{(A_{21}/B_{21})}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21})e^{h\nu_{21}/kT} - 1} \quad (2.10)$$

Comparando esta expressão com a equação 2.2 da radiação de corpo negro tem-se as relações de Einstein:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \quad (2.11)$$

$$B_{21} = \frac{g_1 B_{12}}{g_2} \quad (2.12)$$

Onde o fator  $8\pi\nu^2/c^3$  da equação 2.11 é a densidade de modos e  $c$  é a velocidade da luz no meio  $c = c_0/n$ , onde  $c_0$  é a velocidade da luz no vácuo e  $n$  é o índice de refração do meio.

Sendo  $\rho(\nu)$  a densidade de energia do campo eletromagnético que pode induzir transições pode-se expressar a taxa de emissão estimulada como uma probabilidade de transição estimulada  $W_{21}$ :

$$W_{21}N_2 = B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (2.13)$$

Sendo a intensidade  $I = c\rho_\nu/n$ , e considerando a equação 2.11, a probabilidade de transição estimulada é então escrito como:

$$W_{21} = \frac{c^2 I}{8\pi n^2 h\nu^3 \tau_{21}} g(\nu) \quad (2.14)$$

### 2.3 - Absorção e ganho óptico

Considerando um material óptico fino, com espessura  $dz$ , onde os átomos apresentam uma seção transversal  $\sigma$ , atingida por fótons com intensidade  $I$ . A FIGURA 10 ilustra essa seção transversal de um átomo contido em material óptico. A potência absorvida ou emitida por um átomo é então  $\sigma I$ . A lâmina possui densidades de população (número de população por volume)  $N_2$  e  $N_1$  nos níveis laser superior e inferior, respectivamente. Se os átomos no nível superior possuem uma seção transversal efetiva  $\sigma_{21}$  para emissão de potência, a intensidade total (potência por área) emitida de volta para a onda incidente é

$N_2\sigma_{21}dzI$ . Similarmente, se os átomos no nível inferior possuem uma seção transversal efetiva  $\sigma_{12}$  para absorção de potência, a intensidade total absorvida da onda é  $N_1\sigma_{12}dzI$  (FIGURA 11). O aumento diferencial da intensidade é então:

$$dI = (N_2\sigma_{21} - N_1\sigma_{12})I dz \quad (2.15)$$

Onde  $\sigma_{21}$  é a seção transversal de emissão estimulada e  $\sigma_{12}$  é a seção transversal de absorção. Considerando a equação de taxa 2.8, para densidade de população no nível laser superior, expressas com as probabilidades de transição equação 2.13 e desconsiderando as emissões espontâneas, tem-se:

$$\frac{dN_2}{dt} = -(N_2W_{21} - N_1W_{12}) \quad (2.16)$$

O aumento de intensidade na lâmina fina é então:

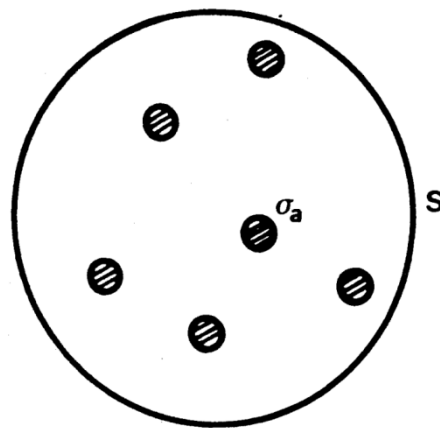
$$dI = (N_2W_{21} - N_1W_{12})h\nu dz \quad (2.17)$$

Onde  $h\nu$  é a energia do fóton. Equacionando 2.15 com 2.17 tem-se a relação:

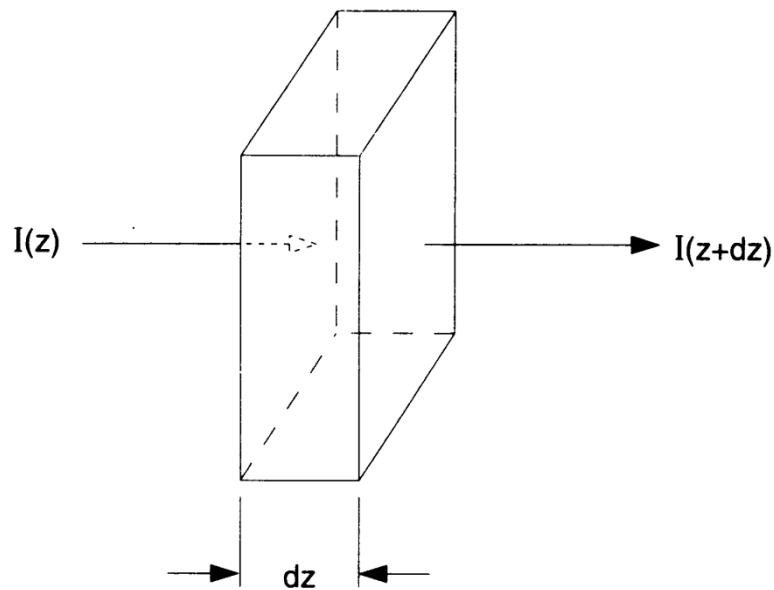
$$W_{21} = \frac{g_1}{g_2}W_{12} = \frac{\sigma_{21}I}{h\nu} \quad (2.18)$$

Sendo  $\sigma = \sigma_{21} = (g_1/g_2)\sigma_{12}$  e considerando-se a equação 2.15, tem-se o crescimento de intensidade de uma onda passando através de um meio:

$$\frac{dI}{dz} = \sigma \Delta N I \quad (2.19)$$



**FIGURA 10** - Ilustração da seção de choque de absorção  $\sigma_a$  de um átomo em um material óptico, submetido a um feixe de seção transversal S [23].



**FIGURA 11** - Ilustração de um feixe de intensidade  $I(z)$  incidindo em um material óptico com uma absorção incremental  $I(z + dz)$  [24].

Onde a diferença

$$\Delta N = (N_2 - (g_2/g_1)N_1) \quad (2.20)$$

É a densidade de inversão de população. O coeficiente de ganho é definido como  $g = \sigma \Delta N$  e se for constante, a intensidade cresce como  $I(z) = I(0)\exp(gz)$ . Se  $N_1 > N_2$ , tem-se uma absorção de potência no meio e o coeficiente de absorção pode ser definido como:

$$\alpha = \left( \frac{g_2}{g_1} N_1 - N_2 \right) \sigma \quad (2.21)$$

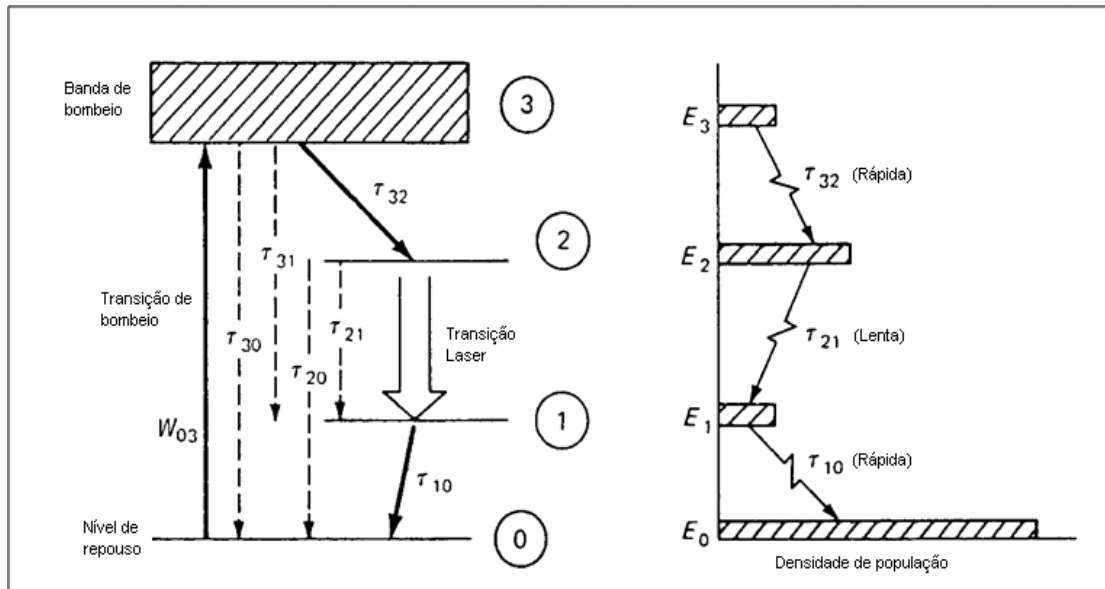
#### 2.4 - Lasers de quatro níveis

Considerando-se um laser de quatro níveis como, por exemplo, o Nd:YLF (FIGURA 12). Como simplificação, considera-se que as transições da banda de bombeio 3 para o nível laser superior 2 ocorre muito rapidamente, através da decaimento por processos não radiativos, de modo que  $N_3 \approx 0$ . A transição laser

ocorre então do nível meta-estável 2 para o nível laser inferior 1 e daí para o nível de repouso 0.

Desse modo tem-se que:

$$N_{TOTAL} = N_0 + N_1 + N_2 \quad (2.22)$$



**FIGURA 12** - Diagrama de níveis de energia simplificado de um laser de 4 níveis [25].

Considerando  $R_B$  a densidade da taxa de bombeio atingindo o nível laser superior. Os tempos de vida dos níveis laser superior e inferior são  $\tau_2$  e  $\tau_1$  respectivamente. O tempo de vida do nível 2 é devido as transições para o nível 1 e para o nível 0:

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}} \quad (2.23)$$

As equações de taxa para os níveis laser superior e inferior são então:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_B - \frac{N_2}{\tau_2} - \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) W_{21} \quad (2.24)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_1} - \left( N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) W_{21} \quad (2.25)$$

## 2.5 - Bombeio e inversão de população

Para se obter a taxa de bombeio  $R_B$  da equação 2.24, considera-se a equação de taxa para o nível 3 similar ao da equação 2.16:

$$\frac{dN_3}{dt} \approx W_B N_0 \quad (2.26)$$

Onde  $W_B$  é a probabilidade de transição de bombeio e assume-se que a população no nível 3,  $N_3$ , é muito menor do que a população no estado de repouso,  $N_0$ . Utilizando a equação 2.18, a densidade da taxa de bombeio, que atinge o nível 2, é então:

$$R_B = \eta_P W_B N_0 = \frac{\eta_B \sigma_B N_0 I_B}{h\nu_B} = R r_B \quad (2.27)$$

Onde  $\eta_B$  é a eficiência quântica do processo de bombeio,  $\sigma_B$  é a seção transversal de absorção de bombeio,  $I_B$  é a distribuição de intensidade de bombeio e  $h\nu_B$  é a energia do fóton de bombeio. O decaimento da intensidade de bombeio através de um meio ativo é então dado pelo coeficiente de absorção  $\alpha$ :

$$\frac{dI_B}{dz} = -\sigma_B N_0 I_B = -\alpha I_B \quad (2.28)$$

Se a depleção da população do nível de repouso (saturação de bombeio) for desconsiderada,  $\alpha$  é constante e a intensidade de distribuição decai como  $I_B(z) = I_B(0)\exp(-\alpha z)$ . A taxa total de bombeio  $R$  é definida como a potência de bombeio total absorvida atingindo o nível laser superior dividido pela energia do fóton de bombeio:

$$R = \frac{\text{potência total de bombeio}}{h\nu_B} = \frac{\eta_B \eta_a P_B}{h\nu_B} \quad (2.29)$$

Onde  $P_B$  é a potência de bombeio incidente,  $\eta_a = 1 - e^{-\alpha l}$  é a fração da potência de bombeio absorvida em um cristal de comprimento  $l$ . A função  $r_B$ ,

$$r_B = \frac{\alpha I_B}{\eta_a P_B} \quad (2.30)$$

é a distribuição espacial do feixe de bombeio.

## 2.6 - Saturação de ganho laser

Em um laser de quatro níveis, os íons no nível inferior são quase imediatamente transferidos para o nível de repouso, ou seja,  $N_1 \approx 0$ . A equação de taxa para o nível laser superior é então:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_B - \frac{N_2}{\tau_2} - N_2 W_{21} \quad (2.31)$$

Que tem como solução:

$$N_2 = \frac{\tau_2 R_B}{1 + \tau_2 W_{21}} = \frac{\tau_2 R_B}{1 + 2I/I_{sat}} \quad (2.32)$$

No estado estacionário, onde  $2I$  é a intensidade total de ida e volta em um ressonador de onda estacionária e:

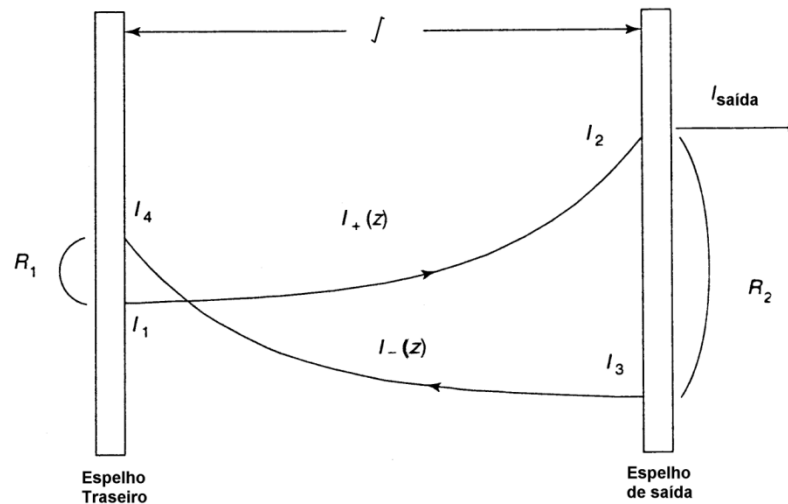
$$I_{sat} = \frac{h\nu_L}{\tau_2 \sigma_{21}} \quad (2.33)$$

é a intensidade de saturação ( $h\nu_L$  é a energia do fóton do laser). Em uma cavidade laser com onda estacionária, existem duas ondas viajantes opostas:  $I_+(z)$  e  $I_-(z)$ . Considera-se agora que os ganhos e perdas sejam suficientemente pequenos em uma passagem do feixe laser pela cavidade. Nesta aproximação de baixas perdas e baixos ganhos, a intensidade de uma passada então permanece aproximadamente constante:  $I = I_+ = I_-$  e a intensidade total é  $2I = I_+ + I_-$ . O comportamento no denominador da equação 2.32 é chamado de saturação de ganho e pode reduzir a população no nível laser superior significativamente se a intensidade  $I$  circulante for alta.

## 2.6 - Oscilador laser

A determinação do crescimento da oscilação laser em uma cavidade ao longo do tempo pode ser feita através da análise do percurso dos fótons no meio ativo. Considerando-se uma cavidade laser, conforme FIGURA 13.





**FIGURA 13** - Diagrama esquemático do crescimento da intensidade intracavitária do feixe, em função das reflexões dos espelhos  $R_1$  e  $R_2$  [26].

A cavidade possui 2 espelhos com refletividade  $R_1$  e  $R_2$  e um cristal bombeado de comprimento  $l$  e índice de refração  $n$ , com um coeficiente de ganho  $g$  e um coeficiente de perdas por absorção intrínseco de  $\alpha_i$ . O tempo de ida e volta é  $t_R = 2l_c/c$ , onde  $l_c$  é o comprimento do caminho óptico da cavidade e a intensidade de somente ida  $I$  após percorrer o caminho de ida e volta, iniciando com intensidade  $I_0$  no instante  $t = 0$ , é então:

$$I(t_R) = I_0 R_1 R_2 \exp(2gl - 2\alpha_i l) = I_0 \exp(2gl - \delta) \quad (2.34)$$

Onde  $\delta = 2\alpha_i l - \ln R_1 R_2$  é a perda total de ida e volta;  $\delta = L - \ln(1 - T) \approx L + T$ , onde  $T$  é a transmissão do espelho de saída e  $L$  é a perda residual de ida e volta. A aproximação é válida para valores pequenos de  $T$ . O crescimento total após  $N$  idas e voltas completas é dado por

$$I(Nt_R) = I_0 \exp(N(2gl - \delta)) \quad (2.35)$$

que pode ser reescrito como

$$I(t) = I_0 \exp\left(\frac{2gl - \delta}{t_R} t\right) \quad (2.36)$$

No momento  $t = Nt_R$ . Se definirmos a taxa de crescimento da cavidade como  $\gamma = cgl/l_c$  e o tempo de vida do fóton da cavidade  $\tau_c = 2l_c / c\delta$ , tem-se:

$$I(t) = I_0 \exp\left(\gamma t - \frac{t}{\tau_c}\right) \quad (2.37)$$

Se  $\gamma$  varia com o tempo, por exemplo, se o coeficiente de ganho satura, então deve-se converter esta equação a uma forma diferencial mais geral:

$$\frac{dI}{dt} = \left(\gamma - \frac{1}{\tau_c}\right) I \quad (2.38)$$

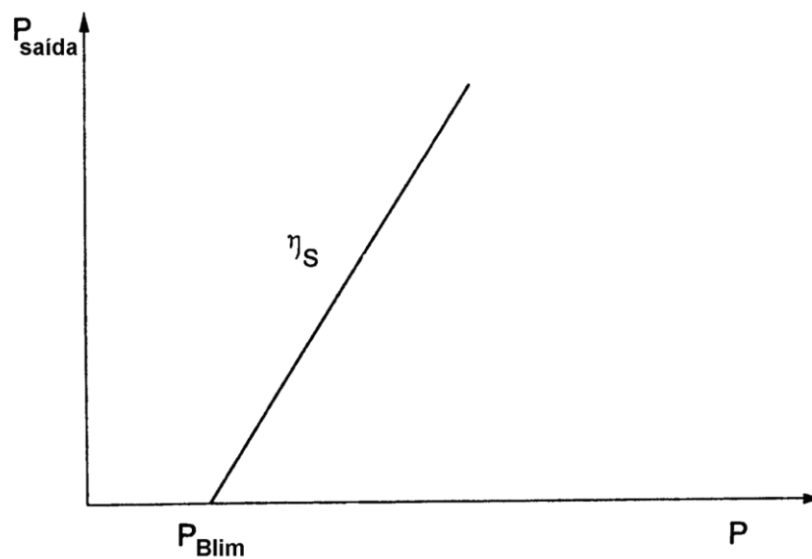
## 2.7 - Limiar laser e potência de saída

Das equações de taxa, resulta a potência de bombeio limiar:

$$P_{Blim} = \frac{\pi h\nu_B \delta(w_B^2 + w_L^2)}{4\sigma\tau\eta_B\eta_a} \quad (2.39)$$

e a eficiência angular para lasers de quatro níveis com feixes de bombeio e laser Gaussianos:

$$\eta_S = \frac{T}{\delta} \frac{\nu_L}{\nu_B} \eta_B \eta_a \eta_{BL} \quad (2.40)$$



**FIGURA 14** - Gráfico da potência de saída de um laser e sua eficiência angular  $\eta_S$ , em função da potência de bombeio [25].

Sendo  $w_B$  o raio do feixe de bombeio,  $w_L$  o raio do feixe laser e  $\eta_{BL}$  a eficiência de sobreposição entre o modo de bombeio e o modo laser. Em baixas potências,  $\eta_{BL}$  pode ser aproximado:

$$\eta_{BL} \approx \frac{w_L^2(2w_B^2 + w_L^2)}{(w_B^2 + w_L^2)^2} \quad (2.41)$$

A potência de saída do laser com essa aproximação é  $P_{saída} = \eta_S (P_B - P_{Blim})$  (FIGURA 14).

## 2.8 - Ressonadores ópticos

A radiação emitida pela maioria dos lasers contém várias frequências ópticas, separadas entre si por diferenças de frequências, que podem ser associadas com diferentes modos de um ressonador óptico. Cada modo é definido pela variação do campo eletromagnético perpendicular e ao longo do eixo do ressonador. Para a descrição da estrutura de modo transversal e longitudinal de um ressonador, são utilizados os símbolos  $TEM_{mnq}$  para coordenadas retangulares ou  $TEM_{plq}$  para coordenadas cilíndricas. As letras maiúsculas, acrônimo de “*Transverse Electromagnetic Waves*” (Ondas Eletromagnéticas Transversais) e os índices  $m$  e  $n$  identificam um modo transversal particular, e o índice  $q$  descreve um modo longitudinal. Embora um modo do ressonador consista em uma distribuição de campo transversal e axial, é útil considerar esses dois componentes separadamente, pois eles são responsáveis por diferentes aspectos do desempenho do laser.

As características de espectro de um laser, tais como largura de linha e comprimento de coerência, são primariamente determinados pelos modos longitudinais, enquanto que a divergência e o diâmetro do feixe, além da distribuição de energia são determinados pela estrutura transversal do modo. Em geral, lasers são osciladores multimodos, com exceção nos casos em que propositalmente se intervenha na cavidade ressonante para se limitar o número de modos oscilantes.

## 2.8.1 – Modos transversais

### Distribuição de intensidades

Em um ressonador óptico podem existir campos eletromagnéticos cuja distribuição de amplitudes e fases são auto-reproduzíveis através de repetidas reflexões entre os espelhos. Essas configurações de campo particulares compreendem os modos eletromagnéticos transversais de um ressonador passivo.

Os modos transversais são definidos pela designação  $TEM_{mn}$ , em coordenadas cartesianas. Os índices  $m$  e  $n$  representam os números de nós onde a intensidade do feixe, transversalmente ao seu eixo de propagação, nas direções verticais e horizontais é zero. Em coordenadas cilíndricas, os modos são identificados como  $TEM_{pl}$  e são caracterizados pelo número de nós radiais  $p$  e nós angulares  $l$ . Quanto maiores os valores de  $m$ ,  $n$ ,  $p$  e  $l$ , maior a ordem dos modos. O modo de menor ordem é o modo  $TEM_{00}$ , que apresenta um perfil de intensidade gaussiana com seu valor máximo no centro do eixo do feixe.

Para determinar a localização e a amplitude dos picos e nós dos modos de oscilação, é necessário empregar equações que empregam os polinômios de Hermite ou Laguerre. Os polinômios de Hermite são utilizados ao se trabalhar com coordenadas cartesianas e os polinômios de Laguerre são utilizados quando se trabalha com coordenadas cilíndricas.

Em coordenadas cilíndricas, a distribuição de intensidade radial de modos  $TEM_{pl}$  circularmente simétricos, é dada pela equação:

$$I_{pl}(r, \phi, z) = I_0 \varrho^l [L_p^l \varrho]^2 (\cos^2 l\phi) \exp(-\varrho) \quad (2.42)$$

Onde  $\varrho = 2r^2(z)/w^2(z)$ , onde  $z$  é a direção de propagação do feixe e  $r, \phi$  são as coordenadas polares em um plano transversal a direção do feixe. As distribuições de intensidades radiais são normalizadas pelo tamanho do *spot* de um perfil gaussiano; ou seja,  $w(z)$  é o tamanho do *spot* de um feixe gaussiano, definido como o raio na qual a intensidade do modo  $TEM_{00}$  é  $1/e^2$  do seu valor de pico no eixo.  $L_p^l$  é o polinômio de Laguerre de ordem  $p$  e índice  $l$ .

A distribuição de intensidade dado na equação 2.42 é o produto de uma parte radial e uma parte angular. Para nós com  $l = 0$ , (ou seja,  $TEM_{p0}$ ), a dependência angular não existe e o padrão de modos contém  $p$  anéis concêntricos escuros, sendo cada anel escuro correspondendo a um zero  $L_p^0(\rho)$ . A distribuição de intensidade radial diminui, devido ao fator  $\exp(-\rho^2)$ . O centro de um modo  $pl$  será mais intenso se  $l = 0$ , e escuro quando  $l \neq 0$  devido ao fator  $\rho^l$ . Esses modos, além de terem  $p$  zeros na direção radial, também possuem  $2l$  nós no azimute.

