



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

LASER DE Nd:YLF BOMBEADO LATERALMENTE

VALDER OLMO CORRÊA

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

**Orientador:
Dr. Niklaus Ursus Wetter**

**São Paulo
2005**

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares 

Autarquia associada à Universidade de São Paulo

LASER DE Nd:YLF BOMBEADO LATERALMENTE

VALDER OLMO CORRÊA



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

Orientador:
Dr. Niklaus Ursus Wetter

SÃO PAULO

2005

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho às minhas irmãs Valdete, Vilma, Vaneide e Vânea, que muito fizeram e me apoiaram para a realização do mesmo, inclusive financeiramente.

Especial dedicação à minha mãe, Nelcina Olmo Corrêa, que foi a pessoa que mais se dedicou e se esforçou para a minha formação e para a realização deste trabalho.

Tenho certeza que ela ficaria muito orgulhosa de mim se pudesse presenciar sua conclusão.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente ao doutor Niklaus Ursus Wetter por ter me recebido no IPEN e pela sua orientação, sempre bem objetiva e clara, bem como também pela paciência que sempre teve comigo.

Ao doutorando Alessandro Melo De Ana e ao mestrando Eduardo Kazuo Kohara, pelo apoio com o uso de softwares que eram alheios a mim.

Aos mestrandos Fabíola de Almeida Camargo e Marco Ferrari, pela ajuda na montagem dos equipamentos eletrônicos da cavidade ótica.

À Doutora Izilda Márcia Ranieri, pelo fornecimento dos cristais.

Especiais agradecimentos ao doutorando Paulo Sérgio Fabris de Matos, pela orientação que me deu quanto à utilização dos aparelhos no laboratório e também por sempre estar a disposição para que quaisquer dúvidas fossem solucionadas.

LASER DE ND:YLF BOMBEADO LATERALMENTE

Valder Olmo Corrêa

RESUMO

O objetivo deste trabalho é estudar o bombeamento lateral de um cristal de Nd:YLF bombeado por uma barra de diodo laser (*diode array bar*) a fim de se viabilizar um método para obter níveis de potências mais altos que com o bombeamento longitudinal. Utilizando dois diodos lasers, um de comprimento de onda de emissão de 792 nm (nominal) e outro de 797 nm (nominal), foram realizados o bombeamento longitudinal e lateral, e ainda um bombeamento misto, lateral e longitudinal, sempre com o feixe laser realizando uma dobra na superfície de bombeio lateral do cristal. A técnica permite que se possa melhor aproveitar a grande inversão de população nas vizinhanças da superfície do cristal, bem como atingir uma remoção mais eficiente do calor gerado pelo bombeio.

LASER OF Nd:YLF SIDE PUMPED**Valder Olmo Corrêa****ABSTRACT**

The purpose of this work is to study a new side pumping technique for a Nd:YLF crystal using a diode laser array. Our goal is the achievement of higher output power levels than those provided by the longitudinal pumping technique. Two diode lasers were used, one of them emitting at 792 nm (nominal), and the other emitting at 797 nm (nominal). Several pump set-ups were carried out: longitudinal pumping, lateral pumping and mixed pumping, longitudinal and lateral, always with the laser beam making an internal reflection on the pump surface of the crystal. This technique enables better utilization of the high population inversion in the proximity of the crystal pump surface, as well as an efficient cooling mechanism for the crystal.

SUMÁRIO

	Página
1 Introdução.....	1
2 Teoria.....	5
2.1 O Primeiro Laser (Rubi).....	11
2.2 Laser de Quatro Níveis.....	12
2.3 Medida da Eficiência de um Laser.....	13
2.4 Fontes de Bombeamentos.....	14
2.5 Métodos de Bombeamento.....	16
2.6 A Expressão do Ganho.....	17
2.7 Equações de Taxa.....	20
2.8 Feixes Gaussianos.....	23
2.9 Propriedades (YLF).....	26
3 O Estado da Arte.....	28
4 Materiais e Métodos.....	39
4.1 Preparação da Amostra.....	39
5 Resultados.....	47
6 Conclusões.....	51
7 Referências.....	52
Anexo 1.....	54

1 Introdução

Lasers de estado sólido bombeados por diodos laser são reconhecidos desde o seu estágio inicial de desenvolvimento no final de década de 60 e início da década de 70 como um sistema particularmente atrativo de excitação [1, 2]. Comparado com os sistemas de lasers bombeados por lâmpada usados atualmente, lasers de estado sólido bombeados por diodo assumem uma grande importância em várias áreas tecnológicas e científicas, como por exemplo, as áreas militar, de comunicações, de aplicações médicas entre outras [3] [4].

Barras de diodos laser (*diode arrays*) constituem uma fonte de bombeamento bastante proveitosa para lasers de estado sólido. Esses dispositivos combinam alta eficiência, espectro de emissão estreito e tamanho compacto. Eficientes dispositivos de diodo no regime cw (*continuous wave*) com níveis de potências desde alguns milliwatts até centenas de Watts foram desenvolvidos na década passada. Essas fontes não estão simplesmente substituindo os sistemas bombeados por lâmpada *flash* em muitas aplicações, mas também frequentemente fornecendo novas tecnologias que possibilitam estabilidade de potência de saída em sistemas com emissão contínua e pulsos curtos em sistemas utilizando a técnica *q-switched* e *mode-locked*.

Um dos elementos chave para aumentar a eficiência de um laser de estado sólido é a otimização da sobreposição da região do meio de ganho excitado por meio da fonte de bombeio com a região que sofre decaimento estimulado. Este procedimento é frequentemente referido como o “casamento de modo”.

Normalmente, o bombeamento longitudinal permite uma excelente otimização da sobreposição [5, 6, 7]. Nesta técnica a radiação de bombeio do diodo é injetada no meio ativo colinearmente com o modo intracavidade a fim de se bombear um volume que se sobreponha ao modo TEM_{00} (*Transverse Electromagnetic*). Para uma boa sobreposição dos modos, ou seja, um bom casamento dos modos, é geralmente necessário que se expanda o diâmetro do feixe no modo TEM_{00} por meio da escolha de um ressonador adequado [8, 9], resultando assim numa otimização da eficiência e também numa alta potência de saída. Recentemente, alguns grupos têm desenvolvido dispositivos que permitem uma boa focalização do feixe de bombeamento do diodo numa área pequena o bastante para fornecer um razoável casamento com o modo TEM_{00} [10] no bombeamento longitudinal. Esses arranjos mostram boas alternativas para se obter uma alta eficiência de conversão, no entanto, o largo diâmetro do modo TEM_{00} tende a reduzir o ganho do laser,

fazendo com que este esteja muito sensível ao alinhamento dos espelhos e distorcendo muito a qualidade do feixe devido ao aparecimento de lentes térmicas no meio de ganho.

Porém, é necessário a utilização de um modo TEM_{00} com grande área transversal, que torne o laser extremamente susceptível a qualquer variação do alinhamento e eventuais lentes térmicas.

Utilizando o bombeamento longitudinal com uma expansão do modo TEM_{00} eficiências óptica/óptica iguais ou maiores que 50% podem ser alcançadas com lasers de neodímio.

Para obter níveis altos de potência com sistemas bombeados por lasers de diodo, muitos grupos utilizam sistemas bombeados com muitos diodos os quais têm seus feixes focalizados por vários sistemas óticos ou por fibras óticas [11]. Muitos desses arranjos têm alcançado eficiências tão altas quanto 40%, no entanto, por causa do alto número de componentes óticos esses arranjos tendem a ser muito complexos. Todos esses sistemas empregando o bombeamento longitudinal têm limitações que dificultam a obtenção de altas potências. Isso é devido ao fato de que a entedue (área x ângulo sólido de emissão) das barras de diodo faz com que seja difícil um bom casamento de modos ao usar uma geometria de bombeio longitudinal com níveis de energia de bombeio acima de 5 W.

Para aumentar a potência luminosa dos diodos, barras de diodos têm sido desenvolvidas contendo vários emissores que podem fornecer potências de saída no regime *cw* (*continuous wave*) com dezenas de Watts. Esses dispositivos combinam de 10 a 100 emissores, numa pequena peça de material semiconductor, sendo que tais barras de diodos têm a mesma eficiência dos diodos contendo um único emissor. A região emissora das barras mede em torno de 0,01 mm (altura) x 10 mm (largura).

Utilizando-se dessa assimetria das barras de diodos, muitos grupos têm demonstrado sistemas de lasers de estado sólido com uma geometria de bombeamento transversal [12, 13], como mostrado na figura 1:

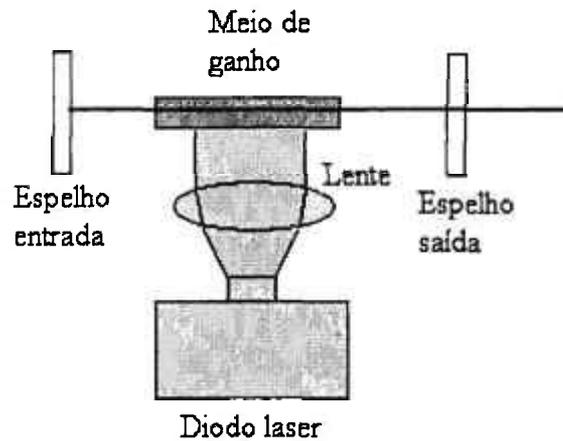


Figura 1. Bombeamento lateral

Esses sistemas têm demonstrado boa performance operando no regime multimodo, porém apresenta pouca eficiência no modo TEM_{00} , tipicamente de 10 a 20%. Essa baixa eficiência é devido a um pobre casamento dos modos, que é um problema intrínseco da geometria de bombeio transversal. Unicamente meios ativos com alto coeficiente de absorção como $Nd:YVO_4$ tem demonstrado boa eficiência na geração de modo TEM_{00} [13].