A única mudança em uma distribuição de modos  $pl$  vem através da dependência do tamanho do *spot*  $w(z)$  na posição  $z$  axial. Entretanto, os modos preservam a forma geral de suas distribuições de campo elétrico para todos os valores de  $z$ . À medida que  $w$  aumenta com  $z$ , as dimensões transversais aumentam de modo que os tamanhos dos padrões de modos permanecem em uma constante razão, um com outro.

Da equação 2.42 é possível determinar qualquer perfil de modo de feixe. A FIGURA 15 ilustra vários padrões de intensidades transversais cilíndricos, que podem se apresentar no feixe de saída de um laser. Nota-se que a área ocupada por um modo aumenta com o número de modo. Uma designação de modo acompanhada por um asterisco indica um modo que é uma superposição linear de dois modos iguais, um rotacionado em  $90^\circ$  no eixo com relação ao outro. Por exemplo, o modo  $TEM$  designado  $01^*$  é constituído de dois modos  $TEM_{01}$ .

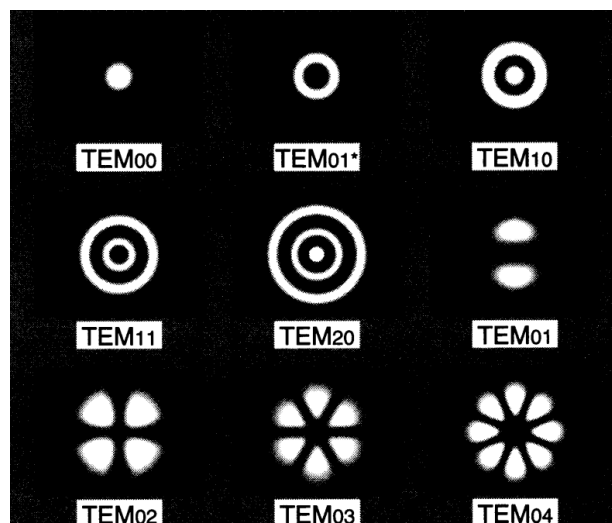


FIGURA 15 - Modos transversais cilíndricos [24].

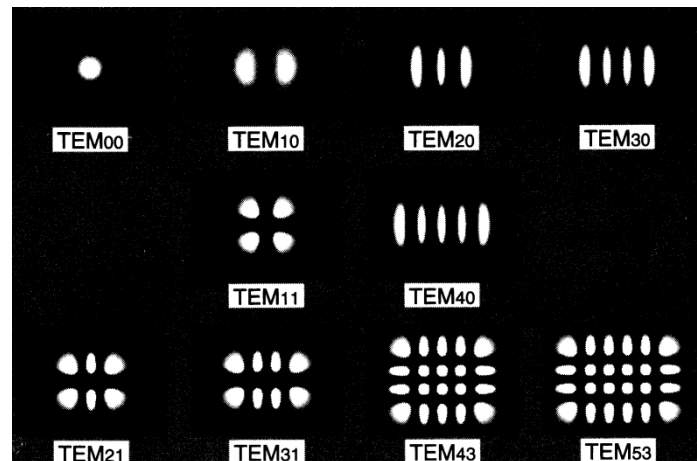


FIGURA 16 - Modos transversais cartesianos [24].

A distribuição de intensidade dos modos mostrados na FIGURA 15 podem ser calculados se for introduzido os polinômios de Laguerre apropriados na equação 2.42:

$$L_0^l(\rho) = 1, \quad L_1^0(\rho) = 1 - \rho; \quad L_2^0(\rho) = 1 - 2\rho + \frac{1}{2}\rho^2 \quad (2.43)$$

Um gráfico das distribuições de intensidade dos modos de menor ordem e dos dois próximos modos transversais de maior ordem, ou seja,  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$  e  $TEM_{10}$  (FIGURA 17).

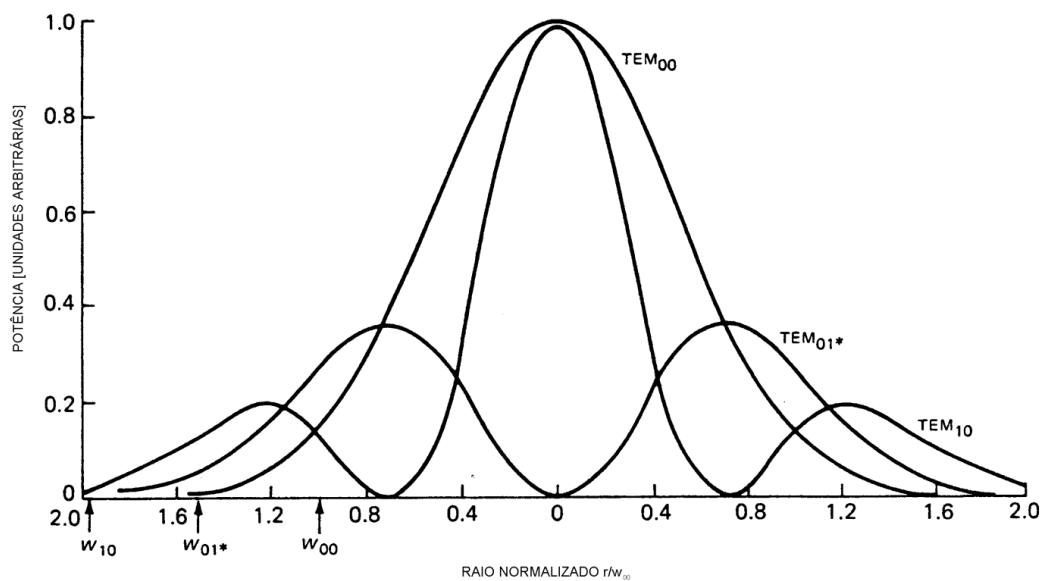


FIGURA 17 - Representação das distribuições de intensidades radiais de um feixe com  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$  e  $TEM_{10}$  [25].

Em coordenadas cartesianas as distribuições de intensidade de um modo  $m, n$  é dado por:

$$I_{mn}(x, y, z) = I_0 \left[ H_m \left( \frac{x(z)^{\frac{1}{2}}}{w(z)} \right) \exp \left( \frac{-x^2}{w^2(z)} \right) \right]^2 \times \left[ H_n \left( \frac{y(z)^{\frac{1}{2}}}{w(z)} \right) \exp \left( \frac{-y^2}{w^2(z)} \right) \right]^2 \quad (2.44)$$

Novamente,  $w(z)$  é o tamanho do spot no qual a intensidade transversal é  $1/e^2$  de sua intensidade de pico do modo de menor ordem. A função  $H_m(s)$  é o polinômio de Hermite de  $m$ -ésima ordem, como por exemplo,  $H_0(s) = 1$ ,  $H_1(s) = 2s$  e  $H_2(s) = 4s^2 - 2$ . Em determinada posição axial  $z$ , a distribuição de intensidade consiste do produto de uma função de  $x$  individual e uma função de  $y$  individual. Os padrões de intensidade dos modos transversais cartesianos são ilustrados na FIGURA 16. Os valores  $m$  e  $n$  de um modo espacial individual pode ser determinado através da contagem do número de barras escuras que cruzam o padrão nas direções  $x$  e  $y$ . Deve-se notar que o modo fundamental ( $m = n = 0$ ) nesta geometria é idêntico ao modo fundamental na geometria cilíndrica.

## 2.9 - Características de um feixe gaussiano

Um feixe é dito gaussiano quando apresenta distribuição gaussiana em todos os sentidos, transversalmente. Um feixe gaussiano pode ser caracterizado em qualquer localização espacial, através da definição da cintura do feixe e a curvatura de sua frente de onda em uma localização específica do feixe.

A diminuição da amplitude do campo com a distância  $r$  à partir do eixo em um feixe gaussiano [25].

$$E(r) = E_0 \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) \quad (2.45)$$

Desse modo a distribuição da densidade de potência é:

$$I(r) = I_0 \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) \quad (2.46)$$

A quantidade  $w_0$  é a distância radial na qual a amplitude do campo diminui  $1/e$  de seu valor no eixo e a densidade de potência diminui em  $1/e^2$  de seu valor no eixo. O parâmetro  $w_0$  é freqüentemente chamado de cintura do feixe, raio do feixe ou

tamanho do *spot* e  $2w_0$  é o diâmetro do feixe. A fração da potência total de um feixe gaussiano que está contido em uma abertura radial de  $r = w_0$ ,  $r = 1,5w_0$  e  $r = 2w_0$  é de 86,5%, 98,9% e 99,9%, respectivamente.

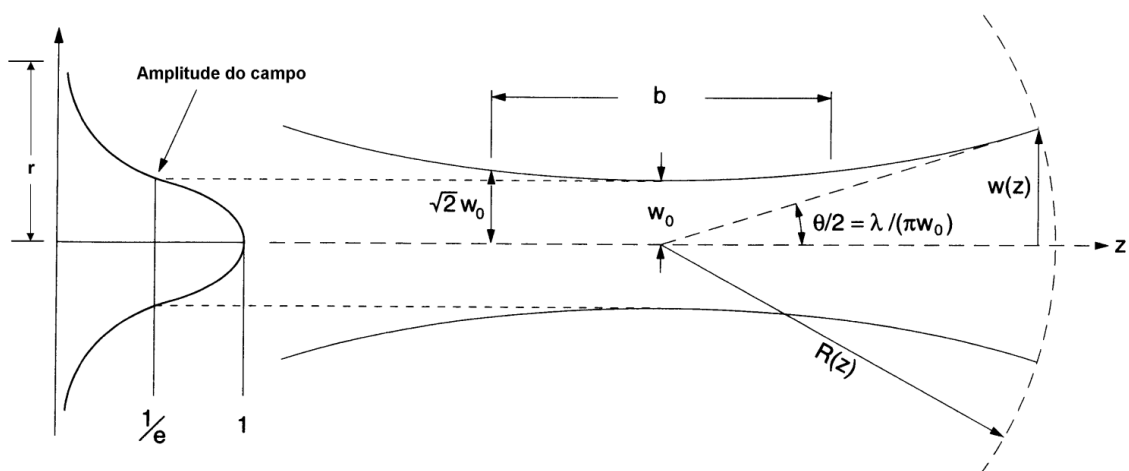
Para localizar a cintura  $w_0$  no espaço, utiliza-se o eixo de coordenadas  $z$  que é a direção de propagação do feixe e definindo  $z = 0$  na localização de  $w_0$  mínimo. A cintura mínima  $w_0$  de um feixe gaussiano de um ressonador laser típico ocorre em um determinado ponto após o feixe ter passado por uma lente, ou em uma região entre os espelhos do ressonador. Após esse ponto  $w_0$ , o feixe expande como uma hipérbole que tem a forma:

$$w(z) = \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.47)$$

sua assíntota está inclinada a um ângulo  $\theta/2$  com relação ao eixo, conforme demonstrado na FIGURA 18 e define o ângulo de divergência de campo distante do feixe emergente. O ângulo total de divergência do modo fundamental é dado por

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2w(z)}{z} = \frac{2\lambda}{\pi w_0} = 1,27 \frac{\lambda}{(2w_0)} \quad (2.48)$$

destas considerações tem-se que, a grandes distâncias, o tamanho do *spot* aumenta linearmente com  $z$  e o feixe diverge a um ângulo constante  $\theta$ . Nota-se que quanto menor o tamanho do *spot*  $w_0$ , maior a divergência.



**FIGURA 18** - Ilustração dos parâmetros associados a divergência angular de um feixe gaussiano [24].



A distâncias suficientemente grandes da cintura do feixe, tem-se uma frente de onda esférica. Se  $R(z)$  é o raio de curvatura da frente de onda que intersecta o eixo no ponto  $z$ , então:

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (2.49)$$

e tratando-se de um feixe gaussiano, a frente de onda apresenta a mesma fase por toda sua superfície.

As propriedades de um feixe de modo  $TEM_{00}$  também podem ser descritas através da especificação do parâmetro confocal:

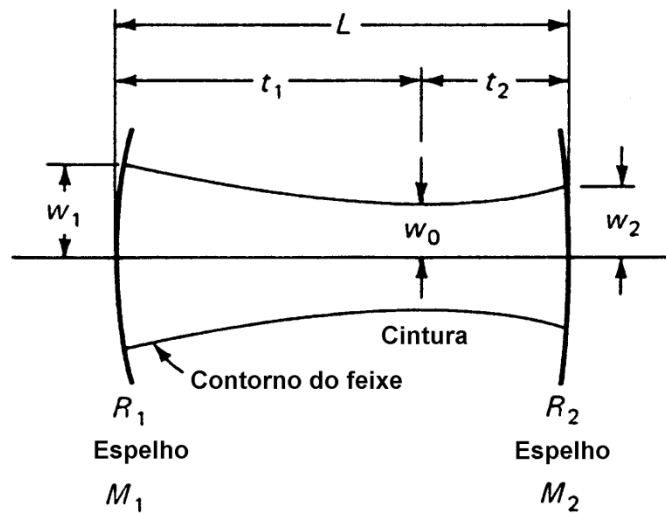
$$b = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.50)$$

onde  $b$  é a distância entre os pontos de cada lado da cintura do feixe na qual  $w(z) = (2)^{1/2} w_0$  (FIGURA 18).

## 2.10 - Configurações de ressonadores

Ressonadores lasers são comumente compostos de espelhos esféricos e planos alinhados frontalmente. O feixe gaussiano indicado na FIGURA 19 possui uma frente de onda de curvatura  $R_1$  a uma distância  $t_1$  da cintura do feixe.

Colocando-se um espelho em  $t_1$  cujo raio de curvatura seja igual ao da frente de onda, então a forma do modo não se altera. Se também no ponto  $t_2$  do eixo  $z$ , for posicionado um espelho de raio  $R_2$ , cujo raio de curvatura também coincide com o raio da frente de onda do modo  $TEM_{00}$  neste ponto, novamente a forma do modo permanece inalterada.



**FIGURA 19** - Ilustração dos principais parâmetros relacionados ao modo em ressonadores com espelhos de curvatura diferentes [25].

Portanto, para obter um ressonador, inserem-se dois refletores que coincidam com as duas superfícies esféricas definidas pela equação 2.49. Alternativamente, dado dois espelhos separados por uma distância  $L$ , se a posição do plano em  $z = 0$ , o valor do parâmetro  $w_0$  pode ser ajustado de modo que as curvaturas dos espelhos coincidam com as superfícies das frentes de onda, encontra-se o modo do ressonador.

Kogelnik e Li [27] derivaram fórmulas que relacionam os parâmetros de modo  $w_0$ ,  $w_1$ ,  $w_2$ ,  $t_1$  e  $t_2$  com os parâmetros do ressonador  $R_1$ ,  $R_2$  e  $L$ . Como ilustrado na FIGURA 19,  $w_1$  e  $w_2$  são os raios do spot nos espelhos  $M_1$  e  $M_2$  respectivamente;  $t_1$  e  $t_2$  são as distâncias da cintura do feixe, descritas por  $w_0$  dos espelhos  $M_1$  e  $M_2$  e estão separados a uma distância  $L$ . Convencionou-se que as curvaturas côncavas são positivas.

Os raios do feixe nos espelhos são dados por:

$$w_1^4 = \left( \frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \frac{R_2 - L}{R_1 - L} \left( \frac{L}{R_1 + R_2 - L} \right), \quad (2.51)$$

$$w_2^4 = \left( \frac{\lambda R_2}{\pi} \right)^2 \frac{R_1 - L}{R_2 - L} \left( \frac{L}{R_1 + R_2 - L} \right) \quad (2.52)$$

O raio da cintura do feixe que é formada dentro ou fora do ressonador, é dado por:

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2} \quad (2.53)$$

As distâncias  $t_1$  e  $t_2$  entre a cintura e os espelhos, conforme ilustrado na FIGURA 19, são:

$$t_1 = \frac{L(R_2 - L)}{R_1 + R_2 - 2L} \quad (2.54)$$

e

$$t_2 = \frac{L(R_1 - L)}{R_1 + R_2 - 2L} \quad (2.55)$$

Essas equações são para o caso geral. Para configurações de ressonadores específicas, as equações de 2.51 a 2.55 são simplificadas. A FIGURA 20 apresenta algumas das geometrias mais utilizadas.

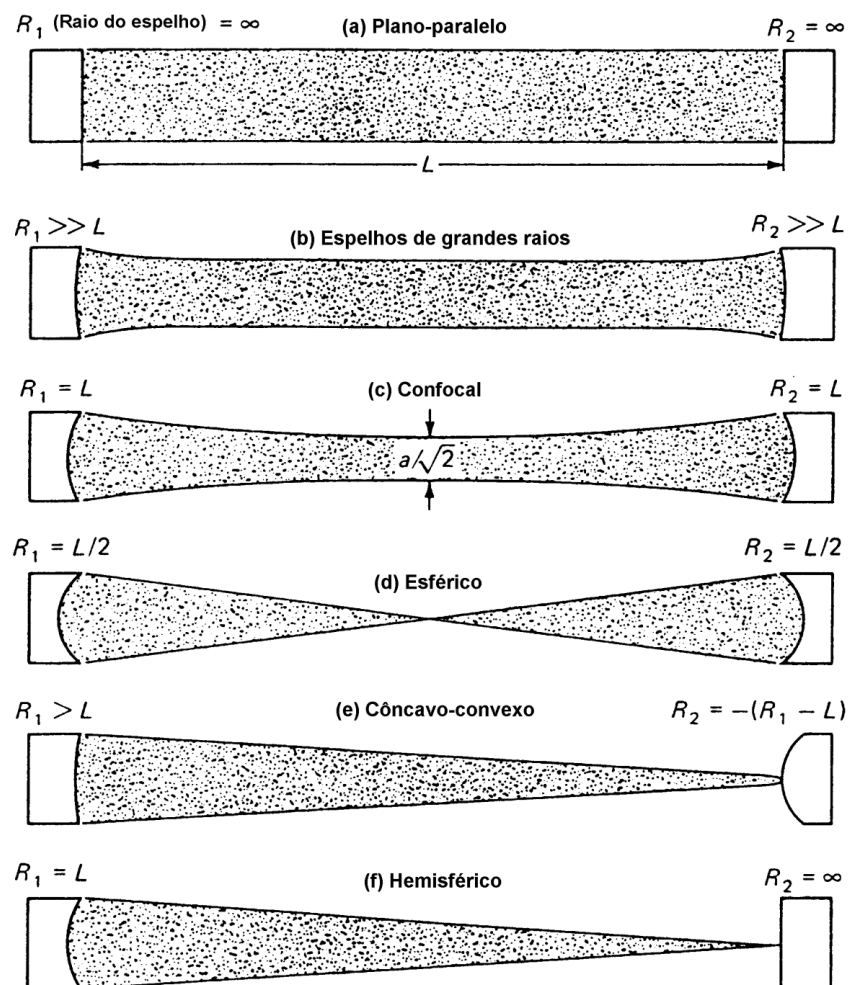


FIGURA 20 - Principais geometrias de ressonadores utilizadas [25].

### 2.10.1 – Ressonadores simétricos

Tendo  $R_1 + R_2 = R$  temos da equação 2.51

$$w_{1,2}^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \left( \frac{L}{2R-L} \right)^{1/2} \quad (2.56)$$

A cintura do feixe que ocorre no centro do ressonador em  $t_1 = t_2 = R/2$  é:

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} [L(2R-L)]^{1/2} \quad (2.57)$$

Assumindo que os raios dos espelhos são grandes comparados ao comprimento do ressonador ( $R \gg L$ ), a fórmula acima é simplificada:

$$w_{1,2}^2 = w_0^2 = \left( \frac{\lambda}{\pi} \right) \left( \frac{RL}{2} \right)^{1/2} \quad (2.58)$$

Como se pode notar da formula 2.58, em um ressonador com espelhos de grandes raios, o diâmetro do feixe muda muito pouco em função da distância.

Em configurações de ressonadores comumente utilizados, emprega-se espelhos com raios de curvatura da ordem de 2 a 10 metros, ou seja, muitas vezes maiores do que o comprimento do ressonador. Esses ressonadores com espelhos de raios grandes apresentam uma razoável estabilidade de alinhamento e um bom aproveitamento do meio de ganho.

Um caso especial da configuração simétrica é um ressonador esférico que consiste de dois espelhos separados pelo dobro de seu raio, ou seja,  $R = L/2$ . O feixe correspondente a essa configuração, consiste de um modo cujas dimensões muito grandes em cada espelho e com foco muito pequeno na região central do ressonador. Esse tipo de ressonador é sensível a desalinhamentos e o pequeno *spot* formado, pode levar a danos ópticos.

Outro caso especial de ressonadores com dois espelhos de mesmo raio de curvatura é o ressonador confocal. Neste tipo de ressonador, a distância entre os espelhos é igual ao raio de curvatura dos espelhos, ou seja,  $R = L$ .

Das equações 2.56 e 2.57, obtém a relação simplificada:

$$w_{1,2} = \left( \frac{\lambda R}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.59)$$

e

$$w_0 = \frac{w_{1,2}}{(2)^{1/2}} \quad (2.60)$$

A configuração confocal resulta na dimensão de modo menor possível para uma determinada dimensão de ressonador. Por esta razão, ressonadores confocais não são muito utilizados, pois não aproveitam eficientemente o meio de ganho.

### 2.10.2 – Ressonador plano-côncavo

Para um ressonador com um dos espelhos plano ( $R_1 = \infty$ ) e um espelho curvo, temos:

$$w_1^2 = w_0^2 = \left( \frac{\lambda}{\pi} \right) [L(R_2 - L)]^{1/2} \quad (2.61)$$

e

$$w_2^2 = \left( \frac{\lambda}{\pi} \right) R_2 \left( \frac{L}{R_2 - L} \right)^{1/2} \quad (2.62)$$

A cintura do feixe  $w_0$  ocorre no espelho plano ( $t_1 = 0$  e  $t_2 = L$ ). Um caso especial desta configuração de ressonador é o ressonador hemisférico. Este tipo de ressonador consiste de um espelho esférico e um espelho plano posicionado aproximadamente no centro de curvatura da esfera. O modo resultante apresenta um diâmetro relativamente grande no espelho esférico, com focalização a um ponto limitado por difração, no espelho plano. Na prática, a distância  $L$  entre os espelhos, é ligeiramente menor do que  $R_2$ , de modo que o valor de  $w_1$  é obtido com pequenas perdas por difração.

Em lasers de estado sólido, um tamanho de *spot* pequeno pode levar a danos ópticos no espelho. Um ressonador quase hemisférico apresenta a melhor estabilidade de alinhamento entre todas as configurações e é bastante utilizado em lasers de baixa potência.

### 2.10.3 – Ressonadores côncavo-convexo

Os parâmetros dos ressonadores côncavo-convexos podem ser calculados com a inclusão de raio negativo ( $-R_2$ ) para o espelho convexo nas fórmulas 2.51 a 2.55. Uma configuração muito comum deste tipo de ressonador em lasers de estado sólido de alta potência média é a utilização de um espelho convexo de raio de curvatura pequeno em conjunto com um espelho côncavo de grande raio de curvatura. Tipicamente esta configuração se apresenta instável. Entretanto, em ressonadores que possui como meio ativo um cristal laser, essa configuração pode se apresentar estável, pois as propriedades divergentes do espelho côncavo são contrabalanceadas pela ação focalizadora do cristal laser.