No bombeamento lateral os diodos são posicionados ao longo do comprimento do cristal e estes são bombeados perpendicularmente à direção de propagação do feixe laser [3]. Quando mais potência é exigida, mais diodos podem ser adicionados ao longo ou ao redor do meio de ganho. Há três formas de se acoplar a radiação emitida pelo diodo ao meio de ganho. A primeira é o acoplamento direto, sem óptica intermediária, que seria o mais simples, como esquematizado na figura 2. Este arranjo, no entanto, não permite muita flexibilidade no que diz respeito à forma com a qual o feixe de bombeio estará dentro do meio de ganho.

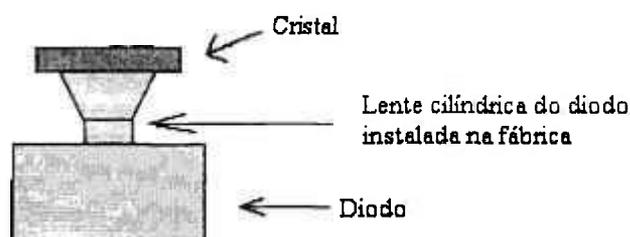


Figura 2. Acoplamento direto

A segunda consiste em elaborarmos um arranjo óptico entre a fonte e o absorvedor (meio de ganho). Nesse caso, o feixe de bombeio pode ser colimado a fim de

que sua distribuição possa ser focalizada no centro do bastão laser permitindo assim uma melhor combinação com o modo do ressonador. A figura 3 mostra o acoplamento ótico:

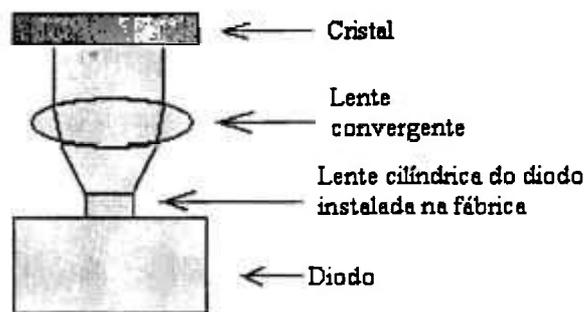


Figura 3. Acoplamento ótico

O que determina se será ou não utilizado um arranjo óptico de colimação entre o diodo e o meio de ganho dependerá principalmente do diâmetro desejado do feixe intracavidade desejado e da absorção ótica do meio de ganho.

A chave para uma operação eficiente no bombeamento lateral é a utilização da radiação de bombeamento sendo absorvida nas vizinhanças da superfície do meio de ganho, onde a inversão de população é mais alta, isto se deve ao fato de a radiação de bombeamento ser absorvida ao longo da espessura do cristal de uma forma exponencial decrescente que obedece à lei de Beer, $I = I_0 e^{-\alpha(v)z}$, onde α é o coeficiente de absorção e z a espessura. Muitos dos arranjos utilizados combinam algumas das vantagens do bombeamento longitudinal com algumas vantagens do bombeamento lateral.

Temos como objetivo nesse trabalho obter ação laser com uma geometria contendo uma reflexão interna total na face de bombeamento do meio ativo. Utilizaremos o bombeamento lateral, como elaborado por Damzen [17] com cristal de Nd:YVO₄, a fim de estudarmos a viabilização de tal cavidade contendo um cristal de Nd:YLF.

2 TEORIA

O advento do laser, *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (Amplificação da Luz por Emissão Estimulada de Radiação) deveu-se aos estudos de Einstein sobre a emissão estimulada (1917). Outros dois processos são necessários para que seja obtida a ação laser: a absorção e a emissão espontânea. A mecânica estatística nos mostra que o número relativo de partículas por estado quântico em duas energias diferentes de um sistema em equilíbrio térmico à temperatura T é dado pelo fator de Boltzmann, $e^{-(E_2 - E_1)/kT}$, onde k é a constante de Boltzmann, T a temperatura do sistema em Kelvin, e E_1 e E_2 são os níveis de energia inferior e superior, respectivamente, do sistema [14]. Usaremos este resultado para explicar o princípio básico da ação laser, para tanto deveremos considerar os três processos de transição enunciados anteriormente.

No processo de absorção estimulada, um fóton de frequência ν , é absorvido por outro átomo de modo que este faz uma transição do estado de energia inferior para um estado de energia mais alto, sendo que o fóton nesse caso é absorvido pelo átomo.

No processo de emissão espontânea, o átomo inicialmente no estado de energia superior E_2 decai para o nível de energia mais baixa E_1 emitindo um fóton de frequência $\nu = (E_2 - E_1)/h$, onde h é a constante de Plank.

O tempo de vida médio de um átomo, na maioria dos estados excitados, é da ordem de 10^{-8} s, porém alguns decaimentos podem ser bem mais lentos. Nesses casos, estes estados excitados são denominados de metastáveis e o tempo de vida dos átomos nesses estados é da ordem de 10^{-3} s. No terceiro processo em questão, a emissão estimulada, um fóton de frequência ν estimula o átomo a fazer uma transição do estado de maior energia para o de energia mais baixa emitindo um fóton de mesma frequência que o incidente; assim o átomo retorna ao estado de energia mais baixa e dois fótons de mesma frequência, o incidente e o emitido, emergem do sistema. A figura 4 ilustra os três processos descritos.

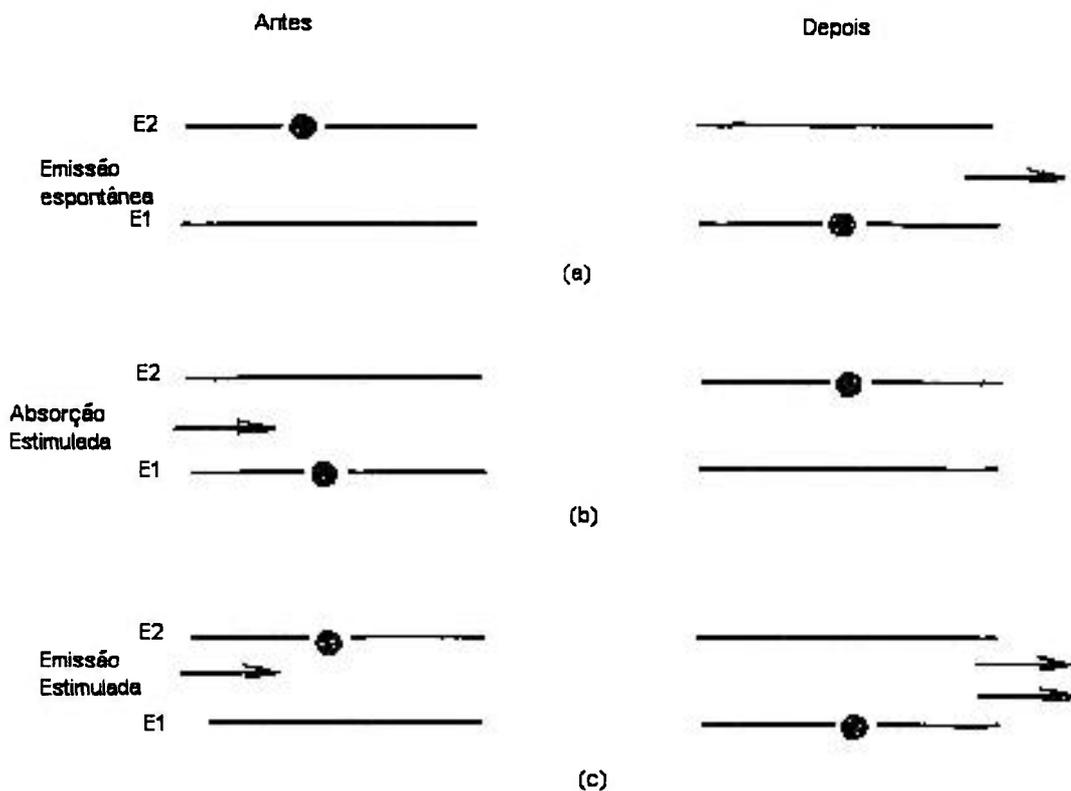


Figura 4: Os três processos. Absorção, emissão estimulada e emissão espontânea

Os processos de absorção e emissão estimuladas de energia eletromagnética por sistemas quânticos, podem ser considerados como os análogos da emissão e absorção de energia mecânica por um sistema ressonante clássico, sobre o qual atua uma força periódica de mesma frequência natural do sistema.

O processo de emissão espontânea é um efeito explicado pela eletrodinâmica quântica que mostra que existem flutuações no campo eletromagnético e, por causa da energia de ponto, essas flutuações ocorrem mesmo quando classicamente não existe campo aplicado. São essas flutuações que induzem a emissão espontânea de radiação dos átomos em estados excitados.

Os três processos estão relacionados quantitativamente. Para entender a relação que há entre estes processos, façamos $\rho(\nu)$ ser a densidade de energia espectral da radiação eletromagnética aplicada ao átomo.

Suponhamos que exista n_1 átomos no estado de energia E_1 e n_2 átomos no estado de energia E_2 com $E_2 > E_1$. A probabilidade por átomo e por unidade de tempo, ou taxa de transição por átomo, de que um átomo no estado E_1 faça uma transição para o estado E_2 (absorção estimulada) será proporcional à densidade de energia $\rho(\nu)$ da radiação aplicada, na frequência $\nu = (E_2 - E_1)/h$. Isso também se aplica a emissão estimulada, porém

a taxa de transição para emissão espontânea não depende de $\rho(\nu)$, pois este processo não envolve o campo eletromagnético aplicado.