### 2.10.4 – Ressonadores plano-paralelo

Os ressonadores plano-paralelos, que podem ser considerados um caso especial da configuração de espelhos de grandes raios, se  $R_1 = R_2 = \infty$ , foram analisados em detalhe por Fox e Li [28], que mostraram que o feixe de saída deste tipo de ressonador, não apresenta uma frente de onda plana. Devido a grandes perdas por difração nas bordas, existe um atraso de fase de aproximadamente  $30^\circ$  próximo as bordas e que dá a frente de onda uma ligeira curvatura.

Ressonadores com espelhos plano-paralelos aproveitam bastante o volume do meio de ganho, entretanto se apresentam bastante sensíveis a desalinhamentos.

### 2.10.5 – Estabilidade de ressonadores

Para certas combinações de  $R_1$ ,  $R_2$  e  $L$ , resulta-se em soluções não físicas, como por exemplo, um tamanho de *spot* imaginário. Esta é a região onde modos de baixa perda não existem no ressonador.

Raios de luz que são refletidos entre espelhos esféricos de um ressonador laser, sofrem uma ação de focalização periódica. O efeito nos raios é o mesmo que o efeito provocado por uma seqüência de lentes periódicas. Os raios quando passam por uma seqüência estável de lentes, são periodicamente re-focalizados. Em sistemas instáveis os raios se tornam dispersos à medida que passam através da seqüência de lentes. Em um ressonador óptico operando na região

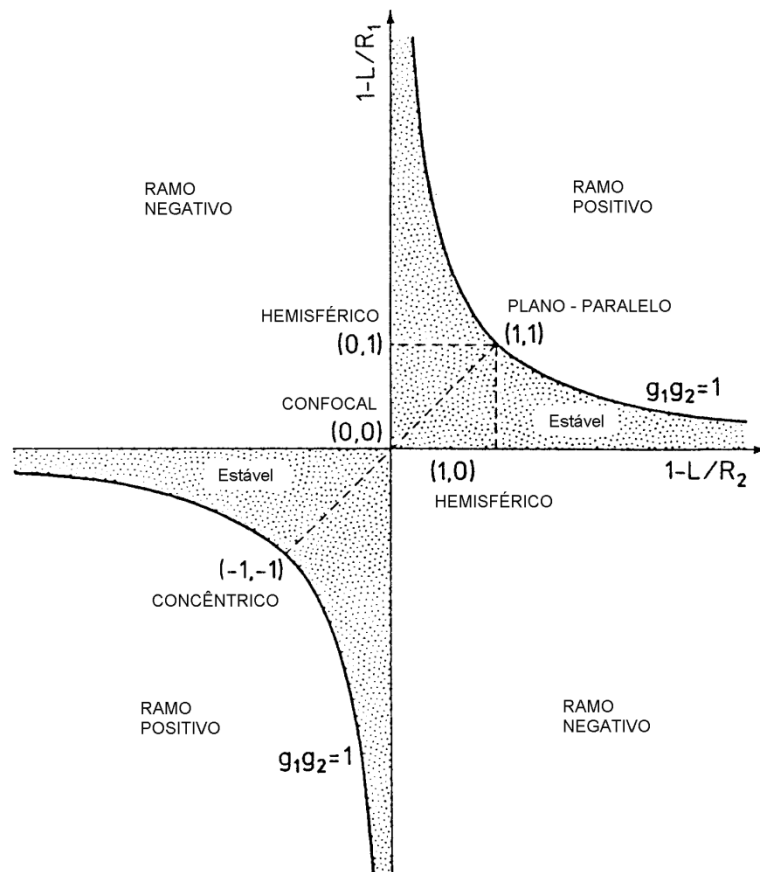
estável, as ondas se propagam entre os refletores sem se divergirem consideravelmente. Este fato pode ser expresso pelo critério de estabilidade:

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \quad (2.63)$$

A representação gráfica do critério de estabilidade é um meio útil de visualizar se uma geometria em particular de um ressonador apresenta-se estável ou não. Isto é mostrado na FIGURA 21, onde os parâmetros:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \quad (2.64)$$

São desenhados como eixo de coordenadas.



**FIGURA 21** - Diagrama de estabilidade de ressonadores [25].

Todas as configurações de cavidade são instáveis a menos que correspondam a pontos localizados na área delimitada pelo ramo de uma hipérbole  $g_1 g_2 = 1$  e o eixo de coordenadas. A origem do gráfico representa um sistema confocal. Os ressonadores localizados ao longo da linha pontilhada orientada a  $45^\circ$  com respeito ao eixo de coordenadas, representam as configurações simétricas, isto é, possuem espelhos com o mesmo raio de curvatura.

### 2.11 – Tempo de vida do fóton na cavidade

O propósito principal desta seção é calcular a taxa de decaimento da energia em um dado modo ressonante da cavidade óptica. Como simplificação, considere um ressonador plano-paralelo (item a) da FIGURA 20. Neste caso, de acordo com a discussão prévia, cada modo da cavidade pode ser pensado como a superposição de duas ondas viajando em direções opostas. Sendo  $I_0$  a intensidade inicial de uma dessas ondas. Se  $R_1$  e  $R_2$  forem as refletividades dos dois espelhos e  $T_i$  a perda interna fracional por passagem devido a difração, a intensidade  $I(t_1)$  no momento  $t_1 = 2l/c$ , ou seja, após um percurso de ida e volta na cavidade, tem-se:

$$I(t_1) = R_1 R_2 (1 - T_i)^2 I_0 \quad (2.65)$$

A intensidade após  $m$  idas e voltas, isto é, no momento

$$t_m = 2mL/c \quad (2.66)$$

E então

$$I(t_m) = [R_1 R_2 (1 - T_i)^2]^m I_0 \quad (2.67)$$

Se  $q(t)$  for o número total de fótons da cavidade no momento  $t$ , tem-se conseqüentemente  $q(t) \propto I(t)$  e de acordo com a equação 2.67 tem-se:

$$q(t_m) = [R_1 R_2 (1 - T_i)^2]^m q_0 \quad (2.68)$$

Onde  $q_0$  é o número de fótons inicialmente presentes na cavidade. O número de fótons no momento  $t_m$ , portanto é:

$$q(t_m) = \exp\left(-t_m/\tau_c\right) q_0 \quad (2.69)$$



Equacionando-se a equação 2.68 com a equação 2.69 e considerando a equação 2.66, tem-se:

$$[\exp(-2L/c\tau_c)]^m = [R_1 R_2 (1 - T_i)^2]^m \quad (2.71)$$

Que resulta em

$$\tau_c = \frac{-2L}{c \ln[R_1 R_2 (1 - T_i)^2]} \quad (2.72)$$

Sendo  $\tau_c$ , o tempo de vida do fóton na cavidade.

Pode-se obter a perda de potência fracional  $\mathcal{E}$ , relacionando  $\tau_c$  com tempo de ida e volta do fóton no ressonador  $t_1$ :

$$\mathcal{E} = \frac{t_1}{\tau_c} \quad (2.73)$$

## 2.12 - Fator de Qualidade da Cavidade – Fator Q

Para qualquer sistema ressonante e em particular para uma cavidade ressonante, define-se o fator Q da cavidade como:

$$Q = 2\pi \frac{\text{energia armazenada}}{\text{energia perdida em um ciclo de oscilação}} \quad (2.74)$$

Assim um alto valor de  $Q$  da cavidade implica em baixas perdas do sistema ressonante. Como a energia armazenada é  $qh\nu$  e a energia perdida em um ciclo é  $h\nu (-dq/dt)(1/\nu) = -h dq/dt$ , tem-se:

$$Q = -2\pi\nu q / (dq/dt) \quad (2.75)$$

Da equação 2.71, então tem-se:

$$Q = 2\pi\nu\tau_c \quad (2.76)$$

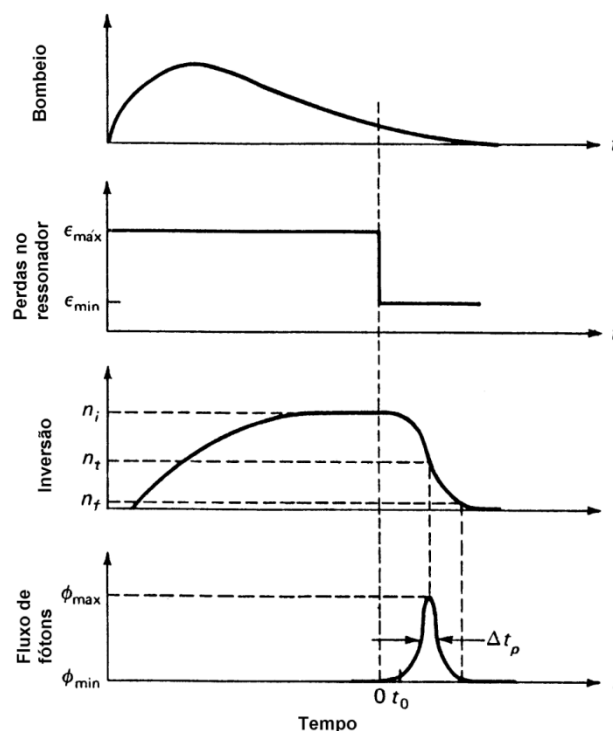
que, pode ser transformada em uma forma mais sugestiva:

$$Q = \nu / \Delta\nu_c \quad (2.77)$$

Desse modo o fator  $Q$  da cavidade pode ser interpretado como a razão entre a frequência de ressonância  $\nu$  da cavidade e a largura de linha  $\Delta\nu_c$ .

### 2.13 - Chaveamento Q

A possibilidade de chaveamento Q de lasers foi primeiramente proposto por Hellwarth [29] e o primeiro experimento foi realizado por McClung e Hellwarth [30] utilizando-se um laser de rubi e uma chave Q eletro-óptica. O chaveamento Q é empregado quando se deseja obter pulsos de alta potência pico. O chaveamento Q, onde Q é o fator de qualidade da cavidade, consiste em alterar esse parâmetro do ressonador de modo a torná-lo opaco (reduzir o fator Q) temporariamente, de modo a evitar a ação laser. Como não ocorre a ação laser e conseqüentemente não há redução da população invertida, o limiar de inversão pode aumentar a um nível substancialmente maior do que no estado estacionário. Se a cavidade ressonante subitamente retorna em sua condição normal de transmissão (retornar o fator Q a valores normais), com a inversão de população aumentada, resulta-se em um aumento de ganho e um grande aumento da densidade de fótons no ressonador, o que pode ser verificado pela emissão de um pulso curto e de com intensidade de várias ordens de magnitude, quando comparado aos pulsos obtidos sem essa técnica. A FIGURA 22 mostra a seqüência temporal para a obtenção de um pulso obtido com o chaveamento Q.



**FIGURA 22** - Representação temporal do desenvolvimento de um pulso chaveado Q, apresentando o comportamento das perdas do ressonador, inversão de população e fluxo de fótons, em função do bombeio [25].

### 2.13 - Teoria do chaveamento Q

Características como energia, potência pico, largura de pulso, tempos de subida e descida além do tempo de formação de um pulso chaveado Q, são obtidas das equações de taxa.

Em se tratando de chaveamento Q, desconsidera-se a emissão espontânea e o bombeamento óptico nas equações de taxa, pois o pulso obtido é bastante curto.

A taxa de mudança de densidade de fótons em um ressonador é dada por:

$$\frac{d\phi}{dt} = \phi \left( c\sigma n \frac{l}{l'} - \frac{\varepsilon}{t_1} \right) \quad (2.78)$$

e

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma n \phi \sigma c \quad (2.79)$$

Na equação 2.78 está expresso o tempo de vida do fóton  $\tau_c$  pelo tempo de ida e volta do ressonador  $t_1 = 2l'/c$ , e a perda fracional  $\varepsilon$  dada pela equação 2.73,  $l$  é o tamanho do meio ativo e  $l'$  o tamanho do ressonador e  $\phi$  é a densidade de fótons com unidade [fótons/cm<sup>2</sup>], no ressonador. A perda fracional  $\varepsilon$  pode ser uma função temporal, quando se utiliza espelhos rotativos ou células Pockels para a obtenção de pulsos chaveados Q ou ainda uma função da densidade de fótons, quando se utiliza um absorvedor saturável.

As perdas em uma cavidade podem ser expressas por:

$$\varepsilon = -\ln R + L + \zeta(t) \quad (2.80)$$

Onde o primeiro termo representa as perdas por acoplamento, o segundo termo representa as perdas provocadas por espalhamento, difração e absorção e o termo  $\zeta(t)$  representa a perda na cavidade induzida pela chave Q.

No caso ideal, onde a transição da cavidade de baixo Q para alto Q ocorre instantaneamente, tem-se no momento  $t = 0$  uma população invertida  $n_i$  e a radiação na cavidade possui um valor finito e pequeno de densidade de fótons  $\phi_i$ . Inicialmente a densidade de fótons é baixa e enquanto o laser é bombeado, sendo  $\varepsilon_{max} = -\ln R + L + \zeta_{max}$  conforme ilustrado na FIGURA 22. As perdas são subitamente reduzidas para  $\varepsilon_{min} = -\ln R + L$ . A densidade de fótons

aumenta de  $\phi_i$ , atingindo o pico  $\phi_{max}$  com várias ordens de magnitude comparada com  $\phi_i$  e na seqüência declina a zero. Considerando  $N_i$  como a inversão inicial e  $N_f$  a inversão final, nota-se na FIGURA 22 que a inversão  $N_f$  está abaixo do limiar de inversão  $N_t$  quando se opera o laser de maneira convencional.

Wagner e colaboradores (1963) derivaram as equações que descrevem a operação de lasers chaveados Q rápidos. A energia de saída deste tipo de laser é dada por:

$$E = \frac{h\nu A}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{N_i}{N_f}\right) \quad (2.81)$$

Onde  $h\nu$  é a energia do fóton,  $A$  é a seção transversal efetiva do feixe. As densidades de inversão de população inicial e final,  $N_i$  e  $N_f$ , estão relacionadas pela equação:

$$N_i - N_f = N_t \ln\left(\frac{N_i}{N_f}\right) \quad (2.82)$$

Onde  $N_t$  é a densidade de inversão de população no limiar, ou seja:

$$N_t = \frac{1}{2\sigma\ell} \left( \ln\frac{1}{R} + L \right) \quad (2.83)$$

A largura do pulso chaveado Q também pode ser expresso em função dos níveis de inversão  $N_i$ ,  $N_f$  e  $N_t$ :

$$\Delta t_p = \tau_c \frac{N_i - N_t}{N_i - N_t [1 + \ln(N_i/N_t)]} \quad (2.84)$$

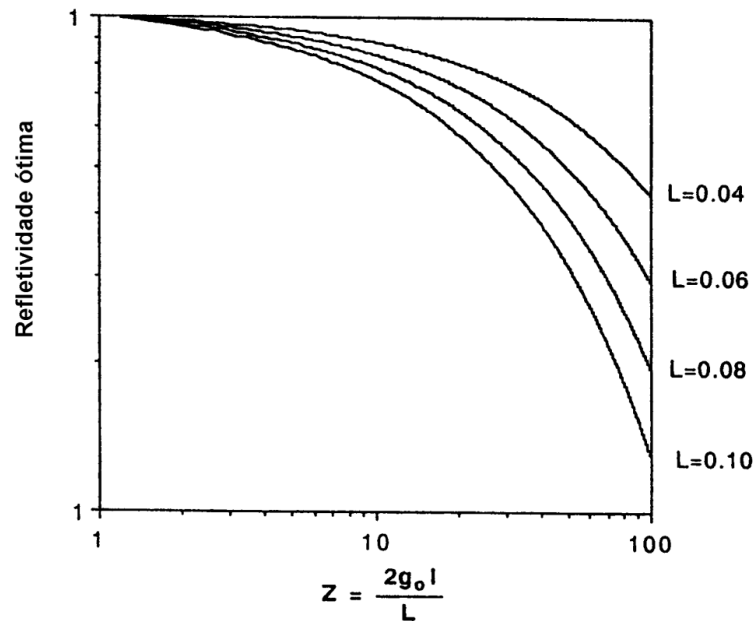
Degnan [31] derivou as soluções analíticas para a otimização de lasers chaveados Q, demonstrando que parâmetros como refletividade ótima, energia de saída, eficiência de extração, largura de pulso e potência pico podem ser expressas em função de uma única variável adimensional  $z = 2g_0\ell/L$ , onde  $2g_0\ell$  é o ganho de sinal pequeno e  $L$  é a perda de ida e volta na cavidade.

De suas derivações, tem-se:

Refletividade ótima:

$$R_{opt} = \exp\left[-L \left(\frac{z-1-\ln z}{\ln z}\right)\right] \quad (2.85)$$

O gráfico desta função pode ser verificado na FIGURA 23, onde é mostrado alguns parâmetros de perda  $L$  típicos.



**FIGURA 23** - Gráfico das perdas  $L$  em função da refletividade do espelho de saída e do parâmetro  $z$  [25].

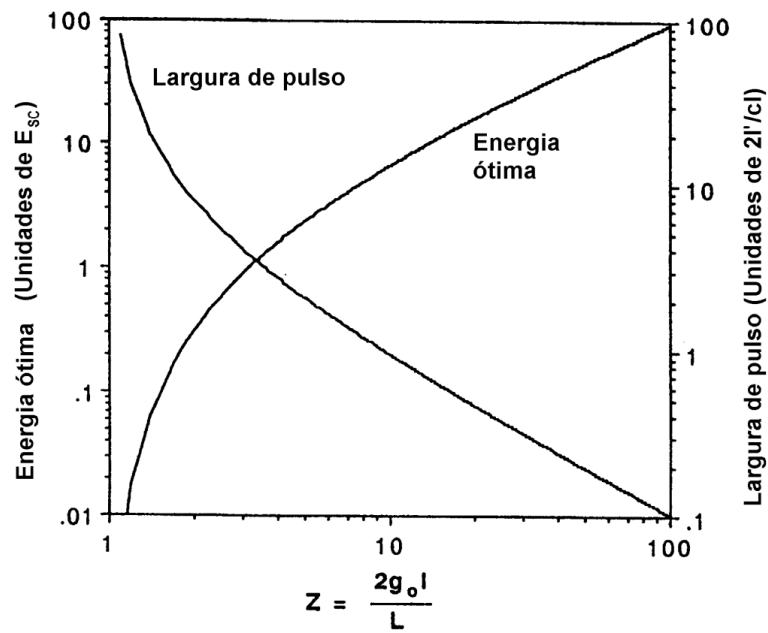
Energia de saída ótima:

$$E_{saída} = E_{esc} (z - 1 - \ln z) \quad (2.86)$$

Onde  $E_{esc}$  é um fator de escala, com dimensão de energia, dado por  $E_{esc} = Ah\nu L/2\sigma\gamma$ , onde  $A$  é a seção transversal do feixe,  $h\nu$  é a energia do fóton,  $\sigma$  seção transversal de emissão estimulada,  $L$  é a perda de ida e volta da cavidade e  $\gamma$  é o fator de degenerescência. O gráfico da função da energia otimizada é mostrado na FIGURA 24 e também apresenta a largura do pulso chaveado à meia altura, em função de  $z$ , que é obtido de:

$$t_p = \frac{t_R}{L} \left( \frac{\ln z}{z [1 - a(1 - \ln a)]} \right) \quad (2.87)$$

Onde  $t_R$  é o tempo de ida e volta da cavidade e  $a = (z - 1)/(z \ln z)$ .



**FIGURA 24** - Gráfico normalizado da energia de saída e da largura de pulso de um laser chaveado Q em função do parâmetro  $z$  [25].

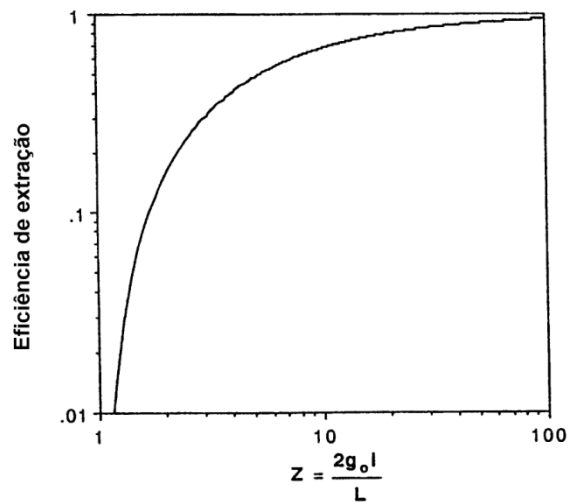
No limite de grandes valores de  $z$ , a energia de saída aproxima-se da energia útil total armazenada no meio de ganho:

$$E_u = \frac{Ah\nu L}{2\sigma\gamma} z = \frac{Vh\nu N_i}{\gamma} \quad (2.88)$$

a partir das equações 2.86 e 2.88, pode-se definir a eficiência de extração de energia:

$$\eta_{eq} = 1 - \left( \frac{1 + \ln z}{z} \right) \quad (2.89)$$

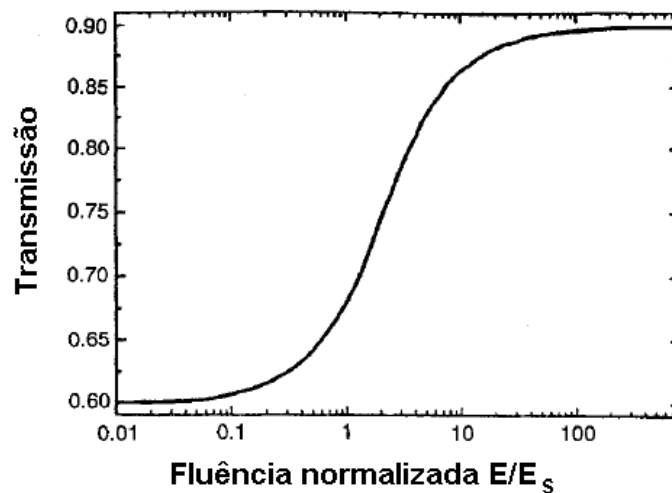
e seu gráfico é apresentado na FIGURA 25.



**FIGURA 25** - Eficiência de extração de energia de um laser chaveado Q, em função do parâmetro  $z$  [25].

### 2.13.1 - Chaveamento Q passivo

Uma chave Q passiva consiste de um elemento óptico, tal como uma célula preenchida com um corante orgânico ou um cristal dopado, que tem a transmissão característica (FIGURA 26).



**FIGURA 26** - Comportamento não linear de um absorvedor saturável versus fluência normalizada pela fluência de saturação  $E_s$  de um absorvedor [25].

O material se torna mais transparente à medida que a fluência aumenta, e em altos níveis de fluência o material satura ou “branqueia” (*bleaching*), o que resulta

em uma alta transmissão. O processo de branqueamento em um absorvedor saturável é baseado na saturação de transição espectral. Se tal material com alta absorção no comprimento de onda laser é colocado dentro do ressonador laser, ele irá inicialmente evitar a oscilação laser. À medida que o ganho aumenta durante o pulso de bombeamento e excede as perdas de ida e volta, o fluxo intracavitário aumenta muito fazendo com que a chave Q passiva sature. Sob esta condição as perdas são baixas um pulso gigante, chaveado Q, surge.