Desta forma a probabilidade por unidade de tempo para uma transição do estado 1 para o estado 2 pode ser escrita como [14]:

$$R_{12} = B_{12} \rho(\nu) \quad (1)$$

onde B_{12} é um coeficiente que depende dos estados 1 e 2. A probabilidade total por unidade de tempo de que um átomo no estado 2 faça uma transição para o estado 1 é a soma de dois termos, a probabilidade por unidade de tempo A_{21} de emissão espontânea e a probabilidade por unidade de tempo $B_{21} \rho(\nu)$ de emissão estimulada. Nesse caso também A_{21} e B_{21} são coeficientes cujos valores dependem das características dos estados 1 e 2.

Dessa forma temos

$$R_{21} = A_{21} + B_{21} \rho(\nu) \quad (2)$$

Considerando que os n_1 átomos no estado 1 e os n_2 átomos no estado 2 do sistema encontram-se em equilíbrio térmico à temperatura T com o campo de radiação de densidade $\rho(\nu)$, então a taxa total de absorção do sistema $n_1 R_{12}$ e a taxa total de emissão $n_2 R_{21}$ devem ser iguais, isto é :

$$n_1 R_{12} = n_2 R_{21} \quad (3)$$

teremos com isso

$$n_1 B_{12} \rho(\nu) = n_2 [A_{21} + B_{21} \rho(\nu)] \quad (4)$$

Onde $\rho(\nu)$ é :

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{n_1}{n_2} \frac{B_{12}}{B_{21}} - 1} \quad (5)$$

Supondo que possamos utilizar o fator de Boltzmann com $h\nu = \epsilon_2 - \epsilon_1$, podemos obter :

$$\frac{n_1}{n_2} = e^{(\epsilon_2 - \epsilon_1)/kT} = e^{h\nu/kT} \quad (6)$$

Dessa forma, podemos reescrever a equação 5 como:

$$\rho(\nu) = \frac{\frac{A_{21}}{B_{21}}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{h\nu/kT} - 1} \quad (7)$$

A equação 7 nos fornece a densidade de energia espectral de radiação de frequência ν em equilíbrio térmico à temperatura T . Esta equação deve ser consistente com o espectro de radiação do corpo negro de Plank:

$$\rho_r(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \left(\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \right) \quad (8)$$

Para que as equações 7 e 8 sejam equivalentes devemos ter :

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad e \quad (9)$$

$$\frac{B_{12}}{B_{21}} = 1 \quad (10)$$

Estes resultados foram obtidos pela primeira vez por Einstein em 1917 e são por isso conhecidos como coeficientes A e B de Einstein.

Pode-se determinar o coeficiente A_{21} de emissão espontânea a partir das taxas de transição e regras de seleção da mecânica quântica. Uma vez obtido o coeficiente A_{21} , e com o auxílio das equações 9 e 10, pode-se obter os demais coeficientes.

Há duas considerações importantes a serem feitas levando em conta os resultados obtidos com as duas últimas expressões: a primeira é que os coeficientes de emissão estimulada e absorção estimulada são iguais e a razão entre o coeficiente de emissão espontânea e o coeficiente de emissão estimulada varia proporcionalmente ao cubo da frequência. Isso significa que quanto maior for a diferença de energia entre os dois estados, maior será a probabilidade de emissão espontânea comparada com a emissão estimulada. Um outro resultado importante é que com o auxílio das equações 7 e 10 podemos obter a razão entre A_{21} e $B_{21} \rho(\nu)$. Explicitamente:

$$\frac{A_{21}}{B_{21} \rho(\nu)} = e^{h\nu/kT} - 1 \quad (11)$$

O resultado acima nos mostra que, para átomos em equilíbrio térmico, a emissão espontânea é muito mais provável do que a emissão estimulada se $h\nu \gg kT$, a emissão estimulada pode ser significativa se $h\nu \approx kT$ e pode ser preponderante se $h\nu \ll kT$, isso nos leva a concluir que não podemos obter a ação laser no equilíbrio térmico.

Analisando a razão entre a taxa de emissão e a taxa de absorção que pode ser escrita como $n_2 R_{21}/n_1 R_{12}$, ou ainda :

$$\frac{\text{taxa de emissão}}{\text{taxa de absorção}} = \frac{n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho(\nu)}{n_1 B_{12} \rho(\nu)} \quad (12)$$

$$= \left[1 + \frac{A_{21}}{B_{21} \rho(\nu)} \right] \frac{n_2}{n_1}$$

Se os estados de energia são tais que $E_2 - E_1 \ll kT$, ou $h\nu \ll kT$ podemos desprezar o segundo termo e:

$$\frac{\text{taxa de emissão}}{\text{taxa de absorção}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (13)$$

No equilíbrio térmico, o fator de Boltzmann se aplica, esperamos que $n_2 < n_1$. Então se provocarmos uma inversão na população dos estados de forma a obtermos $n_2 >$

n_1 a taxa de emissão será maior do que a taxa de absorção, desta maneira a radiação de frequência $\nu = (E_2 - E_1)/h$ terá sua intensidade amplificada pelo processo de emissão estimulada. Porém, tal processo reduzirá a população do estado superior até que o equilíbrio se restabeleça, logo devemos ter um método para mantermos esta inversão de população dos estados. Esse método é geralmente o bombeamento óptico e é obtido por diferentes meios, sendo que os primeiros lasers eram bombeados por lâmpada *flash* e os mais recentes por laser de diodo que é uma fonte mais eficiente.

Nas fontes de luz comuns, do tipo lâmpada, há uma relação aleatória entre as fases dos fótons emitidos por átomos diferentes de tal forma que a radiação resultante é incoerente. A razão disso é a inexistência de uma correlação entre os instantes em que os átomos transicionam.

A figura 5 fornece uma melhor compreensão do que foi exposto anteriormente para um laser que opera em um sistema de três níveis.

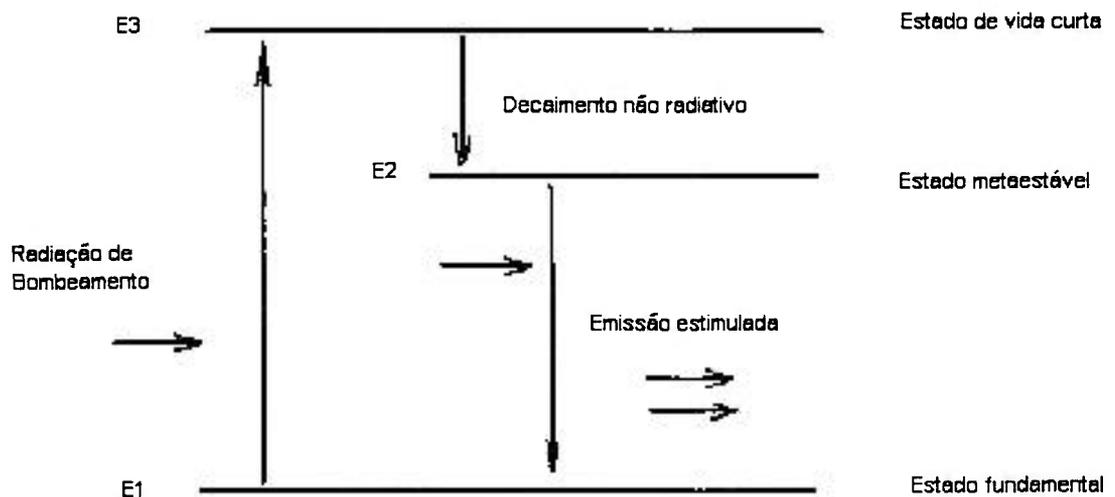


Figura 5. O processo da ação laser

O nível de energia E_1 é o estado fundamental e o nível de energia E_3 é o estado de energia mais alta e instável (com um tempo de vida curto), sendo a diferença de energia $E_3 - E_1$ proporcional ao comprimento de onda que deve ser utilizado para o bombeio óptico. O nível de energia E_2 corresponde a um estado excitado de energia intermediário, metaestável.

Bombeando com uma radiação incidente de comprimento de onda correspondente a diferença de energia $E_3 - E_1$, estimula-se a absorção de fótons pelo nível de

energia fundamental E_1 , aumentando assim a população do estado de energia E_3 e depopulando o estado de energia E_1 .

Como resultado desse bombeamento ótico temos o aumento de n_2 e a diminuição de n_1 , de forma que $n_2 > n_1$ e apareça assim uma inversão de população. Quando um átomo transiciona do estado 2 para o estado 1, o fóton emitido, de comprimento de onda específico, estimula novas transições. Assim a emissão estimulada predomina sobre a absorção estimulada. Assim obtemos um feixe laser coerente, monocromático e de grande intensidade.

2.1 O PRIMEIRO LASER (RUBI)

O primeiro laser foi constituído por um bastão de rubi, que possuía as extremidades planas, paralelas, das quais uma parcialmente refletora com camada dielétrica e outra com camada totalmente refletora. Tal bastão é rodeado por um tubo de lâmpada *flash* (lâmpada de arco de xenônio), helicoidal, contendo gás que emite uma luz muito intensa em um espectro muito largo. Neste cristal, alguns átomos de Al nas moléculas de Al_2O_3 são substituídos por átomos de cromo. Essas impurezas de cromo são responsáveis pela ação laser. A figura 6 apresenta um esquema do primeiro laser de rubi, desenvolvido por Theodore Maiman.

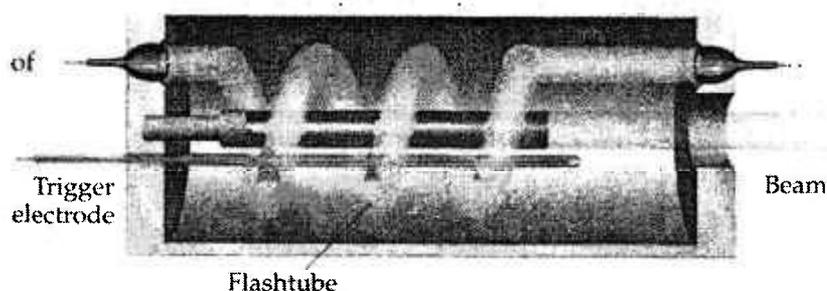


Figura 6. Esquema do primeiro laser (rubi)

Na figura 7 é mostrada uma versão simplificada dos níveis de energia do cromo.

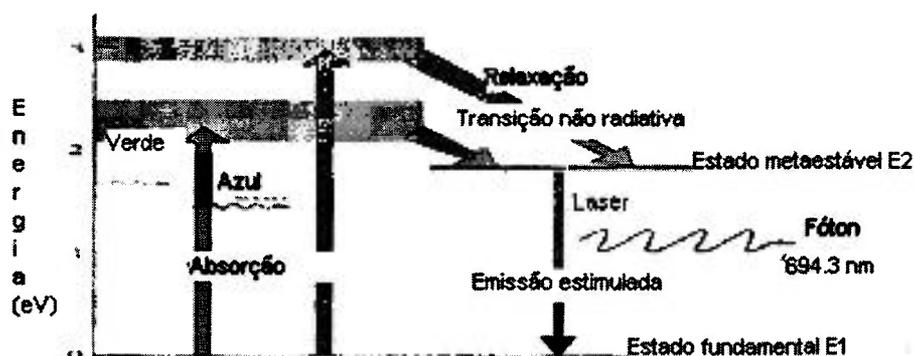


Figura 7. Esquema simplificado dos níveis de energia do cromo no laser de rubi

O nível de energia E_1 é o estado fundamental e o nível de energia E_3 , nesse caso é na verdade um multiplete, sendo que esse nível possui tempo de vida curto (aproximadamente 10^{-8} s), e a diferença de energia entre este nível e o estado fundamental corresponde a um comprimento de onda da ordem de 550 nm e 450 nm. O nível E_2 corresponde a um estado excitado intermediário, metaestável, cujo tempo de vida num decaimento espontâneo é de cerca de 3 milissegundos. Quando a lâmpada *flash* opera, estimula-se assim a absorção de fótons pelos átomos de cromo, aumentando assim a população do estado de energia E_3 e depopulando o estado de energia E_1 .

Por decaimento não radiativo, do estado de energia E_3 para o estado de energia E_2 , aumenta-se a população deste estado metaestável. Quando um átomo decai do nível E_2 para o nível E_1 , emite um fóton de comprimento de onda 694,3 nm correspondente a diferença de energia entre os dois estados ($E_2 - E_1 = 1,79$ eV). O fóton emitido estimulará novas transições e a emissão estimulada predominará sobre a absorção estimulada, pois $n_2 > n_1$, gerando uma forte emissão de fótons de comprimento de onda 694,3 nanômetros, originando um feixe coerente, monocromático e de forte intensidade.

O laser de rubi é um laser de três níveis, ou seja, para atingir inversão de população ($n_2 \gg n_1$) é necessário bombear mais que 50% da população do nível E_1 para o estado excitado.

2.2 Laser de quatro níveis

Para o entendimento deste item devemos observar que o nível 1 não é mais o nível fundamental como anteriormente citado. O íon Nd^{3+} é um típico representante dos lasers de quatro níveis. A diferença fundamental em relação aos lasers de 3 níveis é que há um nível 0 abaixo do nível laser inferior l e um nível i acima do nível laser superior u. O bombeamento é realizado do nível 0 para o nível i. Há então um decaimento não radiativo

para o nível laser superior u e desse nível há a ação laser para o nível l e por fim um novo decaimento não radiativo para o nível 0 . O tempo de vida do nível i , t_i , é pequeno e o tempo de vida do nível u , t_u é grande, assim há o acúmulo de fótons nesse último nível, gerando dessa forma a ação laser.

A figura 8 esquematiza as transições de um laser de 4 níveis:

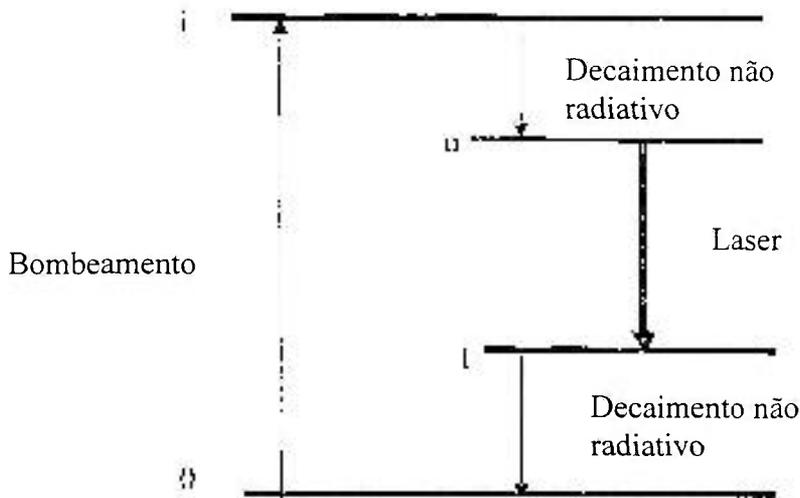


Figura 8. Transições simplificadas de um laser de 4 níveis

2.3 Medida da eficiência de um laser

Um critério para a medida da eficiência de um meio de ganho bombeado opticamente é chamado de eficiência angular (*Slope Efficiency*). Podemos escrever uma expressão para a potência de saída P_{out} e a potência de entrada do laser P_{in} . Desde que haja também um limiar de potência P_{th} a partir do qual o ganho exceda as perdas dentro da cavidade, a potência do laser aumentará linearmente acima de P_{th} de acordo com a expressão $P_{out} = \sigma_s(P_{in} - P_{th})$.

Onde σ_s é uma constante proporcional associada à inclinação da reta no gráfico da potência de saída com a potência de entrada. Esta constante é chamada de *slope efficiency*. A figura 9 apresenta o gráfico de slope efficiency.

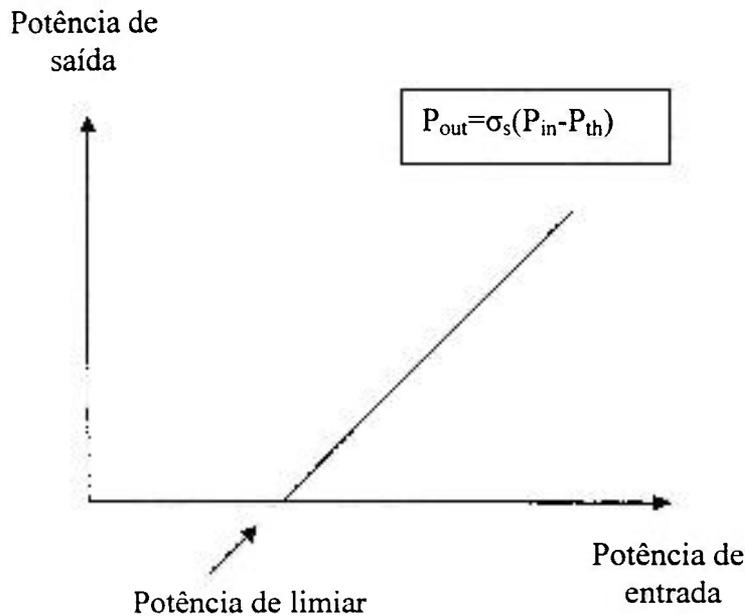


Figura 9 Gráfico da Slope Efficiency.

Ambos σ_s e P_{th} estão relacionados com os parâmetros de bombeio e as perdas da cavidade do laser. A maior inclinação teórica seria para um ângulo de 45° , com o comprimento de onda de bombeamento igual ao comprimento de onda do laser, nesse caso a eficiência angular seria de 100%.

2.4 Fontes de Bombeamento:

Conforme visto no capítulo 2.1, uma das fontes de bombeamento de lasers de estado sólido é a lâmpada tipo arco ou "*flash*". Esta forma de bombeamento tem algumas desvantagens: estas lâmpadas têm vida operacional de apenas algumas centenas de horas, necessitam grandes fontes de alta tensão, que são ineficientes e precisam de refrigeração, porque a sua eficiência é de apenas 6%.

Outra fonte de bombeio é o laser de semicondutor, ou laser de diodo, que tem uma vida útil de dezenas de milhares de horas. A sua eficiência de conversão de energia elétrica para ótica é de aproximadamente 50%.

A banda de emissão das lâmpadas *flash* é larga e, na maioria das vezes, tem uma sobreposição muito pobre com o espectro de absorção discreto dos íons dopantes nos cristais a serem bombeados. Isso resulta em cerca de 90% de perda de energia de bombeamento da lâmpada para a operação laser do cristal, sendo que tal perda é convertida em calor, que necessita ser removido com sistemas caros e de grande porte.

Os lasers de semicondutor têm banda de emissão estreita e podem ser sintonizáveis por meio do controle da temperatura. Assim, podemos sintonizar o comprimento de onda de emissão dos diodos laser com o comprimento de onda de absorção dos íons ativos. Como resultado, temos uma alta eficiência de conversão óptica (bombeamento) para óptica (emissão do cristal) em torno de 60% para o laser de Nd:YAG[15], enquanto que se utilizarmos lâmpada do tipo “flash”, estas eficiências são aproximadamente de 1% a 3%. As figuras 10 e 11 a seguir apresentam os espectros de emissão de uma lâmpada de xenônio de 200 nm até 1200 nm e de um diodo laser de 793 nm até 797 nm. A figura 12 representa o espectro de absorção de um cristal de Nd:YLF para comparação:

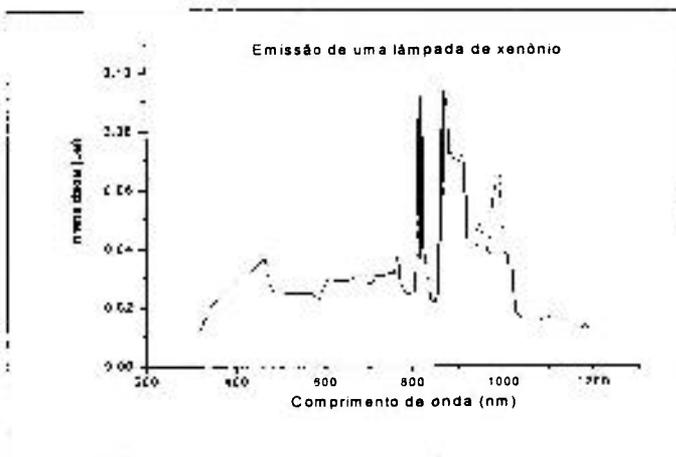


Figura 10. Espectro de emissão da lâmpada de xenônio.