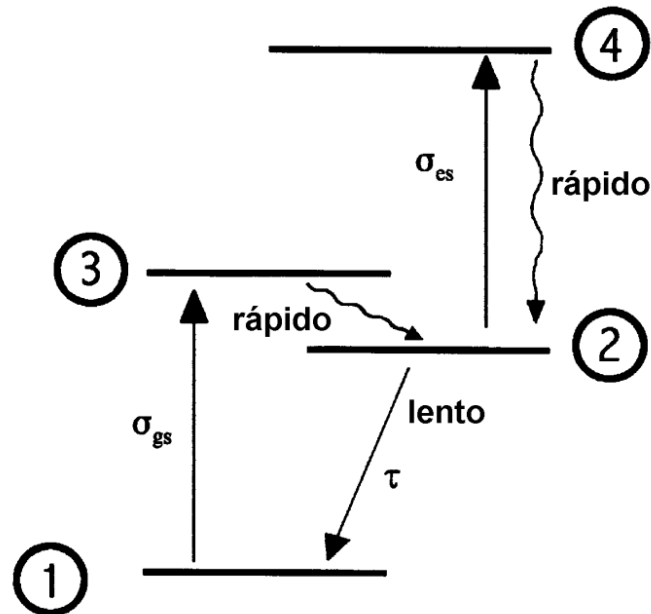
Originalmente, absorvedores saturáveis foram baseados em diferentes corantes orgânicos, tanto dissolvidos em solução orgânica ou impregnados em filmes finos de acetato de celulose. A pequena durabilidade desses tipos de chaves Q restringiu as aplicações das chaves Q passivas no passado. A emergência de cristais dopados com íons absorvedores ou contendo centros de cor melhorou muito a durabilidade e a confiabilidade das chaves-Q passivas.

O primeiro material utilizado, foi o cristal de centro de cor  $F_2^-:LiF$ . Os centros de cor são induzidos nos cristais por irradiação através de fontes gama, de elétrons ou nêutrons. Atualmente o material mais comumente empregado com chave-Q passiva é o  $Cr^{4+}:YAG$ . Os íons  $Cr^{4+}$  fornecem seção transversal de absorção alta do comprimento de onda laser e o cristal YAG fornece as propriedades mecânicas, térmicas e químicas desejáveis necessárias para uma longa durabilidade.

Um material exibindo absorção saturável pode ser representado por um simples esquema de nível de energias (FIGURA 27). A absorção do comprimento de onda de interesse ocorre na transição 1-3. Assume-se que a transição 3-2 é rápida. Para um material ser apropriado para ser uma chave Q passiva, a seção transversal de absorção de estado de repouso deve ser grande e simultaneamente o tempo de vida do superior (nível 2) deve ser longo o suficiente para habilitar depleção considerável do estado de repouso pela radiação laser.



Quando o absorvedor é inserido em uma cavidade laser ele será opaco a radiação laser até que o fluxo de fótons seja grande o suficiente para retirar a população do nível de repouso. Se o estado superior está suficientemente populado, o absorvedor torna-se transparente a radiação laser.



**FIGURA 27** - Níveis de energia de um absorvedor saturável, ilustrando  $\sigma_{gs}$  como estado de repouso,  $\sigma_{es}$  como estado de absorção excitado e  $\tau$  o tempo de vida de excitação [25].

Soluções das equações de taxa realizada primeiramente por Hercher [32] levaram a um coeficiente de absorção que é dependente da intensidade

$$\alpha(E) = \frac{\alpha_0}{1+E/E_S} \quad (2.90)$$

onde  $\alpha_0$  é o coeficiente de absorção de sinal pequeno e  $E_S$  é a fluência de saturação

$$E_S = \frac{h\nu}{\sigma_{gs}} \quad (2.91)$$

onde  $\sigma_{gs}$  é a seção transversal de absorção da transição 1-3.

Características importantes de um absorvedor saturável são a transmissão inicial  $T_0$ , a fluência  $E_S$  na qual a saturação torna-se apreciável e a absorção residual que resulta em um  $T_{m\acute{a}x}$  do absorvedor totalmente branqueado.

A transmissão de sinal pequeno do absorvedor é:

$$T_0 = \exp(-\alpha_0 \ell_s) = \exp(-n_0 \sigma_{gs} \ell_s) \quad (2.92)$$

onde  $\ell_s$  é a espessura do cristal absorvedor e  $n_0$  é a densidade de população do estado de repouso.

Para calcular a transmissão em função da fluência, o fluxo de fótons e a densidade de população devem ser consideradas como uma função da posição dentro do meio absorvedor. A equação de Frantz-Nodvik [33] utilizada em cálculos de amplificação de pulso, pode ser utilizada:

$$T_i = \frac{E_s}{E} \ln[1 + (\exp E/E_s - 1)T_0] \quad (2.93)$$

A equação 2.93 se reduz a  $T_i = T_0$  para  $E < E_s$  e  $T_i = 1$  para  $E > E_s$ .

Em absorvedores saturáveis reais, a transmissão nunca atinge 100%, pois ocorre absorção de fótons pelos átomos excitados. Uma chave Q passiva requer um material que apresente saturação de absorção do estado de repouso, entretanto a maioria dos materiais apresenta absorção de estado excitado (FIGURA 27), onde podem ocorrer transições do nível 2 para algum nível maior 4, que possui nível de energia correspondente a transição laser. A taxa de transição  $2 \rightarrow 4$  torna-se ainda maior à medida que a população de estado de repouso é invertida, porém não ocorre saturação devido a rápida relaxação do nível 4.

## 2.14 - Cristais birrefringentes

Cristais birrefringentes são cristais que possuem valores diferentes para os índices de refração em direções diferentes. A birrefringência pode ser uma propriedade permanente do cristal, como a birrefringência apresentada pelo YLF. Alternativamente, a birrefringência pode ser obtida através de uma força sendo aplicada ao cristal, como a birrefringência induzida pelo stress ou birrefringência induzida pela aplicação de um campo elétrico.

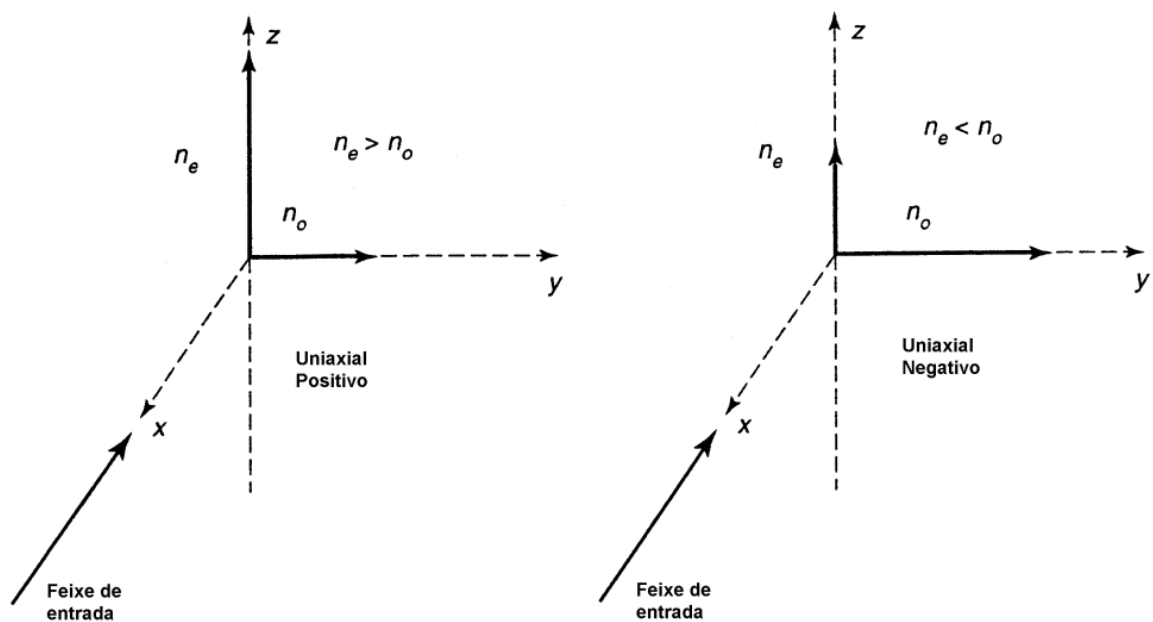
### 2.14.1 - Cristais Uniaxiais Positivos e Negativos

Cristais birrefringentes podem ser obtidos em configurações uniaxiais e biaxiais. Os cristais uniaxiais, mais utilizados em aplicações laser, como o YLF, possuem dois índices de refração, ou seja, as direções x e y apresentam o mesmo índice

de refração e a direção  $z$  apresenta índice de refração diferente. Os cristais biaxiais, como a mica, apresentam três índices diferentes de refração nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ .

Quando um feixe de luz passa através de um cristal uniaxial em qualquer direção, o feixe é dividido em duas polarizações ortogonais, sendo o plano dessas polarizações perpendicular a direção de propagação do feixe. Para cada uma dessas duas polarizações ortogonais, o cristal apresenta um índice de refração distinto. Entretanto, existe uma direção no cristal na qual o índice de refração para ambas as polarizações ortogonais é o mesmo. Esta direção é chamada de eixo óptico ou eixo  $c$  e o valor do índice de refração é  $n_o$ , chamado de índice de refração ordinário.

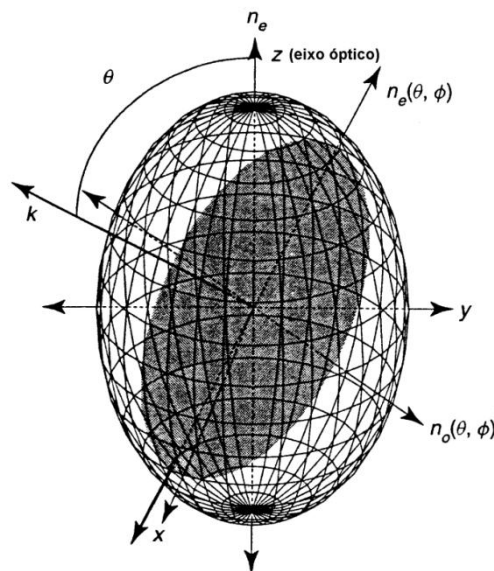
Quando um feixe se propaga através de um cristal ao longo do eixo  $x$ , novamente, o feixe se divide em duas polarizações ortogonais. A polarização que se propaga pelo eixo  $y$  experimentará o índice de refração  $n_o$  e o que se propaga pelo eixo  $z$  experimentará o índice  $n_e$ , chamado de índice de refração extraordinário. Se  $n_e > n_o$  o cristal é dito ser uniaxial positivo e se  $n_e < n_o$ , o cristal é uniaxial negativo. A FIGURA 28 ilustra o comportamento dos cristais uniaxiais, positivo e negativo.



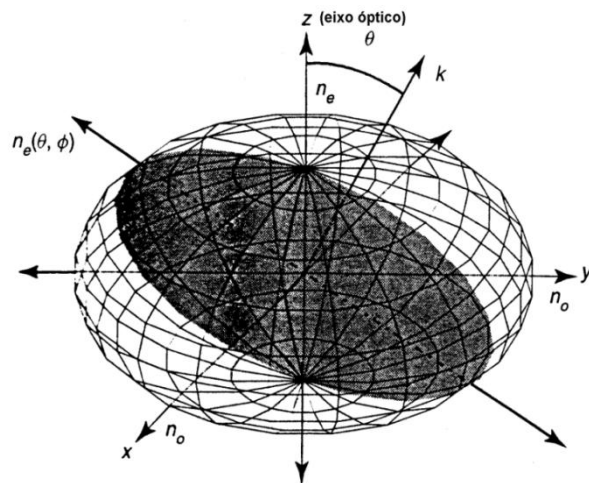
**FIGURA 28** - Divisão em duas polarizações ortogonais de um feixe se propagando em um cristal ao longo do eixo  $x$ . A polarização orientada no eixo  $y$  experimenta índice de refração  $n_o$  e a polarização orientada no eixo  $z$  experimenta índice de refração  $n_e$  [26].

As relações entre o índice e a direção de propagação podem ser visualizadas por uma estrutura gráfica chamado de *indicatrix*. Para cristais uniaxiais, a *indicatrix* é uma elipsóide de revolução onde o eixo óptico é o eixo de rotação. Se o cristal uniaxial é positivo, a *indicatrix* se apresenta como uma elipsóide com seu eixo maior na vertical (FIGURA 29). Se o cristal uniaxial é negativo, a *indicatrix* se apresenta com seu eixo maior na horizontal (FIGURA 30).

Ao considerar um feixe se propagando através de um cristal a um ângulo  $\theta$ , medido com referência ao eixo óptico e a um ângulo  $\phi$  medido com referência ao eixo  $x$ , um corte perpendicular a direção de propagação e no centro da *indicatrix* criará uma elipse. Os eixos maiores e menores da elipse determinam as duas direções das polarizações e o comprimento dos eixos determina o valor do índice de refração naquela direção.



**FIGURA 29** - Representação de um feixe se propagando em um cristal uniaxial positivo a um ângulo  $\theta$  com relação ao eixo  $z$  e a um ângulo  $\phi$  com relação ao eixo  $x$ . Os eixos da elipse resultante (área sombreada) representam as duas direções das polarizações resultantes e os comprimentos dos eixos desta elipse representam os índices de refração naquelas direções [26].



**FIGURA 30** - Representação de um feixe se propagando em um cristal uniaxial negativo. A determinação das polarizações resultantes e seus índices de refração são idênticos ao da figura 29 [26].

## CAPÍTULO 3

### MEIOS ATIVOS PARA LASERS

#### 3.1- Breve histórico

As condições para a ação laser foram primeiramente descritas por Schawlow e Townes [34], enquanto trabalhavam no *Bell Telephone Laboratories* baseado em suas experiências com amplificadores de microondas, chamados de *masers*. A primeira demonstração da ação laser foi realizada por Maiman (1960) [35] trabalhando na *Hughes Research Laboratories* utilizando um bastão de rubi ( $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ) com suas faces polidas e paralelas nas quais foram aplicadas uma cobertura altamente refletiva. A partir deste resultado vários trabalhos foram desenvolvidos visando se obter ação laser de diversas estruturas sólidas, gasosas e líquidas.

#### 3.2 - Propriedades dos materiais de estado sólido para obtenção da ação laser

Os lasers de estado sólido constituem-se basicamente de um meio hospedeiro dielétrico passivo cristalino ou vítreo e de espécies iônicas dopantes deste meio hospedeiro e responsáveis principais pela geração da ação laser. Estes íons dopantes substituem parte dos íons do material hospedeiro em percentagens de 0,1 a 10% [25], dependendo do material selecionado. A esse conjunto de íons dopantes e hospedeiro, se dá o nome de meio ativo laser.

Em lasers de estado sólido os meios ativos são fabricados e selecionados de modo a se obter propriedades ópticas favoráveis, como tempos de vida longos no nível laser superior, de emissões específicas, de propriedades térmicas e mecânicas que possibilitem operação em altas potências médias.

### 3.3 - Principais materiais hospedeiros

#### 3.3.1 – Vidros

Os vidros constituem uma classe de hospedeiros para alguns íons de terras raras como o  $\text{Nd}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  e se destacam pela facilidade de fabricação e pela obtenção de bastões de grandes dimensões com boa qualidade óptica.

A estrutura vítrea provoca emissões com larguras de linhas inerentemente maiores quando comparadas as emissões de estruturas cristalinas, além de aumentar o limiar de potência de bombeio para se obter a ação laser. As larguras de linhas maiores favorecem a amplificação de pulsos de luz mais curtos e permite o armazenamento de maiores quantidades de energia no meio amplificador [25].

Sua condutividade térmica inferior a dos cristais acarreta indução de birrefringência e distorções ópticas em bastões operados em grandes potências médias.

#### 3.3.2 – Óxidos

**Safira:** A safira ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) apresenta como principais características, grande dureza, grande condutividade térmica e apresenta-se quimicamente estável. Tem como principais dopantes substituindo o Al, os metais de transição em vez das comumente utilizadas terras raras, que são muito grandes para ocupar o lugar do Al na estrutura cristalina. Como o cristal de safira é uniaxial, apresenta birrefringência.

**Granadas:** De grande utilização em lasers de estado sólido as granadas sintéticas  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG),  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (GGG),  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$  (GSGG), apresentam propriedades desejáveis a um hospedeiro de meios ativos de laser. Sua grande condutividade térmica, estabilidade química, grande dureza, opticamente isotrópico, permite a operação de lasers com altos níveis de potências médias. Dentre as granadas mencionas o YAG se destaca apresentando um alto ganho quando dopado com  $\text{Nd}^{3+}$  e baixo limiar de ação laser.

**Aluminatos:** Tendo como principal membro o YAP ( $\text{YAIO}_3$ ) apresenta propriedades físicas como a dureza e condutividade térmica similares ao YAG,

porém diferindo pela sua anisotropia. Isso possibilita a escolha da orientação do eixo para bombeio e ação laser, além da possibilidade de sua utilização como meio de alto ganho e baixo limiar de ação laser ou de baixo ganho e grande armazenamento de energia, necessários para a operação de chaveamento  $Q$ . Para propagação da luz no eixo  $b$  do cristal, o maior ganho é para a transição de  $1,075\mu\text{m}$ , quando dopado com  $\text{Nd}^{3+}$  e é comparável com a transição de  $1,064\mu\text{m}$  do Nd:YAG. Para um feixe propagando pelo eixo  $c$  do Nd:YAP, o ganho máximo é para a transição de  $1,064\mu\text{m}$ , porém o ganho é de aproximadamente metade do ganho do Nd:YAG.

### 3.3.3 - Tungstatos, Molibdatos, Vanadatos e Berilatos:

Antes da disponibilização comercial do YAG, o tungstato  $\text{CaWO}_4$  foi o hospedeiro mais utilizado para o  $\text{Nd}^{3+}$ . Embora a condutividade térmica do  $\text{CaWO}_4$  seja cerca de 4 vezes maior que os vidros, este hospedeiro apresenta grande fragilidade mecânica.

O molibdato  $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$  quando dopado com  $\text{Nd}^{3+}$  apresenta como característica um ganho de valor intermediário entre o Nd:vidro e Nd:YAG, sendo capaz de atingir maiores eficiências que o Nd:vidro e maior armazenamento de energia que o Nd:YAG. A menor condutividade térmica e o maior coeficiente de expansão térmica comparado ao Nd:YAG faz com que o Nd: $\text{NaLa}(\text{MoO}_4)_2$  apresente maior estresse térmico que o Nd:YAG quando submetido a mesma potência de bombeio, durante a ação laser.

O vanadato  $\text{YVO}_4$  é o principal cristal desta família e também recebe o  $\text{Nd}^{3+}$  como principal dopante. O Nd: $\text{YVO}_4$  apresenta baixo limiar de ação laser em operação pulsada, grande seção transversal de emissão e alta absorção de bombeio. Sua utilização se intensificou com o advento de bombeio por diodos lasers, pois inicialmente o  $\text{YVO}_4$  apresentou problemas em seu processo de crescimento, que foi superado com a produção de cristais menores, utilizados nos sistemas compactos bombeados por diodos.

Utilizado em menor escala devido à baixa condutividade térmica e baixa seção de choque transversal, o berilato  $\text{La}_2\text{Be}_2\text{O}_5$  (BEL) apresenta como características principais a possibilidade de receber altas concentrações de dopantes de terras raras e sendo opticamente biaxial, possui coeficientes térmicos positivos e negativos para o índice de refração. Desse modo o caminho óptico adequado

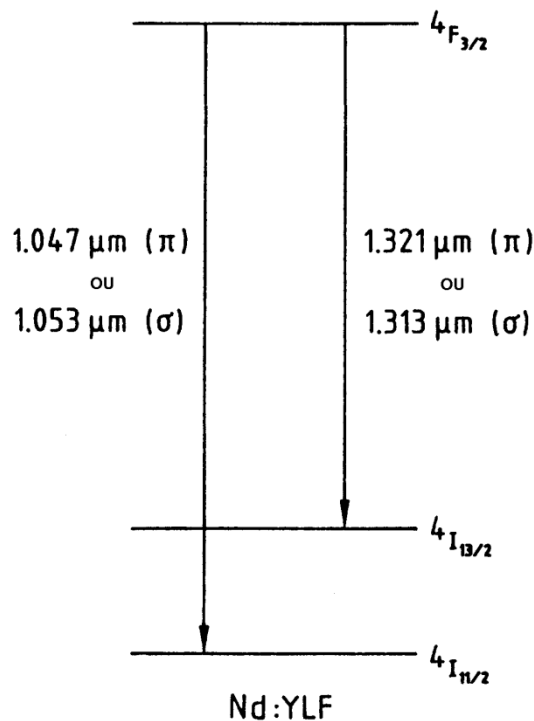


pode ser selecionado com a finalidade de diminuição de formação de lente térmica no cristal.

### 3.3.4 - Fluoretos

Os fluoretos divalentes apresentam-se como cristais isotrópicos e com dureza menor quando comparados ao YAG e similar a do  $\text{YVO}_4$ . Inicialmente os cristais de  $\text{CaF}_2$  foram os hospedeiros de muitos lasers dopados com terras raras. Recentemente os cristais de  $\text{YLiF}_4$  – “yttrium lithium fluoride” ou YLF, que se apresentam uniaxiais, têm sido utilizados como hospedeiro de dopantes como  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  e  $\text{Nd}^{3+}$ . Os cristais de Nd:YLF apresentam uma redução na lente térmica e maior capacidade de armazenamento de energia, quando comparado ao Nd:YAG. O Nd:YLF foi o cristal escolhido para a execução dos experimentos desenvolvidos no presente trabalho. A FIGURA 31 ilustra o diagrama de níveis simplificado do Nd:YLF.

Na TAB.1, é apresentada as características do cristal de Nd:YLF em comparação com os outros dois principais hospedeiros do  $\text{Nd}^{3+}$ ; o Nd:YAG e o Nd:YO<sub>4</sub>.



**FIGURA 31** - Diagrama de níveis de energia simplificado do Nd:YLF [25].

**TABELA 1** - Características dos principais cristais dopados pelo Nd<sup>3+</sup>[36, 37, 38].

Propriedade	Nd:YLF	Nd:YAG	Nd:YVO <sub>4</sub>
Fórmula	LiYF <sub>4</sub>	Y <sub>3</sub> Al <sub>15</sub> O <sub>12</sub>	YVO <sub>4</sub>
Parâmetros da rede cristalina (Å)	a = 5,16 c = 10,85	a = 12	a = b = 7,12 c = 6,29
Densidade (g.cm <sup>-2</sup> )	3,99	5,4	4,22
Ponto de fusão (°C)	~820	~1930	~1825
Transparência ótica (μm)	0,12 – 7,5	0,2 - 6	0,4 – 5
Condutividade térmica (W.cm <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	0,058 (   eixo c) 0,072 (⊥ eixo c)	0,11 - 0,13	0,030 (   eixo c) 0,051 (   eixo a)
Coeficiente de expansão térmica (.10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	8 (   eixo c) 13 (⊥ eixo c)	7,8	11,37 (   eixo c) 4,43 (   eixo a)
Dureza (Mohs)	4 - 5	8,25 – 8,5	5
Seção de choque da emissão estimulada (.10 <sup>-19</sup> cm <sup>2</sup> )	1,8 (π) 1,2 (σ)	2,8	25
Tempo de vida de fluorescência (μs)	480	230	90
Índice de refração	1,4485 (   eixo c) 1,4708 (⊥ eixo c)	1,8197	1,9573 (   eixo c) 2,1652 (   eixo a)
Comprimento de onda da transição <sup>4</sup> F <sub>3/2</sub> → <sup>4</sup> I <sub>11/2</sub> (nm)	1053 (   eixo c) 1047 (⊥ eixo c)	1064	1064

## CAPÍTULO 4

### DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL

Este capítulo descreve a preparação das amostras de Nd:YLF e a montagem das seis cavidades ressonantes estudadas neste trabalho. O estudo de diversos ressonadores (itens 4.2 a 4.7) foi necessário devido à baixa eficiência obtida nos primeiros ressonadores montados. Durante a construção dos ressonadores subsequentes, foi possível identificar as causas das baixas eficiências das cavidades anteriores. No capítulo 5, itens 5.1 a 5.6, são apresentados os resultados obtidos de cada cavidade ressonante.

#### 4.1 – Preparação das amostras

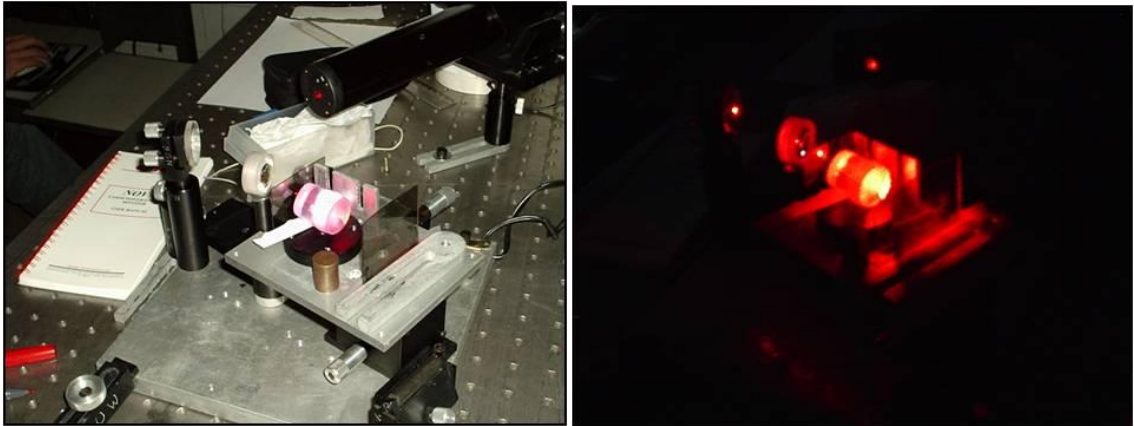
Os cristais de Nd:YLF utilizados neste trabalho foram crescidos no Centro de Laser e Aplicações (CLA) através do método de *Czochralski*. Todos os cristais foram orientados como descrito a seguir. Após a lapidação e polimento todos sofreram medições de espectro de absorção no espectrômetro CARY OLIS-17 do laboratório de espectroscopia do CLA.

O cristal volumétrico recebido para este trabalho, com 1,3 mol% (FIGURA 32), teve seu eixo óptico (eixo c) determinado pelo método de polarizadores cruzados.

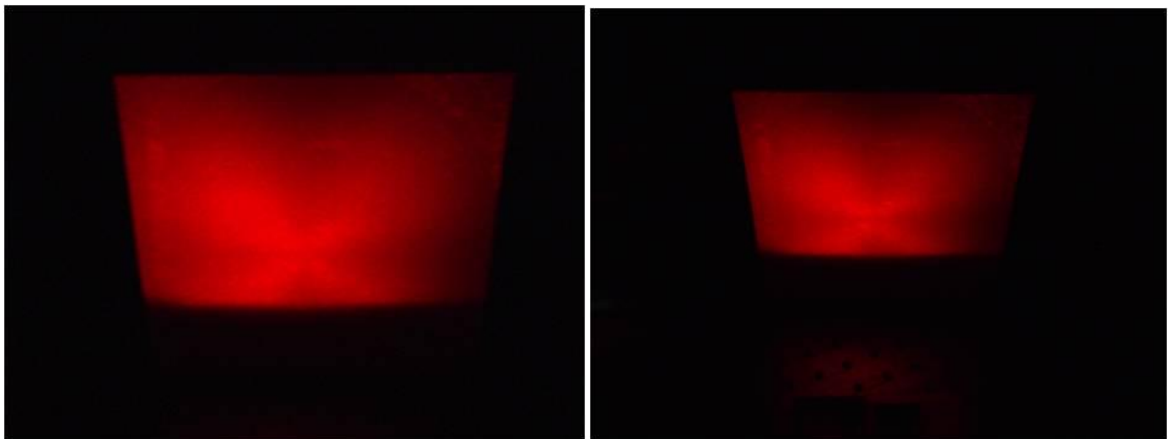


**FIGURA 32** - Cristal volumétrico de Nd:YLF com 1,3 mol%, utilizado para a obtenção das amostras.

A FIGURA 33 mostra o posicionamento do cristal volumétrico entre dois polarizadores cruzados e a incidência de um feixe de *HeNe* na região do vermelho. O padrão da “Cruz de Malta”, projetado em uma superfície (FIGURA 34), obtido com a passagem do feixe de *HeNe* pelo cristal, determina o eixo óptico de crescimento do cristal.

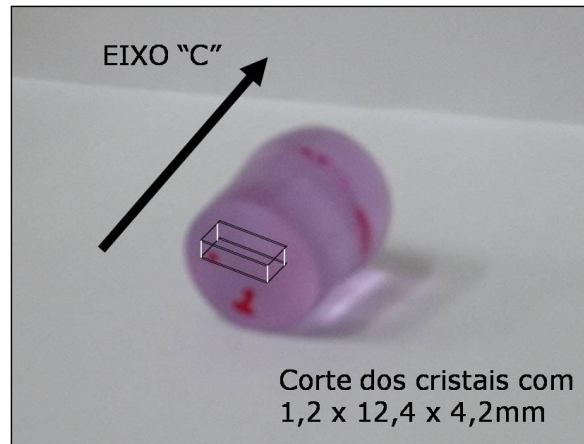


**FIGURA 33** - Determinação da orientação do eixo c através da colocação do cristal volumétrico entre polarizadores cruzados

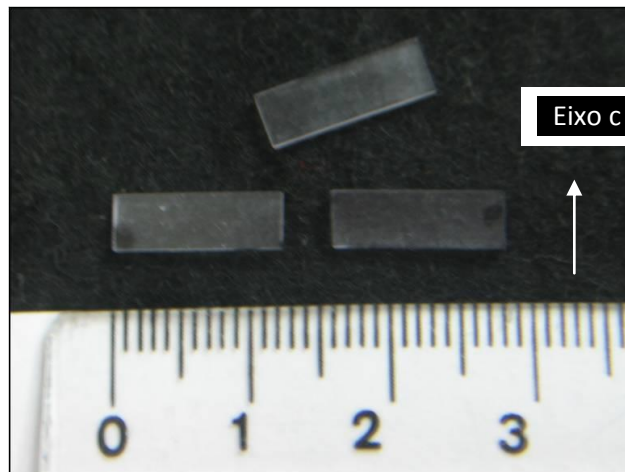


**FIGURA 34** - Padrão de “Cruz de Malta” projetado em uma superfície de papel, obtido se posicionar o feixe de *HeNe* sobre o eixo c. O eixo c encontra-se no centro da “Cruz de Malta”.

A FIGURA 35, ilustra a determinação da posição do eixo c no cristal volumétrico, de Nd:YLF, e os esquema de retirada dos cristais. Na FIGURA 36, são mostrados os cristais já cortados, lapidados e polidos.

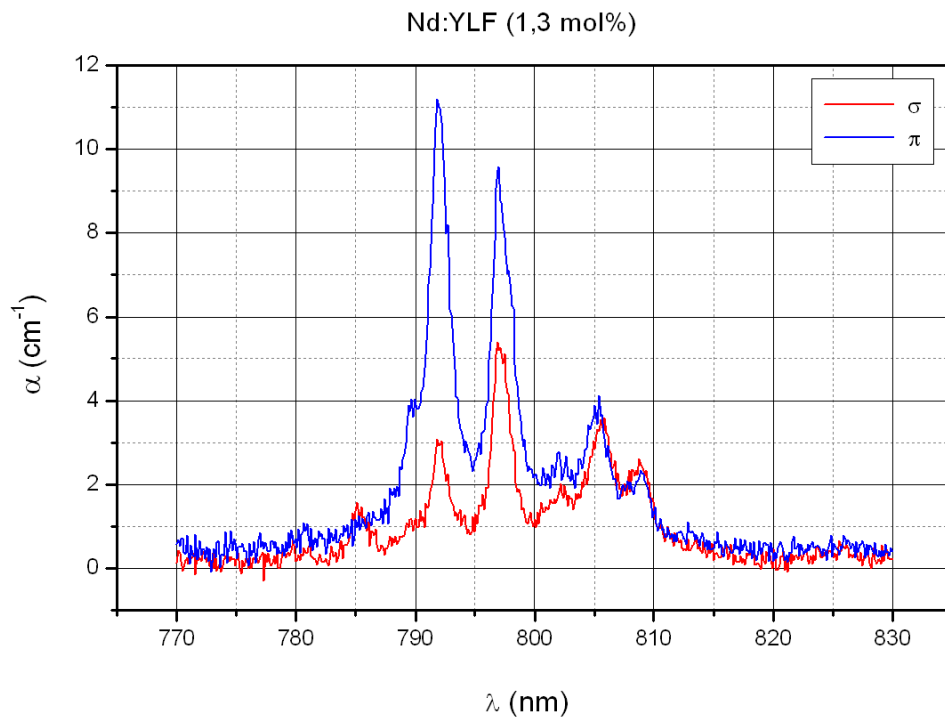


**FIGURA 35** - Cristal volumétrico de Nd:YLF já orientado e representação das amostras a serem obtidas.



**FIGURA 36** - Fotografia das amostras já cortadas, lapidadas e polidas com dimensões de 1,2 x 12,4 x 4,2 mm.

O espectro de absorção das amostras da FIGURA 36 é apresentado na FIGURA 37.

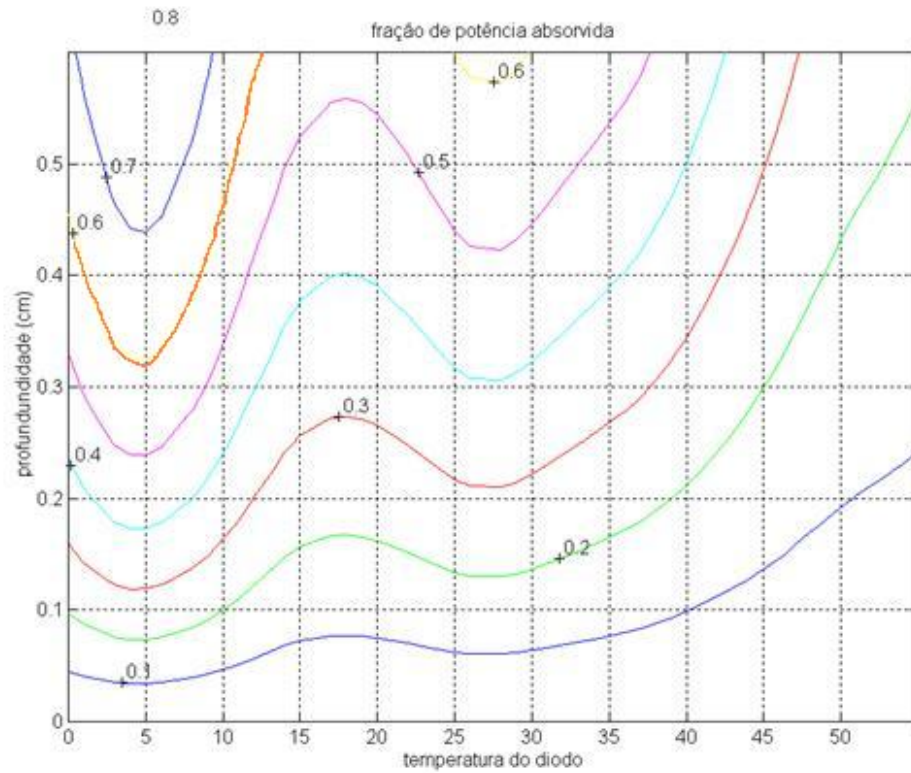


**FIGURA 37** - Espectro de absorção das amostras de Nd:YLF já preparadas, nas polarizações  $\pi$  e  $\sigma$ . A dopagem do cristal é de 1,3 mol% de Nd.

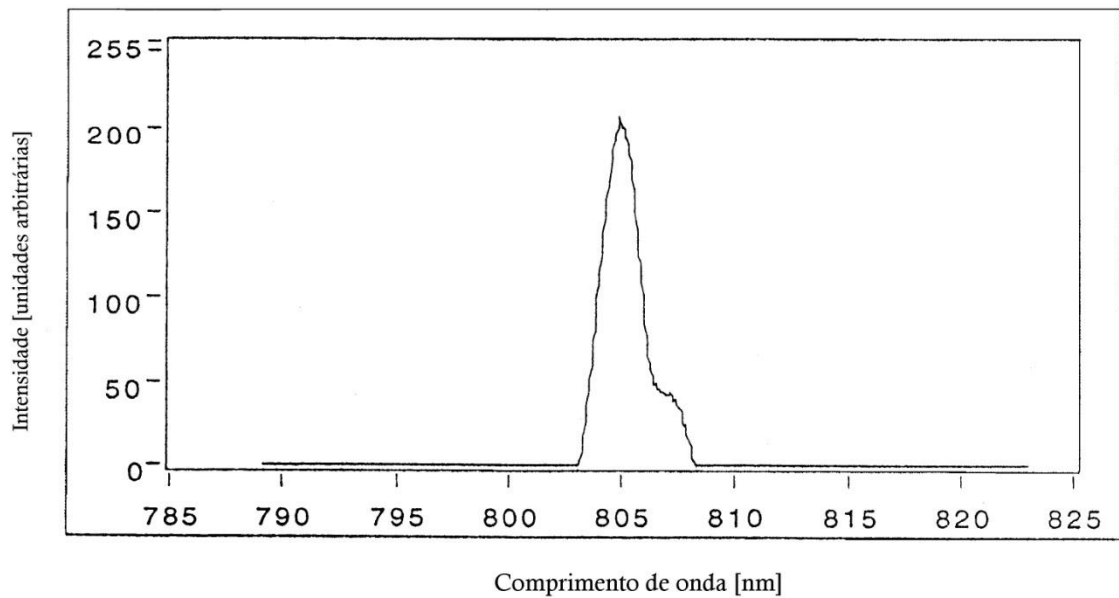
#### 4.2 – Cavidade ressonante 1

Nesse experimento, idealizou-se montar uma configuração de ressonador laser compacto, de baixo ganho, o que acarreta um menor estresse térmico no cristal, possibilitando sua operação em frequências de pulso maiores, além de permitir um maior armazenamento de energia no meio ativo, o que propicia um melhor desempenho no processo de chaveamento Q posterior. Desse modo, foi escolhido o bombeio do cristal na polarização  $\sigma$  (perpendicular ao eixo c do cristal), com comprimento de onda de 806 nm. Para determinação das características de absorção no cristal, utilizou-se um software desenvolvido em *Matlab* pelo Dr. Niklaus Ursus Wetter, para a simulação da sobreposição do espectro de emissão do diodo laser de bombeio (FIGURA 39), com o espectro de absorção do cristal (FIGURA 37).

O gráfico resultante desta simulação pode ser visto na FIGURA 38.

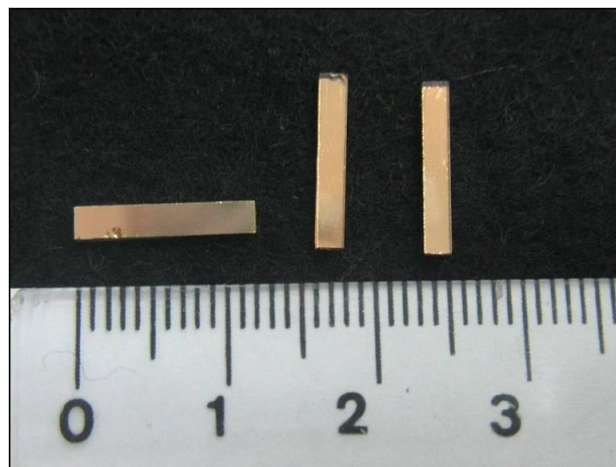


**FIGURA 38** - Curvas de absorção do cristal de Nd:YLF com 1,3mol%, com bombeio de 806nm em  $\sigma$ .

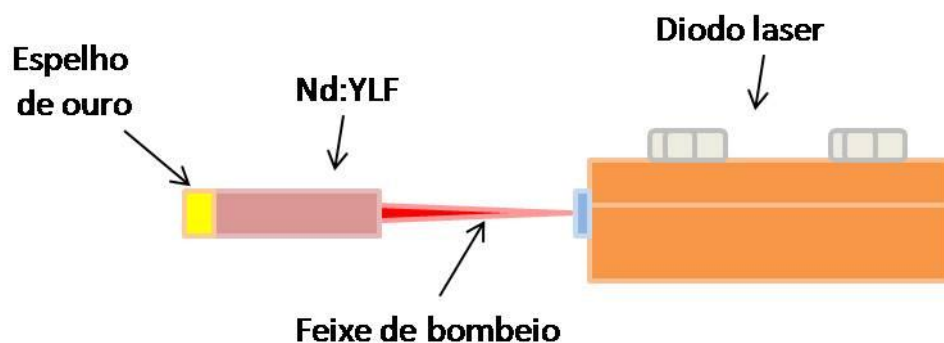


**FIGURA 39** - Espectro de emissão do diodo laser de bombeio de 806 nm.

O gráfico da FIGURA 38, mostra que a 25°C o cristal absorve 50% do feixe de bombeio de 806 nm em aproximadamente 4,3 mm. Como o cristal apresentou 4,2mm de largura, parte do bombeio não foi aproveitado em uma única passagem pelo cristal. Para garantir maior aproveitamento do feixe de bombeio, foram colocados os espelhos de ouro (FIGURA 40), posicionados na face do cristal oposta a do bombeio (FIGURA 41). O espelho de ouro refletiu o feixe de bombeio lateral de volta para dentro do cristal para seu melhor aproveitamento.



**FIGURA 40** - Espelhos com *coating* de ouro utilizados para reaproveitamento do feixe de bombeio



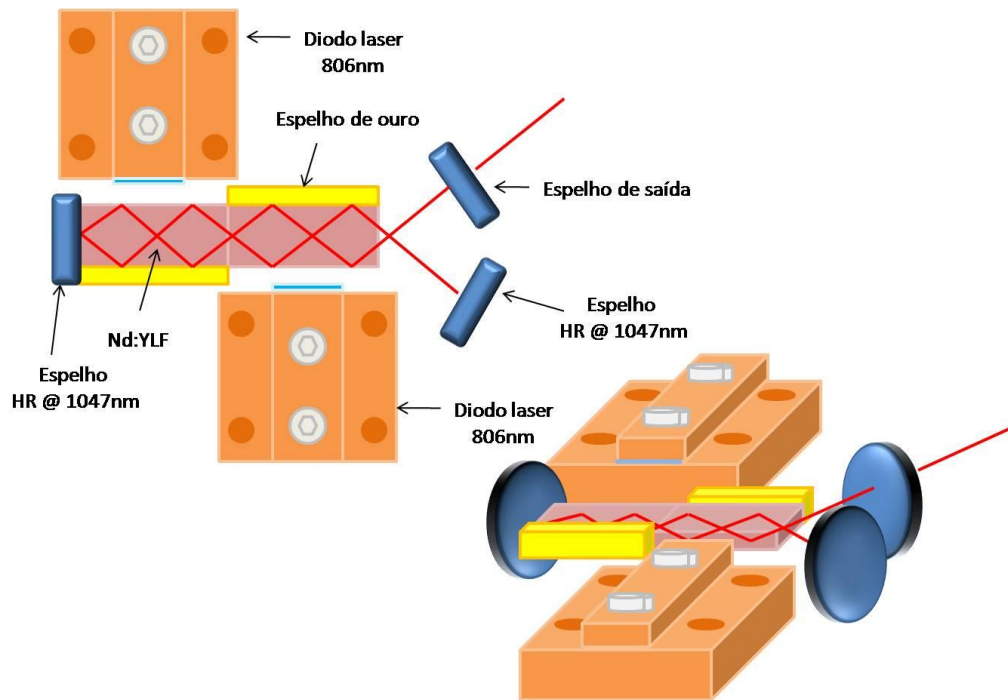
**FIGURA 41** – Ilustração da vista lateral do diodo laser de bombeio, cristal de Nd:YLF e espelho de ouro posicionado na face oposta a de bombeio.

A primeira cavidade ressonante idealizada foi constituída conforme ilustrado na FIGURA 42, por dois diodos laser de bombeio, dois cristais de Nd:YLF justapostos pelas suas faces menores, três espelhos configurando passo duplo e



com incidência do feixe de Nd:YLF em ângulo de Brewster de  $56^\circ$  no cristal, além de dois espelhos de ouro posicionados nas faces opostas as de bombeio dos cristais.

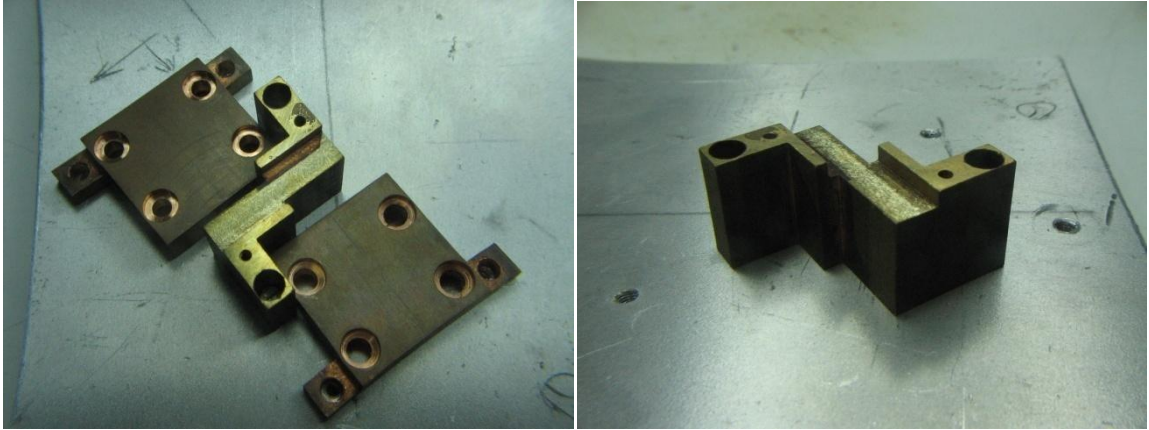
O bombeio foi realizado na polarização  $\sigma$  (perpendicular ao eixo c do cristal) e a ação laser ocorreu na polarização  $\pi$  (1047nm).



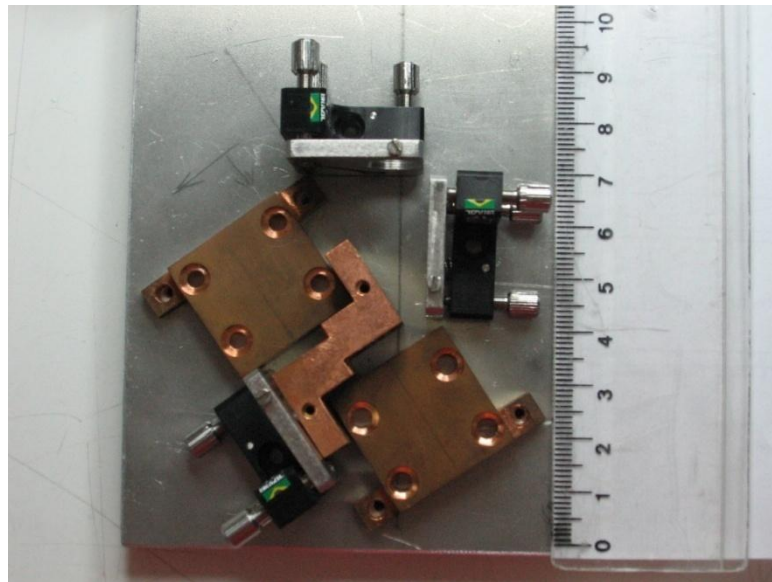
**FIGURA 42** - Esquema construtivo da cavidade ressonante 1, de passo duplo com dois cristais de Nd:YLF com dimensões de 1,2 x 12,4 x 4,2 mm, justapostos

Os suportes dos diodos e dos cristais desta cavidade ressonante foram confeccionados com cobre (FIGURAS 43 e 44), sendo que o suporte dos cristais sofreu uma deposição de ouro na face de contato com os cristais para diminuir a oxidação e melhorar a dissipação térmica. Entre o suporte de cobre e os cristais, foi colocada uma lâmina de 0,1 mm de Índio (condutividade térmica de 81,6 W/(mK) [39]) e pasta térmica para uma melhor dissipação de calor.