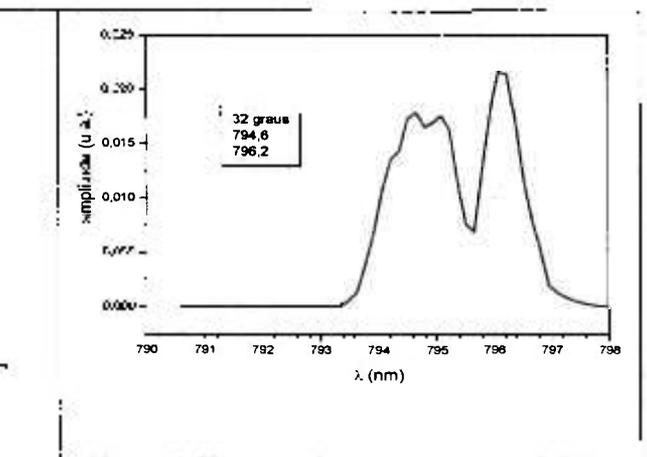


Figura 11. Espectro de emissão de um diodo laser

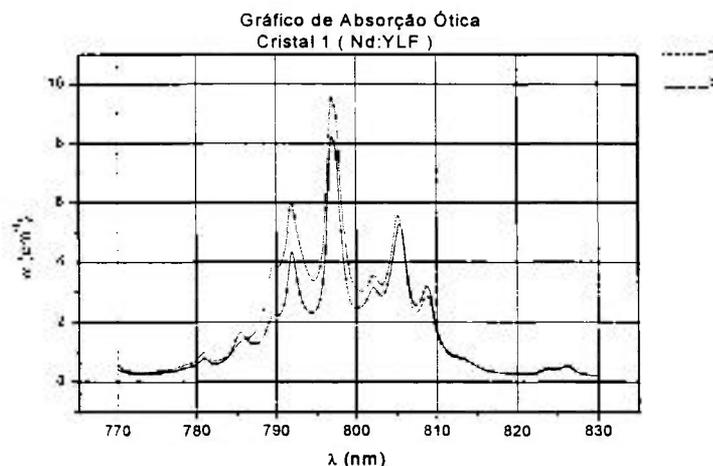


Figura 12. Espectro de absorção de um cristal de Nd:YLF

Essa melhor utilização da energia de bombeamento diminui os efeitos detrimenais termo-óticos como birrefringência térmica e lente térmica que aparecem

devido ao calor em excesso gerado nos cristais [16.17]. Temos também como resultado do bombeamento por diodo laser uma melhor qualidade do feixe e a possibilidade de obtenção de maiores frequências de repetição de pulsos sem fratura do cristal por tensão termicamente induzida.

Esta alta eficiência também permite uma menor necessidade para remoção de calor, que neste caso poderia ser refrigeração passiva por meio de condução, permitindo assim a utilização de fontes de alimentação de tamanho reduzido e de baixa tensão DC. Para finalizar podemos citar o fato de que lasers bombeados por diodos semicondutores nos permitem elaborar um arranjo compacto de alta eficiência com boa qualidade óptica e que tais lasers apresentam baixo ruído e, portanto maior estabilidade do que os lasers bombeados por lâmpadas.

2.5 Métodos de Bombeamento:

Geralmente no bombeamento longitudinal o modo do laser possui a mesma área de seção do modo de bombeamento [18], isto é, o feixe de bombeamento está bem sobreposto ao feixe do laser. A técnica permite uma maior intensidade de bombeio para a mesma potência de saída do diodo quando comparada com o bombeamento longitudinal. Esta maior densidade de potência torna-se relevante quando o objetivo é a obtenção de alto ganho no cristal laser ou ação laser em cristais com baixo ganho. Na figura 13 é mostrado um esquema do bombeamento longitudinal:



Figura 13. Esquema de uma cavidade para bombeamento longitudinal

Conforme pode ser visto, uma das conseqüências deste arranjo é a complexidade da óptica de focalização e o alto gradiente de temperatura dentro do cristal devido ao foco reduzido.

Com a técnica de bombeamento lateral com ângulo de incidência rasante, conforme preconizado por Damzen [18] podemos manter a boa sobreposição entre o feixe

de bombeio e o feixe laser em cristais com alta absorção. Outras vantagens são arranjos mais simples, já que não necessitamos de uma ótica tão elaborada, e uma maior potência de saída. Com esta técnica podemos posicionar vários cristais lado a lado e assim bombeá-los transversalmente, permitindo altas potências de saída no modo TEM_{00} . A figura 14 mostra um esboço de tal arranjo:

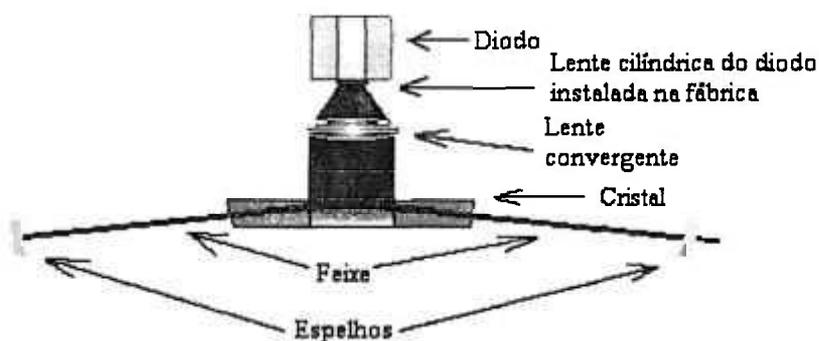


Figura 14. Esquema de uma cavidade para bombeamento lateral

A principal vantagem porém reside no fato que o feixe intracavidade passa na borda do cristal justamente na região de bombeamento onde a inversão de população é a mais alta, como comentado anteriormente.

2.6 A Expressão do ganho

A seguir será desenvolvida a matemática necessária para o desenvolvimento deste trabalho. Para obtermos a expressão do ganho de um feixe passando por um meio de ganho, deve-se levar em conta as três possibilidades de transição entre os níveis u (*upper laser level*) e l (*lower laser level*), superior e inferior, respectivamente, ver a figura 15 a seguir.

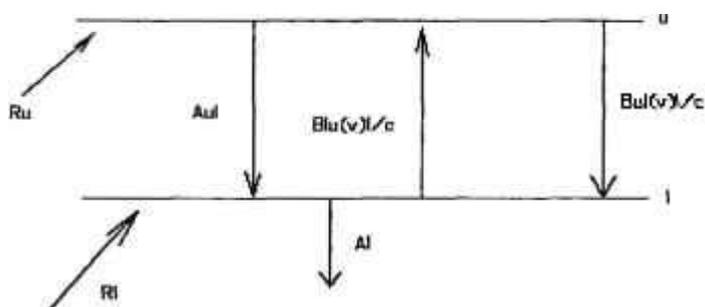


Figura 15. Processos de transições

A primeira é a emissão espontânea do nível u para o nível l , A_{ul} . O número de transições espontâneas por unidade de volume por unidade de tempo é dado então por $N_u A_{ul}$, onde N_u é a densidade de população do nível u . Os outros dois são processos estimulados, os quais são processos proporcionais à densidade de energia $u(\nu)$ do feixe na frequência ν .

Tais processos são a absorção estimulada e a emissão estimulada, dadas por $N_l B_{lu} u(\nu)$ e $N_u B_{ul} u(\nu)$, respectivamente. Devemos também utilizar a dependência em frequência dos coeficientes B de Einstein multiplicados pela largura em frequência da linha de transição $\Delta\nu$, para assim obtermos a probabilidade que a transição ocorre naquela particular frequência. Dessa forma o número de transições estimuladas, para o nível superior ou para o nível inferior, por unidade de volume por unidade de tempo podem ser expressos como:

Para o nível superior:

$$N_l B_{lu}(\nu) \Delta\nu u(\nu) = N_l B_{lu}(\nu) I(\nu) \Delta\nu / c = N_l B_{lu}(\nu) I / c \quad (14)$$

E para o nível inferior:

$$N_u B_{ul}(\nu) \Delta\nu u(\nu) = N_u B_{ul}(\nu) I(\nu) \Delta\nu / c = N_u B_{ul}(\nu) I / c \quad (15)$$

Onde, utilizando a relação $u(\nu) \Delta\nu = I(\nu) \Delta\nu / c = I/c$ [19] e também supondo que os coeficientes B têm a mesma dependência em frequência.

Considerando agora um pequeno comprimento dz do meio de ganho, que possui secção A , através da qual passa um feixe de intensidade inicial I_0 . Nesse caso a energia é estimada como resultado de um processo estimulado, que pode ser adicionada ao feixe, de intensidade I , frequência ν e largura de frequência $\Delta\nu$, negligenciando o processo de emissão espontânea. A porção de energia por unidade de tempo adicionada quando o feixe passa através de uma região de comprimento dz e área de secção dA dentro do meio pode ser expressa como a diferença entre o número de transições para o nível de energia superior e o número de transições para o nível de energia inferior dentro do volume multiplicada pela energia do fóton por transição:

$$[I(z + dz) - I(z)]dA = [N_u B_{ul}(\nu) - N_l B_{lu}(\nu)] \frac{h\nu I dA dz}{c} \quad (16)$$

A energia é adicionada ou retirada do feixe em porções discretas de $h\nu$ como um resultado dos dois termos dentro dos colchetes no lado direito da equação 15, desde que aqueles termos descrevam processos discretos nos quais muitas transições estimuladas ocorram. Dessa forma temos então que:

$$dI = I(z + dz) - I(z) \quad (17)$$

Dividindo por dz e dA e utilizando a equação 15 temos então:

$$\frac{dI}{dz} = [N_u B_{ul}(\nu) - N_l B_{lu}(\nu)] \frac{h\nu}{c} I \quad (18)$$

Esta equação diferencial tem a forma $dI/dz = CI$ e sua solução é tal que $I = I_0 e^{Cz}$ onde podemos expressar tal solução como sendo:

$$I = I_0 e^{g(\nu)z} \quad (19)$$

Onde:

$$g(\nu) = [N_u B_{ul}(\nu) - N_l B_{lu}(\nu)] \frac{h\nu}{c} \quad (20)$$

Este termo $g(\nu)$ refere-se em um meio homogêneo, ao coeficiente de ganho e possui dimensão de m^{-1} no MKS. Utilizando os coeficientes de Einstein A e B [19] temos que:

$$g(\nu) = \left[N_u - \frac{g_u}{g_l} N_l \right] \frac{c^2}{8\pi\nu^3} A_{ul}(\nu) \quad (21)$$

O termo entre colchetes é a diferença de população ΔN_{ul} entre os níveis u e l e possui dimensão de cm^{-3} . O outro termo da equação que é a seção de choque de emissão estimulada σ_{ul} dada por:

$$\sigma_w(\nu) = \frac{c^2}{8\pi\nu^3} A_w(\nu) \quad (22)$$

Que possui dimensão de cm^2 . Dessa forma a expressão do coeficiente de ganho pode ser escrita como

$$g(\nu) = \sigma_w(\nu) \Delta N_w \quad (23)$$

Temos então a expressão para a intensidade I na distância z dentro do meio de ganho dada por:

$$I = I_0 e^{\sigma_w(\nu) \Delta N_w z} \quad (24)$$

Assim se ΔN_w for positivo teremos um incremento exponencial da intensidade do feixe. Se ΔN_w for negativo, então o feixe sofrerá um decréscimo exponencial em sua intensidade, havendo assim uma absorção da luz.

2.7 Equações de Taxa

Considerando as densidades de população N_u e N_l dos níveis u e l , as equações de taxa generalizadas [18] são as seguintes:

$$\frac{dN_u}{dt} = R_u + N_l \frac{B_{lu}(\nu)I}{c} - N_u \left(A_{ul} + \frac{B_{uw}(\nu)I}{c} \right) = 0 \quad (25)$$

$$\frac{dN_l}{dt} = R_l - N_l \left(A_{li} + \frac{B_{lw}(\nu)I}{c} \right) + N_u \left(A_{ul} + \frac{B_{uw}(\nu)I}{c} \right) = 0 \quad (26)$$

Nessas expressões R_u e R_l representam o fluxo de excitação provocado por qualquer fonte externa de bombeio que possa provocar a inversão de população entre os níveis u e l .

Ambas as equações, 25 e 26, são igualadas a zero para se obter uma solução de estado estacionário. Tais equações podem ser resolvidas para as densidades de população N_u e N_l em termos da intensidade I do laser dentro do meio de ganho.

Adicionando as equações 25 e 26, eliminamos N_u e obtemos uma expressão para N_l :

$$N_l = \frac{R_u + R_l}{A_l} = N_l^0 \quad (27)$$

Assim vemos que N_l não depende da intensidade I e é identicamente igual a N_l^0 , a população no nível laser inferior quando $I = 0$. Um ganho de pequeno sinal $g^0(\nu_0)$ é então definido no centro da linha de emissão quando não há feixe presente como sendo $g_{ul}^0 = \sigma_{ul}(N_u^0 - (g_u/g_l)N_l^0) = \sigma_{ul}\Delta N_{ul}^0$.

Resolvendo as equações 25 e 26 para N_u obtemos:

$$N_u = \frac{R_u - \frac{B_{lu}(\nu)I}{c}N_l}{A_{ul} + \frac{B_{ul}(\nu)I}{c}} = \frac{R_u + \left(\frac{g_u}{g_l}\right)\frac{B_{lu}(\nu)I}{c}N_l}{\frac{B_{ul}(\nu)I}{c} + \frac{B_{ul}(\nu)I}{c}} \quad (28)$$

$$N_u = \frac{R_u A_{ul} + \left(\frac{g_u}{g_l}\right)\left(\frac{I}{I_{sat}}\right)N_l}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (29)$$

$$N_u = \frac{\frac{R_u}{A_{ul}} + \left(\frac{g_u}{g_l}\right)\left(\frac{I}{I_{sat}}\right)N_l^0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} = \frac{N_u^0 + \left(\frac{g_u}{g_l}\right)\left(\frac{I}{I_{sat}}\right)N_l^0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} \quad (30)$$

Onde I_{sat} é a intensidade de saturação na qual a intensidade do feixe deixa de crescer exponencialmente e é dada pela expressão

$$I_{sat} = \frac{h\nu_{ul}}{\sigma_{ul}(\nu)F(\nu)} \quad (31)$$

Na expressão anterior usa-se a relação $B_{ul}(\nu)I_{sat}/c = 1/\tau_u \approx A_{ul}$, $B_{lu}(\nu) = (g_u/g_l)B_{ul}(\nu)$, onde g_u e g_l são as degenerescências dos níveis u e l , respectivamente, e também $N_u^0 = R_u/A_{ul}$, os quais representam as populações do estado estacionário quando não existir feixe laser presente. As expressões nos mostram que a população no nível u é significativamente reduzida pela presença de um campo de intensidade I , especialmente quando I torna-se da ordem de I_{sat} ou maior que este. Com isso podemos entender o efeito que a intensidade I do feixe exerce sobre a diferença de população $\Delta N_{ul} = N_u - (g_u/g_l)N_l$ associado com o ganho. Usando as expressões 25 e 27 anteriores para N_u e N_l expressa-se a diferença de população como:

$$\Delta N_{ul} = N_u - \left(\frac{g_u}{g_l}\right)N_l = \frac{N_u^0 + \left(\frac{g_u}{g_l}\right)\left(\frac{I}{I_{sat}}\right)N_l^0}{1 + \left(\frac{I}{I_{sat}}\right)} - \left(\frac{g_u}{g_l}\right)N_l^0 \quad (32)$$

$$= \frac{N_u^0 - \left(\frac{g_u}{g_l}\right)N_l^0}{1 + \left(\frac{I}{I_{sat}}\right)} = \frac{\Delta N_{ul}^0}{1 + \left(\frac{I}{I_{sat}}\right)} \quad (33)$$

Nessa expressão escreve-se $\Delta N_{ul}^0 \equiv N_u^0 - (g_u/g_l)N_l^0$ como a diferença de população quando não há o feixe laser presente. Tal resultado seria usado para determinar o pequeno ganho, ou o ganho quando a intensidade do feixe não é grande o bastante para alterar significativamente a população do nível u . Podemos ver previamente que o feixe não altera a população do nível l mesmo quando a intensidade é muito grande.

Como o coeficiente de ganho é expresso como $g(\nu) = \sigma_{ul}(\nu)\Delta N_{ul}$, pode-se então escrever uma expressão para o ganho em termos da intensidade I do feixe dentro do meio de ganho como:

$$g(\nu) = \frac{g^0(\nu)}{1 + \frac{I}{I_{sat}}} = \frac{\sigma_{ul}(\nu)\Delta N_{ul}^0}{1 + \left(\frac{I}{I_{sat}}\right)} \quad (34)$$

Dessa forma podemos ver novamente que para um valor específico de um ganho de pequeno sinal dentro do meio de ganho, a intensidade do feixe crescerá até que a intensidade I faça com que o ganho seja reduzido.

2.8 Feixes Gaussianos

A distribuição transversal de um feixe Gaussiano possui a forma dada pela expressão [18]:

$$I = I_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} \quad (35)$$

Onde I_0 é a máxima intensidade do feixe e ω é o raio do feixe, ou cintura do feixe, dentro do qual 86,5% da energia está concentrada, como mostra a figura 16 a seguir:

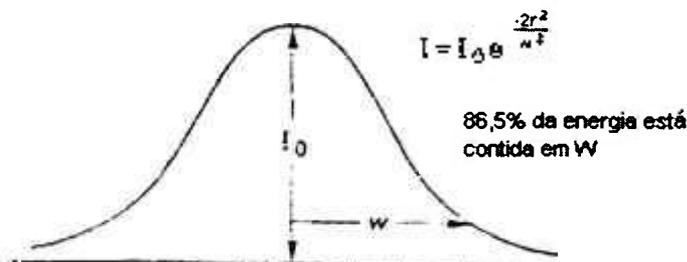


figura 16: 86,5% da energia do feixe concentrada na cintura w

Como exemplo podemos citar a cintura mínima do feixe num ressonador óptico confocal, onde temos dois espelhos de tal forma que $R_1=R_2=d$. Nesse caso a cintura mínima ω_0 ocorrerá exatamente no ponto médio entre os dois espelhos. O feixe então diverge e se expande a partir daquele local de tal forma que a cintura do feixe numa distância $\pm z$, tomando como ponto $z = 0$ o ponto onde a cintura é mínima, pode ser descrita como :

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (36)$$

Se considerarmos que o cintura mínima do feixe ocorre num ponto onde consideramos que $z_0 \neq 0$ então a expressão acima toma a forma :

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda(z - z_0)}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (37)$$

A equação 36 também pode ser escrita como :

$$\omega(z) = \omega_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_r^2} \right)^{1/2} \quad (38)$$

Onde temos:

$$z_r = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (39)$$

O termo z_r é conhecido como *Rayleigh range*. Um termo $b = 2z_r$ é denominado parâmetro confocal, ou profundidade de foco, e é normalmente utilizado para se caracterizar feixes Gaussianos.