Entre os diodos laser de bombeio e o suporte de cobre foi adicionada uma lâmina de silicone para isolamento elétrico, com condutividade térmica de 1,3 W/(mK).



**FIGURA 43** - Suportes de cobre de sustentação dos cristais de Nd:YLF e conjunto de suportes dos cristais e dos diodos de bombeio, respectivamente

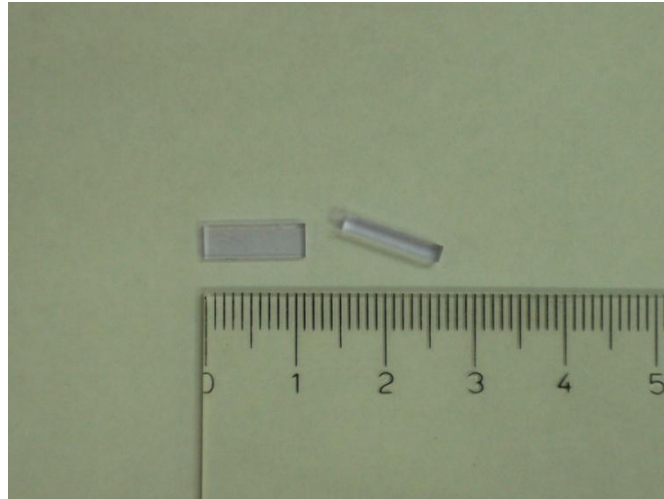


**FIGURA 44** - Vista da distribuição dos suportes de cristal, diodos e de espelhos. Note que o tamanho da cavidade é menor que 10 cm.

### 4.3 – Cavidade ressonante 2

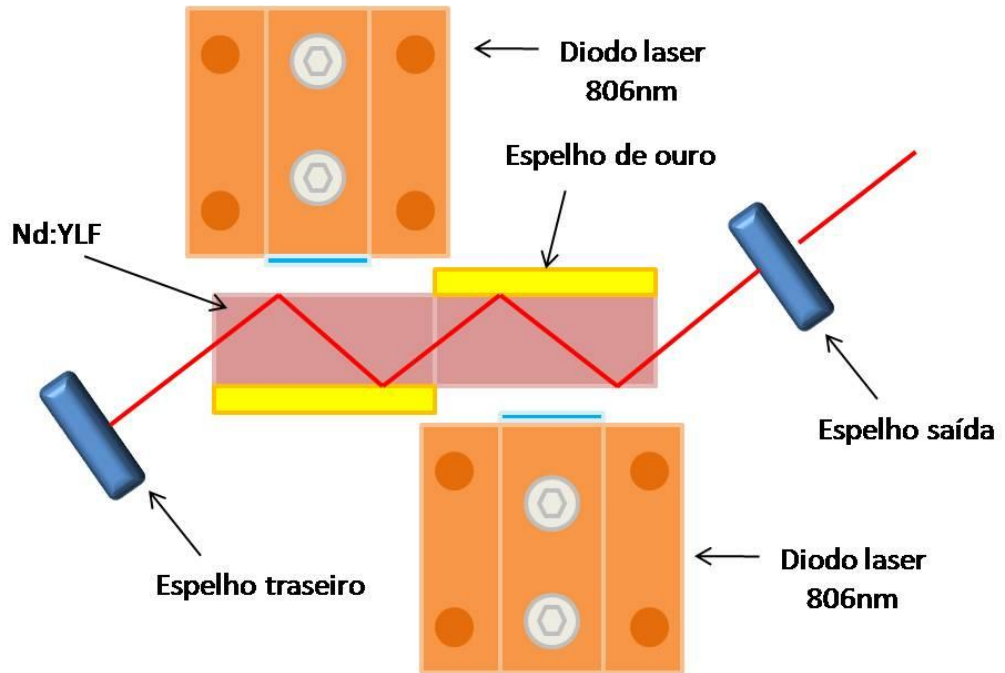
Devido a baixa eficiência obtida na cavidade ressonante 1, Para a construção desta cavidade foram cortados, lapidados e polidos novas amostras de cristais, oriundos do mesmo cristal volumétrico (FIGURA 32) e são mostrados na FIGURA 45. Essas amostras apresentaram dimensões de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm. A representação da cavidade ressonante 2 construída é ilustrada na FIGURA 46, e sua fotografia apresentada na FIGURA 47. Nesta configuração, mantiveram-se os dois diodos laser de bombeio de 806 nm da cavidade ressonante 1. Entretanto

diminuiu-se o número de reflexões internas do feixe de 1047 nm, utilizando-se dois espelhos configurando passo único e com incidência do feixe de Nd:YLF em ângulo de Brewster no cristal. Foram mantidos os dois espelhos de ouro posicionados nas faces opostas as de bombeio dos cristais para melhor aproveitamento do feixe de bombeio.

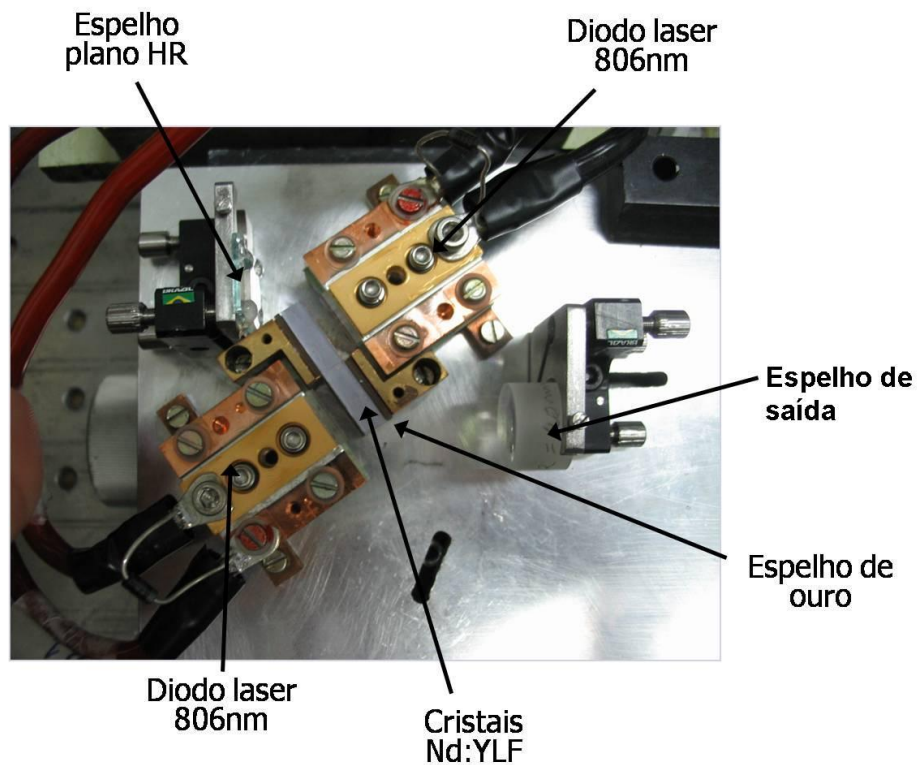


**FIGURA 45** - Novas amostras de cristais com dimensões de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm, obtidas do cristal volumétrico de dopagem 1,3 mol%.

O bombeio foi realizado na polarização  $\sigma$  (perpendicular ao eixo c do cristal) e a ação laser ocorreu na polarização  $\pi$  (1047nm).



**FIGURA 46** - Esquema construtivo da cavidade ressonante 2 de passo único, com dois novos cristais de Nd:YLF com dimensões de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm, justapostos.

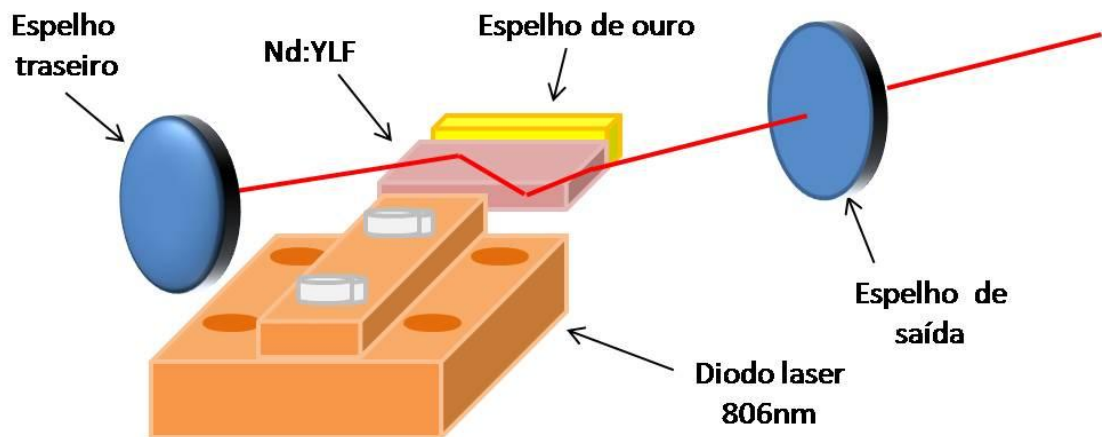


**FIGURA 47** - Fotografia da cavidade 2 de passo único construída.

#### 4.4 – Cavityde ressonante 3:

A cavityde ressonante 3 construída é mostrada na FIGURA 48, sendo constituída por um único diodo laser de 806nm com potência pico de 100 Watts.

Nesta cavityde foi posicionado um único cristal (FIGURA 45), de dimensões: 1,8 x 11,2 x 3,7 mm.



**FIGURA 48** - Esquema construtivo da cavityde ressonante 3, com um cristal de 1,8 x 11,2 x 3,7 mm, e bombeado por um diodo.

Esta cavityde apresentou dois espelhos, configurando passo único e com incidência do feixe de Nd:YLF em ângulo de Brewster no cristal e um espelho de ouro posicionado na face oposta a de bombeio do cristal.

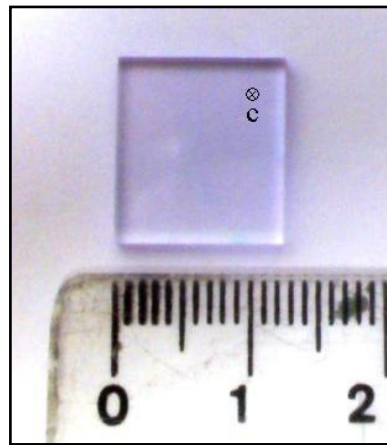
O bombeio foi realizado na polarização  $\sigma$  (perpendicular ao eixo c do cristal) e a ação laser ocorreu na polarização  $\pi$  (1047 nm).

#### 4.5 – Cavityde ressonante 4:

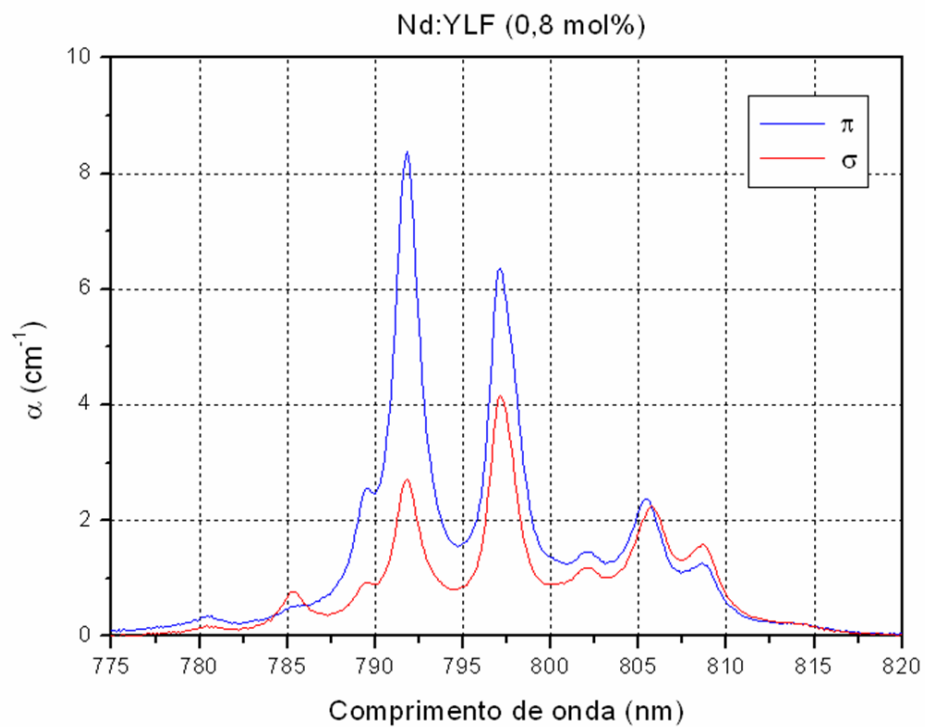
Na quarta cavityde ressonante construída, foi substituído o cristal e o diodo laser de bombeio.

O cristal dessa cavityde foi substituído por outra amostra Nd:YLF, oriunda de outro cristal volumétrico disponibilizado para o experimento. Os procedimentos de corte, lapidação e polimento foram realizados na mesma metodologia das amostras anteriores. A amostra de Nd:YLF apresentou dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm (FIGURA 49). Seu espectro de absorção foi demonstrado no gráfico da FIGURA 50. Essa amostra apresenta dopagem de 0,8 mol% de Nd.

Nessa cavidade, utilizou-se um diodo laser emitindo em 797nm com potência pico de 44 Watts.



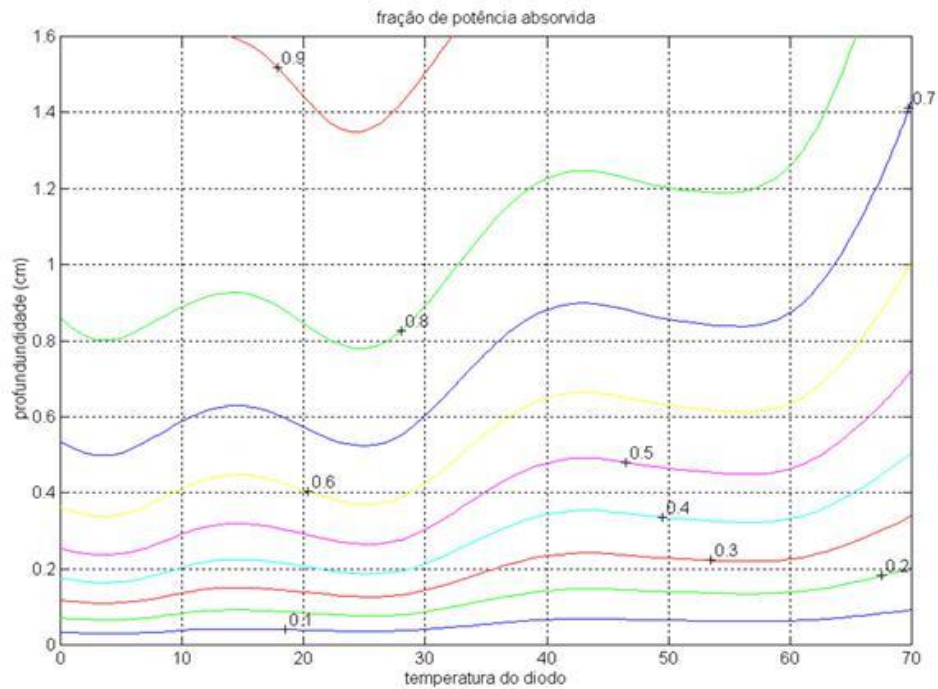
**FIGURA 49** - Novo cristal obtido com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm. A orientação do eixo c, perpendicular à face maior, é mostrada



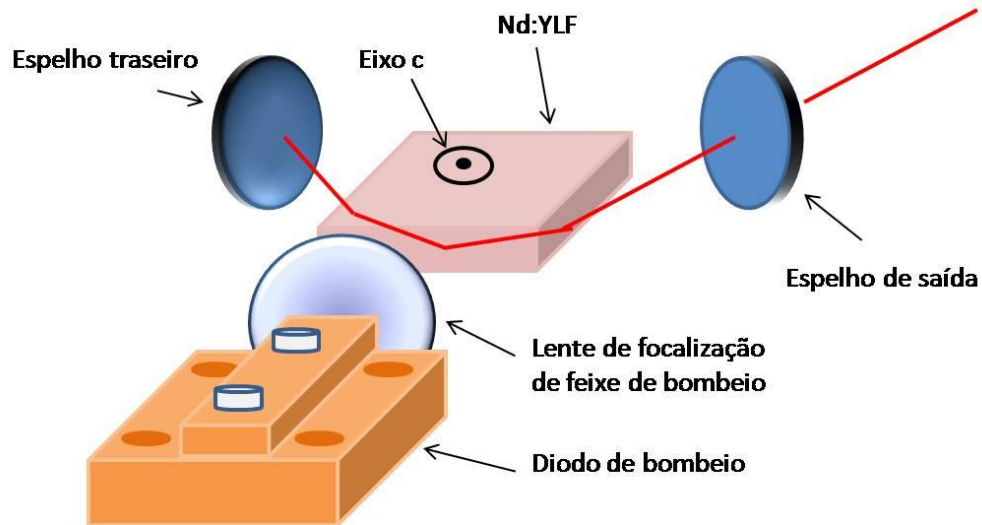
**FIGURA 50** - Espectro de absorção das amostras de Nd:YLF com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm, nas polarizações  $\pi$  e  $\sigma$ . A dopagem desta amostra é de 0,8 mol% de Nd

Realizou-se a sobreposição do espectro de bombeio em 797 nm com o espectro de absorção da amostra e o gráfico resultante é visualizado na FIGURA 51. Conforme observado na FIGURA 52 nesta configuração de cavidade, o cristal foi bombeado na polarização  $\pi$  e o obteve-se o feixe de 1047 nm ( $\pi$ ).

A cavidade foi montada com dois espelhos configurando passo único e com incidência do feixe de Nd:YLF em ângulo de Brewster no cristal e sem espelho de ouro na face oposta a de bombeio, pois no bombeio em 797nm na polarização  $\pi$  cerca de 80% do feixe é absorvido em 8mm, como pode ser visto na FIGURA 51, com adição de uma lente focalizadora a cavidade.

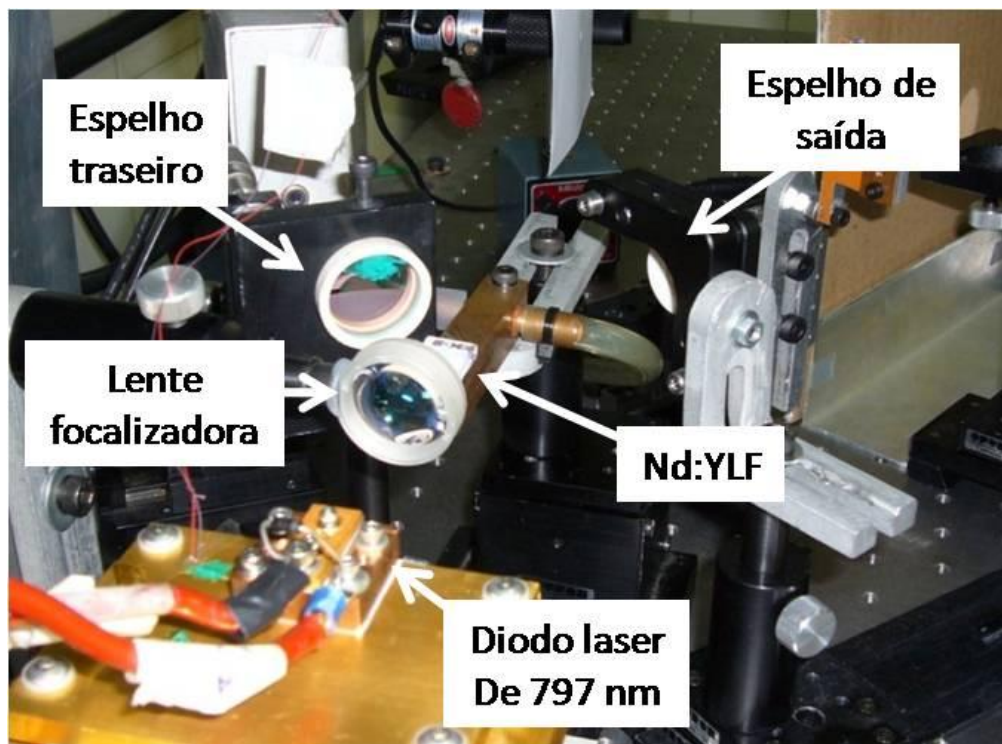


**FIGURA 51** - Curvas de absorção do cristal de Nd:YLF com 0,8mol%, com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm, com bombeio de 797nm em  $\pi$ .



**FIGURA 52** - Esquema construtivo da cavidade ressonante 4, com bombeio lateral, bombeio do cristal em  $\pi$  com uma reflexão interna total na superfície de bombeio e com feixe de 1047nm em ângulo de incidência de Brewster no cristal.

A FIGURA 53 mostra a foto da cavidade montada.