Ambos os termos são mostrados na figura 17:

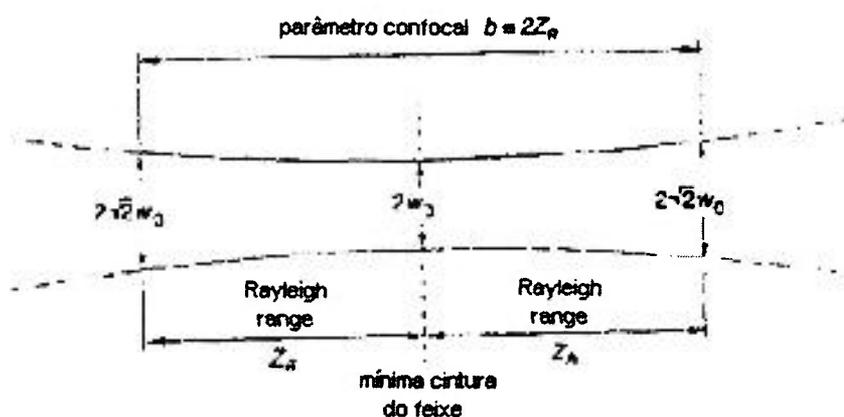


Figura 17. Parâmetro confocal e *Rayleigh range*

A curvatura da frente de onda para um feixe Gaussiano numa posição z em termos da cintura mínima ω_0 e do comprimento de onda λ é dado por:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (40)$$

A expansão angular de um feixe Gaussiano para um valor de $z > z_r$ é dado por:

$$\theta(z) = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{2\omega(z)}{z} = \frac{2\lambda}{\pi \omega_0} = 0,64 \frac{\lambda}{\omega_0} \quad (41)$$

como está mostrado na figura 18:

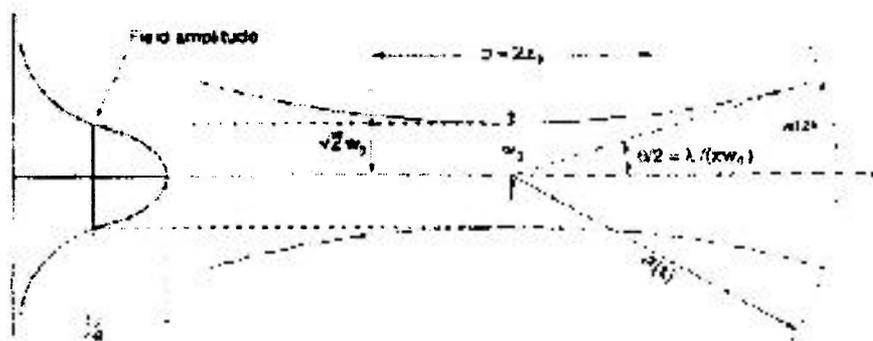


Figura 18. Curvatura da frente de onda de um feixe Gaussiano.

O termo $\theta(z)$ é o ângulo total num dado ponto z , no qual o feixe se reduz a $1/e^2$ de sua máxima intensidade, ou $1/e$ de seu campo.

Para uma cavidade simétrica formada por dois espelhos, cada um com raio de curvatura R e separados por uma distância d , a cintura mínima do feixe ω_0 é dado por:

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} [d(2R - d)]^{1/2} \quad (42)$$

e o raio de curvatura r_c da frente de onda possui a forma:

$$r_c = z + \frac{d(2R - d)}{4z} \quad (43)$$

Para um ressonador confocal no qual $R=d$, ω_0 é:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda d}{2\pi}} \quad (44)$$

e a cintura do feixe em cada espelho localizado numa distância $d/2$ do mínimo é:

$$\omega = \sqrt{\frac{\lambda d}{\pi}} \quad (45)$$

A equação (40) descreve a curvatura da frente de onda de um feixe Gaussiano expandindo-se desde o feixe mínimo onde a frente de onda é plana. Uma cavidade laser estável é aquela na qual os espelhos possuem curvaturas idênticas às da frente de onda do feixe gaussiano para aquelas previstas para o feixe Gaussiano naquele local onde encontram-se tais espelhos, como mostra a figura 19:

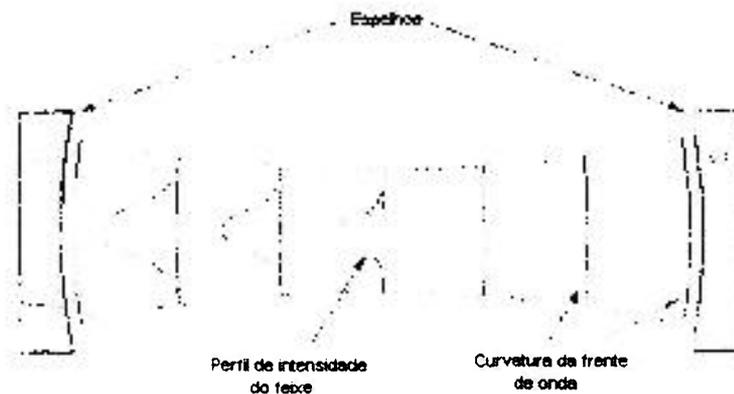


Figura 19. Espelhos de uma cavidade laser estável

2.9 Propriedades (YLF)

O neodímio, Nd^{3+} , foi o primeiro dos íons de terra rara a ser utilizado em um sistema laser [20]. As principais transições desse íon ocorrem em um sistema de quatro níveis ideal.

Um cristal muito utilizado é o Nd:YAG. A seção de choque de emissão estimulada do YLF, fluoreto de ítrio e lítio, é cerca de duas vezes menor do que a do Nd:YAG e o seu tempo de vida do nível laser superior é cerca de quatro vezes maior e por isso o Nd:YLF possui uma maior capacidade de armazenamento de energia. Isso se deve

ao fato de que com um tempo de vida maior uma maior inversão de população é obtida conforme equação 29 e a menor seção de choque permite ao cristal possuir valores menores para a taxa de decaimento por emissão estimulada. Dessa forma o meio ativo possui uma maior energia armazenada (população invertida) durante a ação laser.

Na emissão em comprimento de onda em torno de 1 micron, as emissões no Nd:YLF ocorrem em $\lambda = 1053 \text{ nm}$, na polarização sigma (σ) e em $\lambda=1047 \text{ nm}$, na polarização pi (π). Essas emissões são originárias da separação Stark do nível superior ${}^4F_{3/2}$.

O YLF possui uma estrutura tetragonal da scheelita, simetria C_{4h}^6 , com o dopante ocupando a posição do ítrio. A figura 20 a seguir mostra a estrutura de um cristal de YLF, sendo que o íon em forma de esfera corresponde ao íon de terra rara que ocupará o lugar do ítrio.

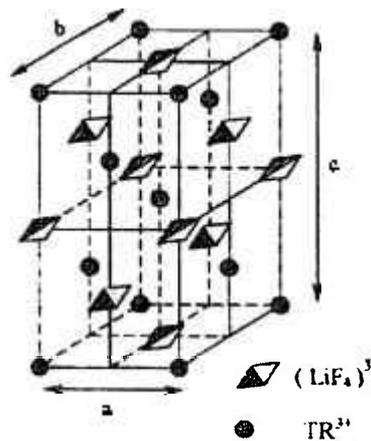


Figura 20. Estrutura de um cristal de Nd:YLF

O eixo c do cristal corresponde ao eixo de maior simetria do cristal. Quando uma onda eletromagnética polarizada incide sobre o cristal, ele pode sofrer diferentes atrasos de fase, sendo que estes dependem de como a incidência ocorre. Quando a onda incide com polarização ortogonal ao eixo \bar{c} , temos por consequência a polarização σ e quando incide paralelamente a este eixo temos a polarização π . O cristal de Nd:YLF possui índice de refração $n_o=1,448$ e $n_e=1,470$. O tempo de vida do nível laser superior é de aproximadamente $\tau_u \approx 500 \mu s$.

3 O ESTADO DA ARTE

Na década passada houve um significativo esforço para o desenvolvimento de sistemas lasers de estado sólido de alta potência bombeados por diodo laser. Esses sistemas já encontram-se disponíveis em produtos comerciais empregados numa grande variedade de aplicações [21] [22]. Apesar desse progresso, obter altas potências com uma boa eficiência ainda permanece um obstáculo. Têm sido desenvolvidos esquemas de cavidades para se reduzir os efeitos de aberrações e lentes térmicas. Muitos desses sistemas têm alcançado potências de aproximadamente 100 W com boa qualidade do feixe [23] [24].

Em particular, é difícil alcançar potências da ordem de 30 W com mais que 20% de eficiência no modo TEM₀₀ com materiais semelhantes ao Nd:YLF devido às limitações dos parâmetros espectroscópicos desses materiais como ganho relativamente baixo, limites baixos de fratura térmica e baixo coeficiente de absorção para o comprimento de onda de bombeio [25]. No entanto, Nd:YLF é muito empregado em muitas aplicações industriais por suas lentes térmicas reduzidas [26] e alta capacidade de armazenamento de energia [27].

Armstrong e colaboradores [21] utilizam uma cavidade simétrica na qual são inseridos dois blocos de Nd:YLF bombeados transversalmente por diodo laser em suas faces opostas a qual pode gerar potências de cerca de 25 W com uma excelente eficiência. Para minimizar os efeitos de lentes térmicas, as barras de cristal foram cortadas em ângulo de Brewster para forçar oscilações no comprimento de onda de 1.053 nm. Verificou-se que para uma potência de bombeio de 30 W, o comprimento focal da lente térmica foi de aproximadamente 70 a 80 cm, sendo que quando a potência de bombeio foi elevada para 60 W tal comprimento focal da lente se reduziu para aproximadamente 40 a 45 cm. Os autores, dessa forma, puderam estimar o coeficiente k de lente térmica sendo de aproximadamente $2 \text{ a } 3 \text{ cm}^{-1}/[\text{kW}/\text{cm}^2]$ de acordo com a expressão $1/f=k(P/A)$, onde f é o comprimento focal, P é a potência de bombeio absorvida e A é a área do material, no caso Nd:YLF.