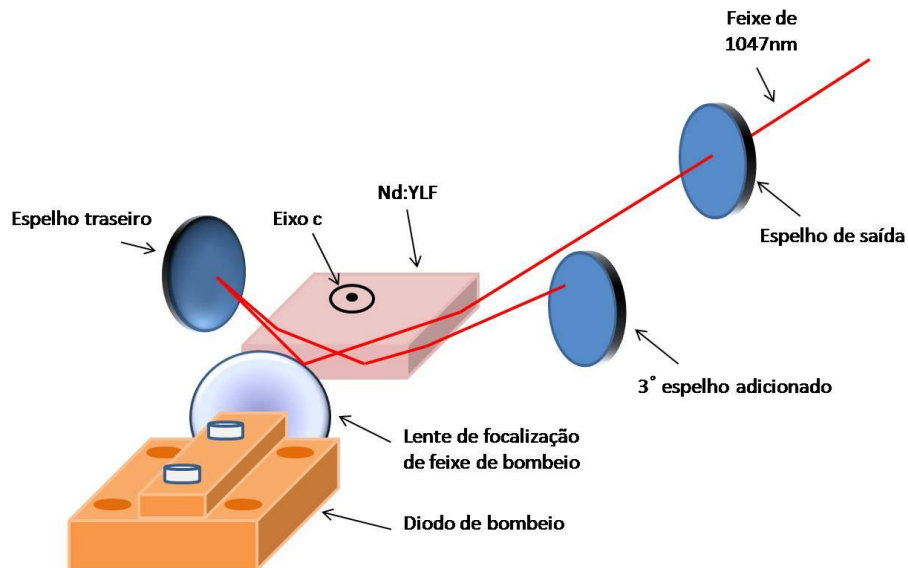


**FIGURA 53** - Fotografia da cavidade 4 montada com cristal de Nd:YLF com 0,8mol% e com dimensões 3,8 x 12,5 x 13,7 mm



#### 4.6 – Cavity ressonante 5

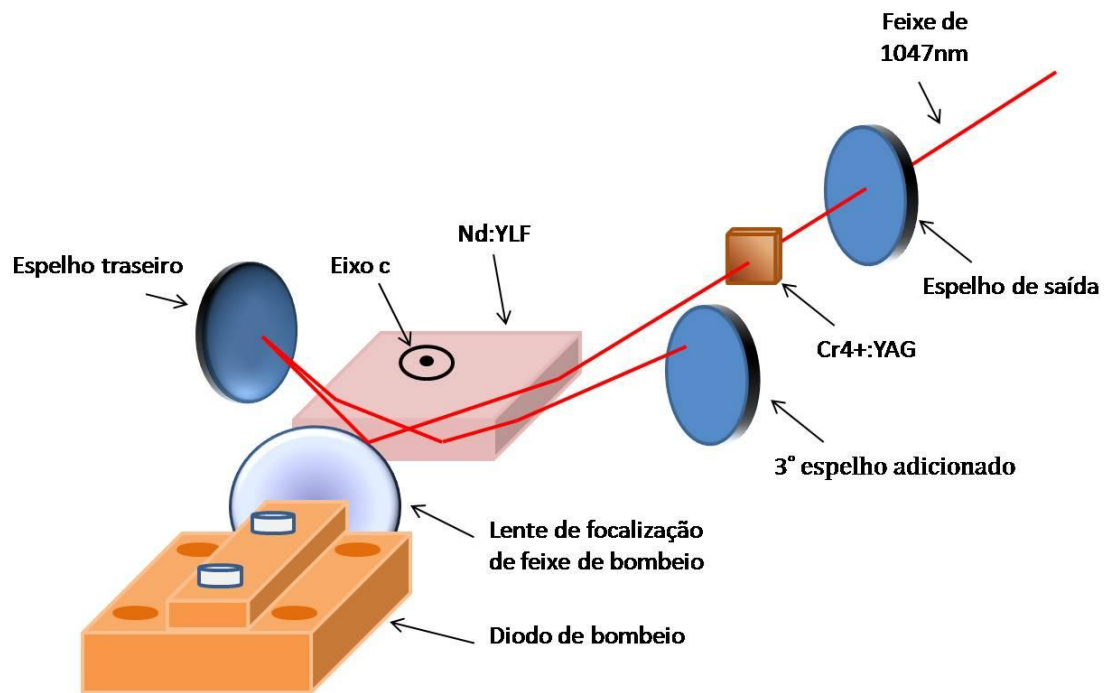
Na quinta cavity ressonante construída, manteve-se o cristal e o diodo da cavity ressonante 4. Foi acrescentado um terceiro espelho altamente refletor em 1047 nm, para configurar duas reflexões internas totais na superfície de bombeio, conforme ilustrado na FIGURA 54.



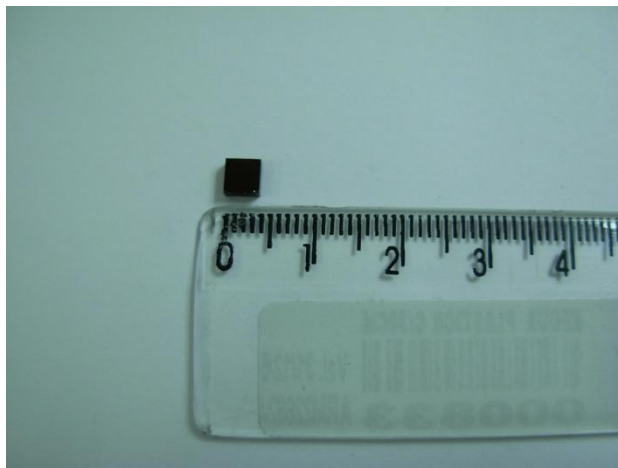
**FIGURA 54** - Ilustração da cavity 5, com duas reflexões internas totais na face de bombeio, com cristal bombeado em 797 nm.

#### 4.7 – Cavity ressonante 6

Nesta cavity, manteve-se a configuração de duas reflexões internas totais da cavity 5 e foi adicionado um absorvedor saturável de  $\text{Cr}^{4+}$ :YAG, conforme ilustrado na FIGURA 55, o absorvedor saturável é mostrado na FIGURA 56.

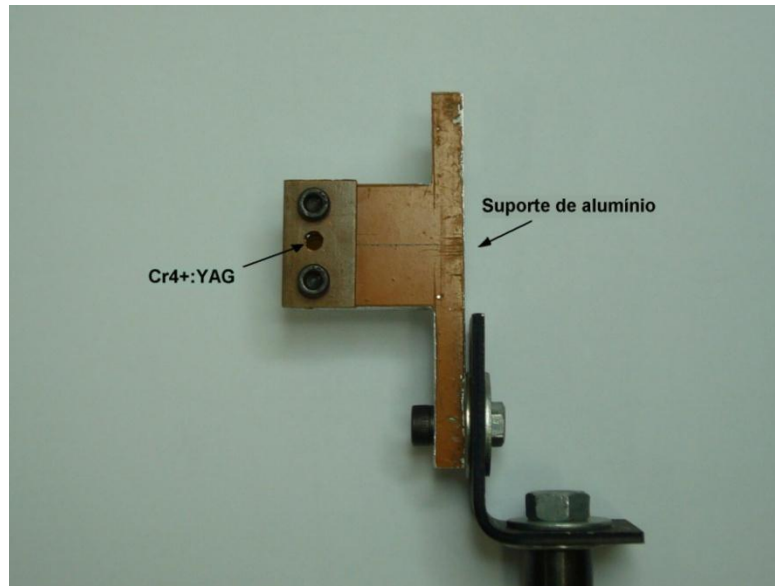


**FIGURA 55** - Ilustração da cavidade de duas reflexões internas totais com absorvedor saturável  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ .



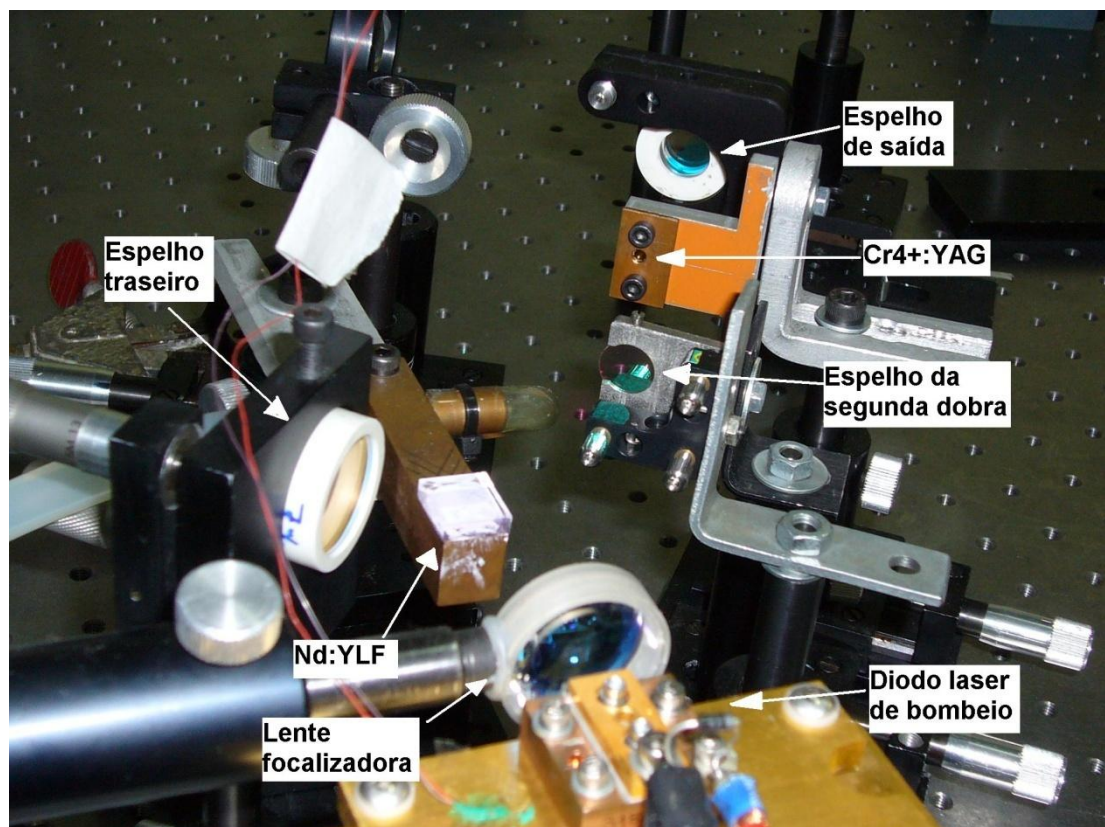
**FIGURA 56** - Absorvedor saturável de  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ , com dimensões de 4 x 4 mm, utilizado para o chaveamento Q.

O absorvedor saturável foi colocado em um suporte de alumínio para dissipação térmica (FIGURA 57).



**FIGURA 57** - Suporte do absorvedor saturável  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ .

A FIGURA 58 mostra a cavidade 6 montada com o absorvedor saturável  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ .



**FIGURA 58** - Cavidade com absorvedor saturável  $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$  montada

## 5 – RESULTADOS E DISCUSSÃO

### 5.1 Caverna 1:

Na caverna 1, objetivou-se múltiplas reflexões internas do feixe laser no cristal de Nd:YLF, visando um maior aproveitamento da inversão de população que ocorreu por todo o cristal, dada a sua baixa absorção de bombeio. Os parâmetros da caverna ressonante e de bombeio são apresentados na TAB.2.

TABELA 2 – Parâmetros da caverna ressonante 1

PARÂMETROS	VALOR
COMPRIMENTO DE ONDA DE BOMBEIO	806nm
CRISTAL	Dopagem de 1,3 mol%, bombeado em $\sigma$
POTÊNCIA-PICO DE BOMBEIO	100 Watts
TEMPO DE PULSO DE BOMBEIO	500 $\mu$ s
FREQÜÊNCIA DE PULSOS DE BOMBEIO	100 Hz
ENERGIA POR PULSO DE BOMBEIO	50 mJ cada diodo laser, total 100 mJ
NÚMERO DE REFLEXÕES INTERNAS	9
ESPELHO DE FUNDO	HR @ 1047 nm, Raio 50 cm
ESPELHO DE REFLEXÃO INTERNA	HR @ 1047 nm, Plano
ESPELHO DE SAÍDA	Transmissão 10% @ 1047 nm
RESFRIAMENTO	Condução

Nesta caverna, foi obtido um feixe laser do cristal de Nd:YLF de 1047 nm, com 10 W de pico, energia por pulso de 4 mJ, multimodo. A eficiência de conversão óptica foi de 4%. Esse resultado apresenta-se bastante inferior ao apresentado pela literatura, onde se relata 18% de eficiência óptica no modo TEM<sub>00</sub> em regime pulsado [40], 43,5% de eficiência de conversão óptica em regime contínuo [41], 33% de eficiência de conversão óptica em uma configuração com múltiplas reflexões internas totais em regime pulsado [42], 14,7% de eficiência de conversão no regime pulsado com o uso de dois cristais justapostos [43], 25% de eficiência de conversão através de bombeio lateral em bastão de Nd:YAG [44], 43% de eficiência com bombeio lateral por múltiplos diodos laser em uma caverna prismática [45] e com múltiplas reflexões internas totais [46, 47]. Após

análise dos componentes da cavidade ressonante, foi verificado que o cristal não apresentava paralelismo de suas faces, o que prejudicava a sobreposição do feixe de bombeio do diodo e do feixe laser do cristal.

### 5.2 Cavidade 2:

Esta cavidade ressonante foi montada com a finalidade de diminuir o número de reflexões internas do feixe laser, visando a minimizar os problemas devido ao insuficiente paralelismo das faces do cristal de Nd:YLF (TAB.3).

TABELA 3 – Parâmetros da cavidade ressonante 2

PARÂMETROS	VALOR
COMPRIMENTO DE ONDA DE BOMBEIO	806nm
CRISTAL	Dopagem de 1,3 mol%, bombeado em $\sigma$
POTÊNCIA-PICO DE BOMBEIO	100 Watts
TEMPO DE PULSO DE BOMBEIO	500 $\mu$ s
FREQÜÊNCIA DE PULSOS DE BOMBEIO	100 Hz
ENERGIA POR PULSO DE BOMBEIO	50 mJ cada diodo laser, total 100 mJ
NÚMERO DE REFLEXÕES INTERNAS	4
ESPELHO DE FUNDO	HR @ 1047 nm, Raio 50 cm
ESPELHO DE SAÍDA	Transmissão 10% @ 1047 nm
RESFRIAMENTO	Condução

Nesta configuração de ressonador, obteve-se um feixe laser de 1047 nm, com 12,5 Watts de pico, energia por pulso de 5 mJ, multimodo, com eficiência de conversão óptica de 5%. Comparativamente a cavidade 1, houve um pequeno aumento na eficiência de conversão óptica desta cavidade e ainda distante das eficiências reportadas pela literatura, evidenciando a influência negativa das reflexões internas nos cristais da cavidade 1.

### 5.3 Cavidade 3:

Nesta cavidade foi retirado um cristal de Nd:YLF e um diodo de bombeio, integrantes das cavidades 1 e 2, para o estudo do desempenho com apenas 2 reflexões internas do feixe laser no cristal e para avaliar as eventuais perdas no

acoplamento do feixe laser de 1047 nm entre os cristais. Os parâmetros da cavidade são mostrados na TAB.4.

TABELA 4 – Parâmetros da cavidade ressonante 3

PARÂMETROS	VALOR
COMPRIMENTO DE ONDA DE BOMBEIO	806nm
CRISTAL	Dopagem de 1,3 mol%, bombeado em $\sigma$
POTÊNCIA-PICO DE BOMBEIO	100 Watts
TEMPO DE PULSO DE BOMBEIO	500 $\mu$ s
FREQÜÊNCIA DE PULSOS DE BOMBEIO	100 Hz
ENERGIA POR PULSO DE BOMBEIO	50 mJ
NÚMERO DE REFLEXÕES INTERNAS	2
ESPELHO DE FUNDO	HR @ 1047 nm, Raio 50 cm
ESPELHO DE SAÍDA	Transmissão 10% @ 1047 nm
RESFRIAMENTO	Condução

O resultado foi um feixe laser de 1047 nm, com 18 Watts de pico, energia por pulso de 6,4 mJ, multimodo, com eficiência de conversão óptica de 16%.

A melhora de eficiência da cavidade nesta configuração mais simplificada, com apenas um diodo e um cristal, evidenciou os problemas provocados pelas reflexões internas e na passagem do feixe laser de 1047 nm entre os cristais. Embora a potência de 18 Watts ter sido a maior obtida até o momento, ela não atingiu os níveis descritos pela literatura.

#### 5.4 Cavidade 4:

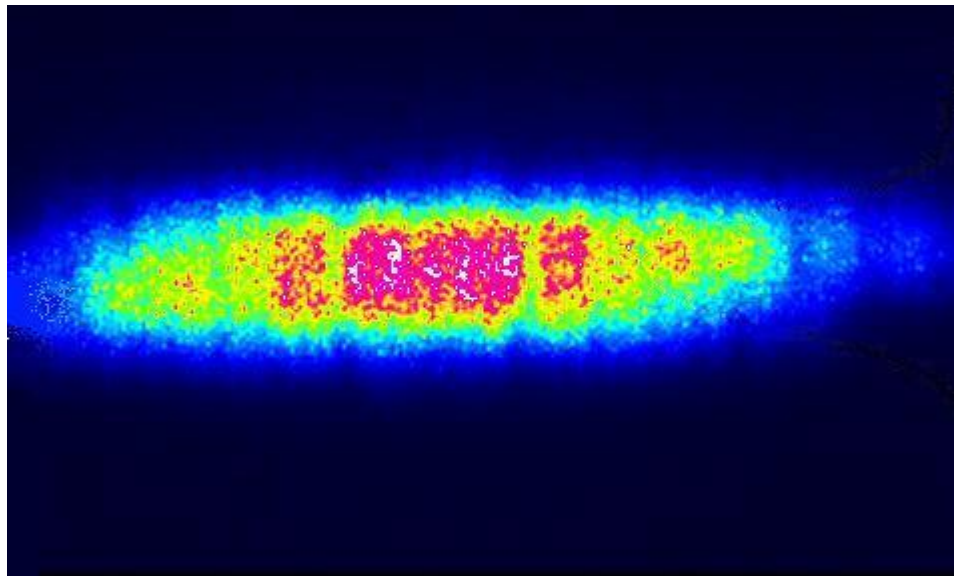
Nesta cavidade, foi trocado o diodo de bombeio e o cristal de Nd:YLF visando melhorar a eficiência de conversão óptica apresentada pelas cavidades montadas anteriormente. A consequência desta troca de componentes, foi uma mudança de conceito de cavidade, em comparação com as cavidades de 1 a 3; como ocorre grande absorção no cristal no comprimento de onda de 797 nm, o novo comprimento de onda de bombeio, essa cavidade não necessita do espelho de ouro na face oposta a de bombeio, pois cerca de 80% do feixe de bombeio é absorvido em aproximadamente 8 mm. Isso também ocasiona um aumento do gradiente térmico no cristal e sua refrigeração necessita ser controlada. Para um

melhor aproveitamento da inversão de população, o feixe laser de 1047 nm necessita estar próximo da superfície de bombeio, o que inviabiliza as reflexões do feixe de 1047nm na face oposta a de bombeio.

TABELA 5 – Parâmetros da cavidade ressonante 4

PARÂMETROS	VALOR
COMPRIMENTO DE ONDA DE BOMBEIO	797 nm
CRISTAL	Dopagem de 0,8 mol% bombeado em $\pi$
POTÊNCIA-PICO DE BOMBEIO	100 Watts
TEMPO DE PULSO DE BOMBEIO	400 $\mu$ s
FREQÜÊNCIA DE PULSOS DE BOMBEIO	100 Hz
ENERGIA POR PULSO DE BOMBEIO	40 mJ
NÚMERO DE REFLEXÕES INTERNAS	2
ESPELHO DE FUNDO	HR @ 1047 nm, Raio 30 cm
ESPELHO DE SAÍDA	Transmissão 10% @ 1047 nm
RESFRIAMENTO	Ativo por módulo Peltier

O resultado desta cavidade foi um feixe laser de 1047nm, com 13,8 Watts de pico, energia por pulso de 11,7 mJ, multimodo, com eficiência de conversão óptica de 29,5%. Com esse resultado, foram atingidos os níveis de eficiência reportados na literatura. A FIGURA 59 mostra o perfil do feixe obtido.



**FIGURA 59** - Feixe multimodo obtido da cavidade 4.

Esse feixe apresentou dimensões de cerca de 4 mm no eixo horizontal e cerca de 1 mm no eixo vertical. O grande número de modos, obtido foi devido ao alinhamento da cavidade ter sido realizada visando alta eficiência de conversão óptica, permitindo-se a oscilação de modos superiores.

### 5.5 Cavidade 5:

Com a finalidade de melhorar o modo do feixe laser obtido na cavidade 4, a cavidade 5 foi construída de modo a se obter uma segunda reflexão interna na superfície de bombeio. A TAB. 6 apresenta os parâmetros de operação desta cavidade. Note que o espelho de fundo teve seu raio aumentado para favorecer a oscilação no modo fundamental.

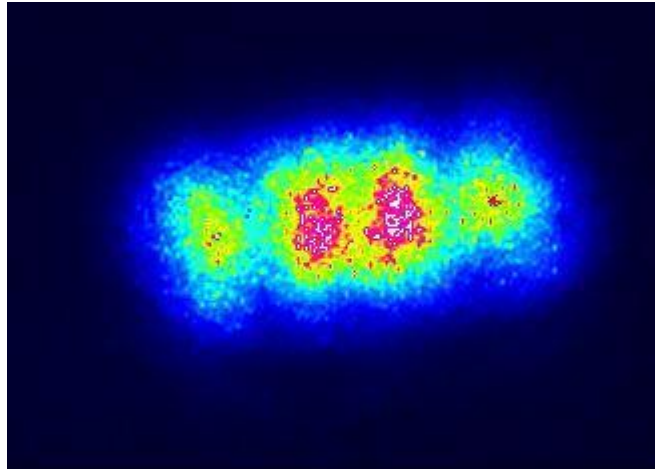
TABELA 6 – Parâmetros da cavidade ressonante 5

PARÂMETROS	VALOR
COMPRIMENTO DE ONDA DE BOMBEIO	797 nm
CRISTAL	Dopagem de 0,8 mol% bombeado em $\pi$
POTÊNCIA-PICO DE BOMBEIO	44 Watts
TEMPO DE PULSO DE BOMBEIO	900 $\mu$ s
FREQÜÊNCIA DE PULSOS DE BOMBEIO	50 Hz
ENERGIA POR PULSO DE BOMBEIO	39,6 mJ
NÚMERO DE REFLEXÕES INTERNAS	2
TAMANHO DA CAVIDADE	30 cm
ESPELHO DE FUNDO	HR @ 1047 nm, Raio 50 cm
ESPELHO DE SAÍDA	Transmissão 10% @ 1047 nm
RESFRIAMENTO	Ativo por módulo Peltier

Obteve-se um feixe laser de 1047nm, com 9,6 Watts de pico, energia por pulso de 8,2 mJ, modo TEM<sub>30</sub>, com eficiência de conversão óptica de 20,7%. O aumento do raio do espelho para 50 cm acarretou em um aumento do diâmetro do feixe intracavitário, para cerca de 880  $\mu$ m. A diminuição da eficiência pode ser atribuída ao maior número de reflexões internas no cristal evidenciando problemas na superfície do cristal, pois nos pontos de reflexão interna do feixe laser, pôde-se detectar a saída de uma pequena parcela do feixe laser para fora da cavidade, através do uso de um cartão detector de infravermelho. Além disso, o pequeno



desvio do ângulo de Brewster de  $56^\circ$ , necessário para a realização da segunda dobra, corrobora para a diminuição da eficiência da entrada do feixe no cristal. A FIGURA 60 mostra o perfil do feixe obtido.



**FIGURA 60** - Feixe com  $TEM_{30}$  obtido com a segunda reflexão interna total na cavidade 5.

O aumento do raio do espelho de fundo foi necessário, para se obter uma melhora de modo do feixe laser e também para diminuir a densidade de potência nos componentes da cavidade, para a realização do chaveamento Q.

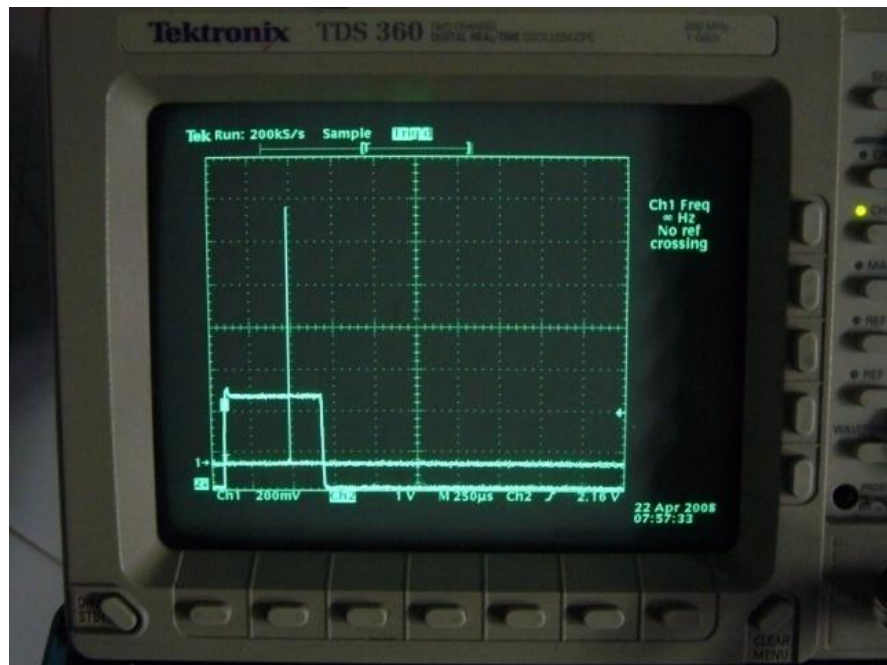
## 5.6 Cavidade 6

Nesta cavidade manteve-se a configuração da cavidade 5, e incluiu-se um absorvedor saturável de  $Cr^{4+}:YAG$  para a obtenção do chaveamento Q. A TAB. 7 apresenta os parâmetros de operação da cavidade.

TABELA 7 – Parâmetros da cavidade ressonante 6

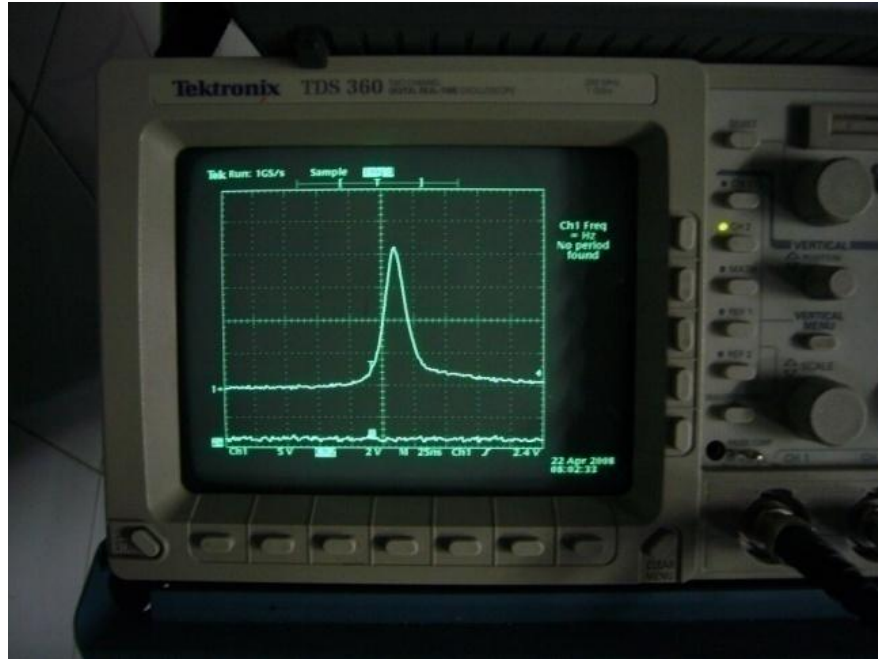
PARÂMETROS	VALOR
COMPRIMENTO DE ONDA DE BOMBEIO	797 nm
CRISTAL	Dopagem de 0,8 mol% bombeado em $\pi$
POTÊNCIA-PICO DE BOMBEIO	44 Watts
TEMPO DE PULSO DE BOMBEIO	Variável de 900 a 550 $\mu$ s
FREQÜÊNCIA DE PULSOS DE BOMBEIO	50 Hz
ENERGIA POR PULSO DE BOMBEIO	39,6 mJ
NÚMERO DE REFLEXÕES INTERNAS	2
TAMANHO DA CAVIDADE	30 cm
ESPELHO DE FUNDO	HR @ 1047 nm, Raio 50 cm
ESPELHO DE SAÍDA	Transmissão 10% @ 1047 nm
RESFRIAMENTO	Ativo por módulo Peltier

Neste experimento foi variado o tempo de pulso de bombeio até se obter um pulso chaveado Q para cada pulso de bombeio (FIGURA 61). Isso foi conseguido com um tempo de pulso de bombeio de 550  $\mu$ s (FIGURA 62). O resultado obtido foi pulsos de 20 ns, medidos FWHM.



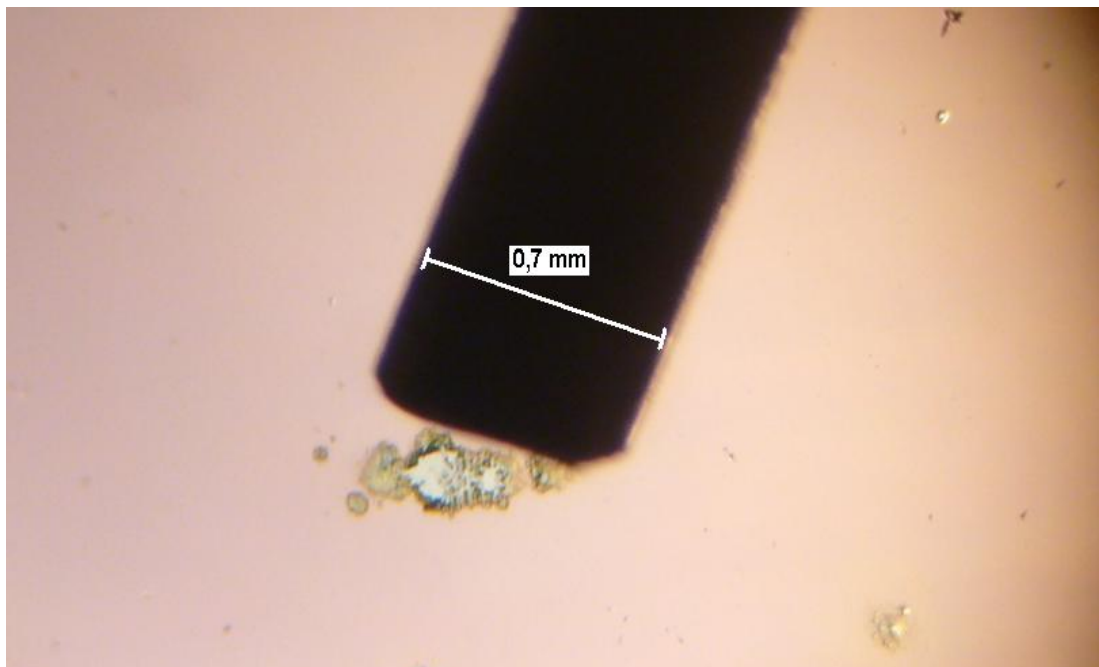
**FIGURA 61** - Fotografia da obtenção de um pulso chaveado Q de 1047 nm para cada pulso de bombeio.

O experimento foi interrompido diversas vezes pela queima dos espelhos ao se atingir energia por pulso de 3,2 mJ, o que equivale a 160 kW de potência pico com tempo de pulso de 20 ns.



**FIGURA 62** - Fotografia do pulso chaveado Q de 1047 nm. O pulso apresentou duração de 20 ns FWHM.

A figura 63 mostra um dos espelhos utilizados nos experimento com o *coating* danificado devido ao chaveamento Q.



**FIGURA 63** – Fotografia do dano causado ao *coating* do espelho laser devido ao chaveamento Q. Uma mina de grafite de lapiseira de 0,7 mm foi utilizado como referência de dimensão.

Considerando o diâmetro de 0,35 mm do feixe laser na FIGURA 63, a densidade de potência no espelho foi de aproximadamente  $166 \text{ MW/cm}^2$ .

## 6 – CONCLUSÕES

Neste trabalho, objetivou-se a construção de um laser compacto com bombeio lateral, baixo ganho, com um maior armazenamento de energia no meio ativo, que permitisse sua operação em regimes de altas taxas de repetição. A partir desses requisitos, foi desenvolvido o laser da cavidade ressonante 1, com múltiplas reflexões internas nas faces do cristal de modo a aproveitar a inversão de população por todo o cristal. Embora a concepção da parte óptica tenha atendido o especificado, com o emprego do Nd:YLF bombeado lateralmente em um pico pequeno de absorção do cristal (806 nm), o processo de obtenção das amostras, através do corte, lapidação e polimento empregados não permitiu a obtenção das faces paralelas exigidas pela configuração da cavidade 1. Isso pôde ser verificado na medida em que se diminuía as reflexões internas nos cristais e se verificava o aumento de eficiência de conversão óptica. O processo de corte, lapidação e polimento de novas amostras foi repetido e as novas amostras empregadas na cavidade ressonante 2, porém o problema do paralelismo se repetiu.

Conhecendo-se o problema do paralelismo deficiente do cristal, foi construída a cavidade 3 que apresentou somente 2 reflexões em um único cristal. Nesta cavidade, onde o problema do paralelismo teve sua menor influência devido ao menor número de reflexões, obteve-se a maior eficiência (16%) no bombeio do cristal de 1,3 mol% com 806 nm.

Segundo Baldochi a grande dopagem do cristal de Nd:YLF (1,3 mol%) podem levar a deformações da rede cristalina levando ao baixo desempenho das cavidades construídas com esse cristal (informação verbal) [48]. Além disso, Shaw [49] relata que o aumento de dopagem, diminui o tempo de vida no nível metaestável laser, o que pode levar a baixos desempenhos do Nd:YLF no modo pulsado. Na indústria de lasers, o Nd:YLF é conhecido como um cristal que se apresenta muito suscetível a não homogeneidades e tipicamente quando há a necessidade de sua substituição em uma cavidade ressonante já existente, muito comumente a cavidade não apresenta o desempenho original [50]. A escassa disponibilidade de cristais para esse trabalho foi um fator limitante.

A eficiência de 16% obtida motivou a substituição das amostras de Nd:YLF utilizadas nas cavidades de 1 a 3, oriundas de um mesmo cristal volumétrico, por outra amostra obtida de um cristal volumétrico diferente. Essa nova amostra com dopagem de 0,8 mol%, bombeada no segundo menor comprimento de onda de absorção do cristal (797 nm), empregadas nas cavidades 4 a 6 apresentou eficiência de 29,5% com uma reflexão interna total, potência pico de 13,8 Watts e pulsos com 11,7 mJ (cavidade 4) e eficiência de 20,5% com duas reflexões internas totais, potência pico de 9,6 Watts e pulsos com 8,2 mJ (cavidade 5).

Na cavidade 6 obteve-se pulsos chaveados de 20 ns FWHM com 3,2 mJ de energia e potência de 160 kW. A alteração do percurso do feixe laser de 1047 nm, em comparação com as cavidades 1 a 3, de modo a ficar próximo a face de bombeio e conseqüentemente possibilitar um acoplamento mais controlado do feixe de bombeio com o feixe laser de 1047 nm contribuindo para o aumento da eficiência. Com os danos causados no *coating* pelos pulsos chaveados Q, não foi possível otimizar a eficiência da cavidade em função da transmissão inicial dos absorvedores de Cr<sup>4+</sup>:YAG, nem das transmissões do espelho de saída.

Nas cavidades em que se utilizou o cristal de 0,8 mol% (cavidades 4 a 6), também houve maior grau de liberdade de alinhamentos do cristal, diodo e espelhos, pois esses foram montados em suportes que permitiam sua movimentação de modo a promover um melhor acoplamento entre o feixe de bombeio e o feixe de 1047 nm do cristal, possibilitando otimizar a eficiência, em contraste com as cavidades de 1 a 3 em que se utilizou suportes de cobres estáticos para o cristal e os diodos de bombeio.

Para a realização do chaveamento Q, foram testados espelhos com raios de curvatura de 1 e 3 metros, visando aumentar o diâmetro do feixe e diminuir a densidade de energia nos componentes da cavidade, porém a eficiência da cavidade diminuiu drasticamente e não houve intensidade suficiente para a operação no regime chaveado Q.

Esse trabalho demonstrou a viabilidade do uso de Nd:YLF na construção de ressonadores para chaveamento Q. Entretanto os trabalhos com esse tipo de cristal requerem uma maior disponibilidade dos mesmos pra realização de testes e seleção dos que apresentam melhores características. A construção de ressonadores compactos, com alta eficiência, bombeados por diodos laser, necessitam de definição cuidadosa do sistema de resfriamento e alinhamento.

Particularmente, o sistema de alinhamento dos cristais, de bombeio e dos espelhos, que influenciam diretamente na otimização dos parâmetros de um ressonador, deve apresentar diversos graus de liberdade e o conjunto geral deve apresentar grande estabilidade. A disponibilização de espelhos com limiar de dano compatíveis com as densidades de potência almejadas, além de diversas transmissões e raios são fundamentais para a otimização e estudo destes ressonadores.

## **7 – PRÓXIMOS PASSOS**

Para a continuidade deste trabalho, o laboratório de desenvolvimento de lasers providenciou novos cristais e espelhos de origem externa. Novos suportes e sistema de alinhamento também devem ser desenvolvidos para atender as necessidades de otimização e refrigeração.

## 8 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] TIDWELL, S.C.; SEAMANS, J.F.; HAMILTON, C.E.; MULLER, C.H.; LOWENTHAL, D.D. Efficient, 15-W Output Power, Diode-End-Pumped Nd-Yag Laser. **Optics Letters**, v.16, n.8, p.584-586, 1991.
- [2] LI, D.; MA, Z.; HASS, R.; SCHELL, A.; SIMON, J.; DIART, R.; SHI, P.; HU, P.; LOOSEN, P.; DU, K. Diode-pumped efficient slab laser with two Nd:YLF crystals and second-harmonic generation by slab LBO. **Optics Letters**, v.32, n. 10, p. 1272-1274, 2007.
- [3] BALEMBOIS, F.; BOUTARD, D.; BARNASSON, E.; BAUDRIER, M.; PARIÈS, C.S.; FORGET, S. Efficient diode-pumped intracavity frequency-doubled CW Nd:YLF laser emitting in the red. **Elsevier Optics & Laser Technology**, v. 38, p. 626-630, 2006.
- [4] FINCH, A.; OHSAKO, Y.; SAKUMA, J.; DEKI, K.; HORIGUCHI, M.; MORI, Y.; SASAKI, T.; WALL, K.; HARRISON, J.; MOULTON, P.F.; MANNI, J. Development of a high-power, high-repetition rate, diode-pumped, deep UV laser system. Disponível em: [http://www.qpeak.com/Papers/ASSL98uv/ASSL %20'98.htm](http://www.qpeak.com/Papers/ASSL98uv/ASSL%20'98.htm) Acesso em: 09 fev. 2004.
- [5] FAN, T.Y.; DIXON, G.J.; BYER, R.L. Efficient GaAlAs diode-laser-pumped operation of Nd:YLF at 1.047  $\mu\text{m}$  with intracavity doubling to 523.6nm. **Optics Letters**, v.11, n.4, p.204-206, 1986.
- [6] MA, Z.; GAO, J.; LI, J.; WU, N.; DU, K. Thermal stress effects of the diode-end-pumped Nd:YLF slab. **Optics Communications**, n.281, p.3522-3526, 2008.
- [7] WEBER, R.; NEUENSCHWANDER, B.; DONALD, M.M.; ROOS, M.B.; WEBER, H.P. Cooling schemes for longitudinally diode laser-pumped Nd:YAG rods. *Journal of Quantum Electronics*, v.34, n.6, p.1046-1053, 1998.
- [8] HARDMAN, P.J.; CLARKSON, A.; FRIEL, G.J.; POLLNAU, M.; HANNA, D.C. Energy-Transfer Upconversion and Thermal Lensing in High-Power End-Pumped Nd:YLF Laser Crystals. **Journal of Quantum Electronics**, v.35, n.4, p.647-655, 1999.
- [9] GUTIERREZ, J.C.B.; DAMZEN, M.J.; ROBLEDO, V.J.P.; YANOV, A.V.K.; BERNAL, J.J.S. Compact diode-side-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser in grazing-incidence configuration. **Applied Physics B**, v.76, p.13-16, 2003.
- [10] POLLAK, T.M.; WING, W.F.; GRASSO, R.J.; CHICKLIS, E.P.; JENSSEN, H.P.. CW laser operation of Nd:YLF. **Journal of Quantum Electronics**, v.18, n.2, p.159-163, 1982.



- [11] PFISTNER, C.; WEBER, R.; WEBER, H.P.; MERAZZI, S.; GRUBER, R. Thermal beam distortions in end-pumped Nd-Yag, Nd-Gsgg, and Nd-Ylf rods. **Journal of Quantum Electronics**, v.30, n.7, p.1605-1615, 1994.
- [12] SHOKROLLAHI, K.; RAYMOND, E.; MURISON, M.S.C Lasers: Principles and Surgical Applications, **The Journal of Surgery**, v.2, p. 28-34, 2004.
- [13] MOULTON, P.; DERGACHEV, A.; ISYANOVA, Y.; PATI, B.; RINES, G. Recent Advances in Solid State Lasers and Nonlinear Optics for Remote Sensing **Proceedings of SPIE**, 2003.
- [14] SYNGE, E.H. A Method of investigating the higher atmosphere, **Philosophy Magazine**, v.52, n.09, p.1014-1020, 1930.
- [15] DUCLAUX, J. **Journal Phys. Radiat**, v.07, p. 361, 1936.
- [16] HULBERT, E.O. Observations of a searchlight beam to an altitude of 28 kilometers. **Journal Opt. Soc. Am**, v.27, p.377-382, 1937.
- [17] SMULLINS, L.D.; FIOCCO, G. Optical Echoes from Moon **Nature**, v.194, p.1267, 1962.
- [18] BUREAU, R. Measures en Météorologie **Meteorologie**, v.3, p.292, 1946.
- [19] FRIEDLAND, S.S.; KATZENSTEIN, J.; ZATZICK, M.R. Pulsed Searchlighting the Atmosphere. **Journal Geophys. Res**, v.61, p.415-434, 1957.
- [20] MIE, G.; Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen, **Annalen der Physik**, v.25, p.377, 1908.
- [21] MEASURES, R.M. **Laser Remote Sensing: Fundamentals and Applications**. Malabar, F.L.: Krieger Publishing Company, 1992.
- [22] WEITKAMP, C. **Lidar: Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere**. New York, N.Y.: Springer, 2005.
- [23] SVELTO, O. **Principles of Lasers**. 3.ed. New York, N.Y.: Plenum-Press, 1993.
- [24] SILFVAST, W. **Laser Fundamentals**. Cambridge, Engl.: Cambridge, 1999.
- [25] KOECHNER, W. **Solid-State Laser Engineering**. 5.ed. rev. New York, N.Y.: Springer-Verlag, 1999.

- [26] KUHN, k. **Laser Engineering**. Upper Saddle River, NJ.: Prentice-Hall, 1998.  
 ZEHETNER, J. Highly efficient diode-pumped elliptical mode Nd:YLF laser. **Optics Communications**, v.117, n.3-4, p.273-276, 1995.
- [27] KOGELNIK, K; LI, T. Laser beams and resonators. **Applied Optics**, v.5, n.10, p.1550-1567, 1966.
- [28] FOX, A.G.; LI,T. Resonant modes in a maser interferometer. **Bell System Technologies Journal**, v.40, p.453-488, 1961.
- [29] HELLWARTH, R.W. **Advances in Quantum Electronics**, New York, N.Y.: J.R.Singer, 1961.
- [30] CLUND, F.J. mc; HELLWARTH, R.W. Giant optical pulsations from ruby. **Journal Applied Physics**, v.33, n.3, p.828-829, 1962.
- [31] DEGNAN, J.J. Theory of the optimally coupled Q-switched laser. **Journal Quantum Electronics**, v.25, n.2, p.214-220, 1989.
- [32 ] HERCHER,M. Na analysis of saturable absorbers. **Applied Optics**, v.6, n.5, p.947-949,1967).
- [33] FRANTZ, L.M.; NODVIK, J. Theory of pulse propagation in a laser amplifier. **Journal of Applied Physics**, v.34, p.-2346-2349, 1963.
- [34] SCHAWLOW, A.L.; TOWNES, C.H. Infrared ond optical masers. **Physics Review**, v.112, p.1940-1949, 1958.
- [35] MAIMAN, T.H. Stimulated optical radiation in ruby. **Nature**, v.187, n.4736, p.493-494, 1960.
- [36] KAMINSKI, A.A. **Crystalline lasers: physical processes and operating schemes**. Boca Raton, Fl.: CRC Press, 1996.
- [37] Casix - Características do cristal Nd:YVO<sub>4</sub>.Disponível em:  
 <[http://www.casix.com/product/Laser Crystal NdYVO4.htm](http://www.casix.com/product/Laser%20Crystal%20NdYVO4.htm)>. Acesso em: 22 set. 2007.
- [38] Physoe - Características do cristal Nd:YVO<sub>4</sub>. Disponível em:  
 <<http://www.physoe.com/english/e-010302-YVO4/e010302.htm>>. Acesso em: 22 set. 2007.

[39] Disponível em: <[http://pt.wikipedia.org/wiki/%C3%8Dndio\(elemento\\_qu%C3%ADmico\)](http://pt.wikipedia.org/wiki/%C3%8Dndio(elemento_qu%C3%ADmico))>. Acesso em: 10 fev. 2008.

[40] ARMSTRONG, M.; ZHU, X.; GRACEWSKI, S.; MILLER, R.J.D. Development of a 25 W TEM<sub>00</sub> diode-pumped Nd:YLF laser. **Optics Communications**, v.169, p.141-148, 1999.

[41] SNELL, K.J.; LEE, D.; WALL, K.F. Highly-Efficient, Transversely-Pumped, 25-W, TEM<sub>00</sub> Nd:YLF Slab Laser. **Optical Society of America**, Bedford, 1999.  
Disponível em: <[http://www.qpeak.com/Papers/CLEO00?HPYLF/cleo\\_00ylf.htm](http://www.qpeak.com/Papers/CLEO00?HPYLF/cleo_00ylf.htm)>  
Acesso em: 09 fev. 2004.

[42] BAER, T.M.; HEAD, D.F.; GOODING, P.; KINTZ, G.J.; HUTCHISON, S. Performance of diode-pumped Nd:YAG and Nd:YLF lasers in a tightly folded resonator configuration. **Journal of Quantum Electronics**, v.28, n.4, p.1131-1138, 1992.

[43] BEACH, R.; DAVIN, S.; MITCHELL, W.B.; FREITAS, B.; SOLARZ, R. Passively Q-switched transverse-diode-pumped Nd<sup>3+</sup>:YLF laser oscillator. **Optics Letters**, v.17, n.2, p.124-127, 1992.

[44] KUNDU, P.; JOSEPH, C.S.; CHANDRASEKARAN, N. High efficiency diode laser side-pumped Nd:YAG rod laser. **Optics and Lasers in Engineering**, n.36, p.65-73, 2001.

[45] HIRANO, Y.; YANAGISAWA, T.; UENO, S.; TAJIME, T. All-solid-state high-power conduction-cooled Nd:YLF Rod laser. **Optics Letters**, v.25, n.16, p.1168-1170, 2000.

[46] DERGACHEV, A.; MOULTON, P.F. Short-pulse, high-repetition rate, high-power Nd:YLF MOPA system. In: **Advanced Solid State Photonics Meeting, ASSP 2004**.

[47] DERGACHEV, A.; FLINT, J.H.; ISYANOVA, Y.; PATI, B.; SLOBODTCHIKOV, E. V.; WALL, K.F.; MOULTON, P.F. Review of multipass slab laser systems. **Journal Top. Quant. Electron**, v.13, p.647-660, 2007.

[48] BALDOCHI, S. Degradação do desempenho laser de cristais de Nd:YLF altamente dopados. Informação verbal, mai, 2008.

[49] SHAW, L.B.; CHANG, R.S.F. Rare earth doped YLF grown by laser-heated pedestal growth technique. **Journal of Crystal Growth**, n.112, p.731-736, 1991.

[50] Lee Laser – Nd:YLF as an Alternative to Nd:YAG – Advantages and Disadvantages. Disponível em:  
<<http://www.leelaser.com>> Acesso em 12 Jan. 2008

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)