Para prover grandes potências de saída, eficiência de bombeio e uma boa qualidade do feixe de saída, muitas configurações e diferentes técnicas têm sido propostas [28]. Zhipei Sun e colaboradores elaboraram um arranjo para se obter alta potência com um bastão de Nd:YAG que pode ser bombeado por cinco barras de diodos distribuídos ao

seu redor a fim de se retirar a máxima potência de bombeio e obter uma melhor qualidade do feixe de saída [29].

Muitas dessas configurações utilizam reflexões internas do feixe laser de modo que a sobreposição do feixe de bombeio e o modo do laser pode ser otimizada.

No caso dos lasers de neodímio há muitas aplicações que necessitam de dezenas de milijoules de energia em poucos nanossegundos, ou dezenas de watts no regime cw, ou ainda arranjos Q-switched com taxas de repetição de centenas de quilohertz.

Porém, ainda não foi alcançada uma geometria simples de bombeio lateral para o Nd:YLF com um bom desempenho e uma simples e barata configuração [30]. O caso ideal seria um único diodo bombeando lateralmente um bastão laser com um mínimo de elementos óticos e todos os componentes deveriam estar no mesmo plano para simplificar a construção da cavidade. Com o advento dos diodos laser do tipo array operando no regime cw e quase-cw emitindo potências na faixa dos 100 watts o desenvolvimento de geometrias convenientes e semelhantes ao caso ideal descrito anteriormente torna-se possível para materiais com alto coeficiente de absorção como o Nd:YVO₄ [17].

Muitos autores dizem que o bombeamento lateral está associado com baixa eficiência comparada com o bombeamento longitudinal [31], citado por [29], por ser difícil obter uma distribuição do feixe de bombeio que esteja bem adaptado a uma boa sobreposição com o modo intracavidade de um feixe que possua um pequeno diâmetro.

Uma fonte de ineficiência em muitas geometrias com bombeamento lateral é a luz de bombeio que está sendo absorvida preferencialmente nas vizinhanças da superfície bombeada do cristal, porém não absorvida pelo modo laser que está localizado no interior do meio de ganho [32], citado por [29]. Utilizando-se da potência absorvida nas vizinhanças da superfície bombeada do meio ativo, uma boa eficiência é alcançada efetivamente com o feixe laser realizando um zig-zag dentro do meio de ganho [28]. Richards e McInnes [28] exibem um pequeno bloco de Nd:YAG bombeado lateralmente por dois diodos laser, com o feixe realizando um caminho de zig-zag dentro do bastão laser. As faces de entrada e saída são cortadas em ângulo de Brewster. Tal técnica é utilizada para se compensar lentes térmicas e outras deformações, permitindo assim uma boa qualidade do feixe de saída [33]. Dessa forma pode-se aproveitar com boa eficiência a grande inversão de população que se encontra concentrada bem próxima à borda do cristal.

A mesma técnica de zig-zag foi utilizada com bastões de Nd:YAG e Nd:glass a fim de se fazer um estudo comparativo entre as eficiências destes dois

hospedeiros [34], citado por [32]. Observou-se uma eficiência de aproximadamente 17% para o laser de Nd:YAG. A figura 21 a seguir exibe a cavidade utilizada pelos autores.

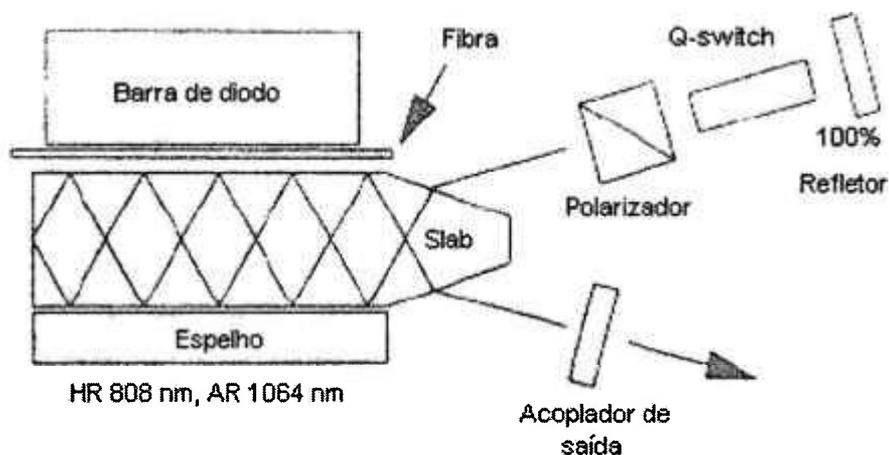


Figura 21. Feixe realizando zig-zag no interior do meio de ganho.

Esta mesma técnica pode ser utilizada com um TFR (*Tightly Folded Resonator*).

O TFR (ver figura 22) melhora significativamente o desempenho de um laser de estado sólido no modo TEM_{00} bombeado por diodo laser ao atingir uma boa sobreposição do feixe de bombeio com o feixe laser [35]. A configuração consiste numa geometria de bombeio na qual o feixe é colimado por micro lentes cilíndricas que são ajustadas para que cada dobra que o feixe laser realize dentro do meio de ganho coincida com o local do cristal onde está sendo focalizado o feixe de cada emissor do diodo laser.

Dessa forma permite-se que o feixe de bombeio esteja muito bem sobreposto com o feixe laser no modo TEM_{00} resultando numa boa eficiência, cerca de 50%, e permitindo também uma menor geração de calor no meio de ganho, diminuindo assim a possibilidade de fratura térmica. Porém, com esta geometria de bombeamento é observada uma grande distorção no modo fundamental (cristal de Nd:YAG) devido ao grande gradiente de temperatura induzido pela focalização do feixe de bombeio sendo que tal distorção não se observa para o Nd:YLF devido às suas características termo-ópticas de birrefringência.

A figura 22 a seguir mostra um esquema desse oscilador.

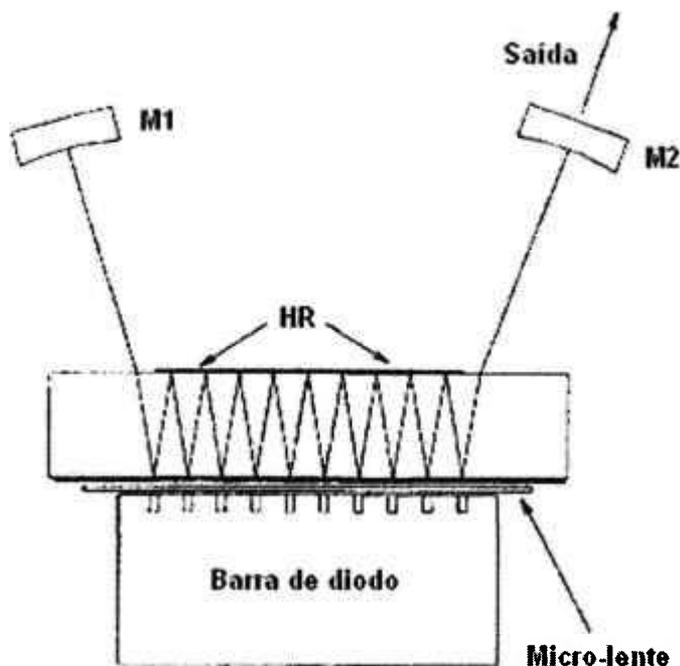


Figura 22. *Tightly Folded Resonator*. M1 e M2 são os espelhos do ressonador. HR é uma camada altamente refletora para o bombeamento.

Geometrias de bombeio mais recentes utilizam uma única dobra, ou reflexão interna total, numa das faces polidas do cristal. Esta técnica permite uma alta eficiência ótica mesmo quando comparada com aquelas do bombeamento longitudinal, [36], citado por [34] nos casos de cristais altamente absorvedores como Er:YAG.

Estes arranjos com bombeamento lateral no regime cw ou quase-cw com barras de diodos tem sido utilizados muito satisfatoriamente em sistemas de alta potência [37] [38].

Devido a suas excelentes propriedades térmicas e mecânicas, Nd:YAG tem sido a escolha preferida para lasers de alta potência na região de $1\mu\text{m}$. No entanto, outros materiais dopados com neodímio recentemente ganharam notoriedade dos quais Nd:YVO₄ é um exemplo notável. Apesar da pobre condutividade térmica, Nd:YVO₄ possui maior largura de banda de absorção e também maior coeficiente de absorção em 808 nm do que Nd:YAG. Além disso, o cristal de Nd:YVO₄ é birrefringente e portanto, diferentemente do Nd:YAG, tem sua emissão naturalmente polarizada. Em adição a isto a grande seção de choque de emissão estimulada no cristal de Nd:YVO₄ resulta num grande ganho e conseqüentemente em altas eficiências de conversão.

Historicamente, J. E. Bernard e A. J. Alcock desenvolveram pela primeira vez uma cavidade que utiliza uma geometria com uma única reflexão interna do feixe com

um ângulo de incidência grande e não rasante em Nd:YVO₄ [39]. Tal arranjo permite ao feixe permanecer numa região de maior ganho durante toda sua passagem através do meio ativo. Nd:YVO₄ foi escolhido para tal trabalho por causa de seu alto coeficiente de absorção e de sua seção de choque de emissão estimulada. Com o arranjo foi conseguida uma eficiência ótica-ótica de 33% e uma eficiência angular de 44%. A geometria utilizada pelos autores é mostrada a seguir na figura 23:

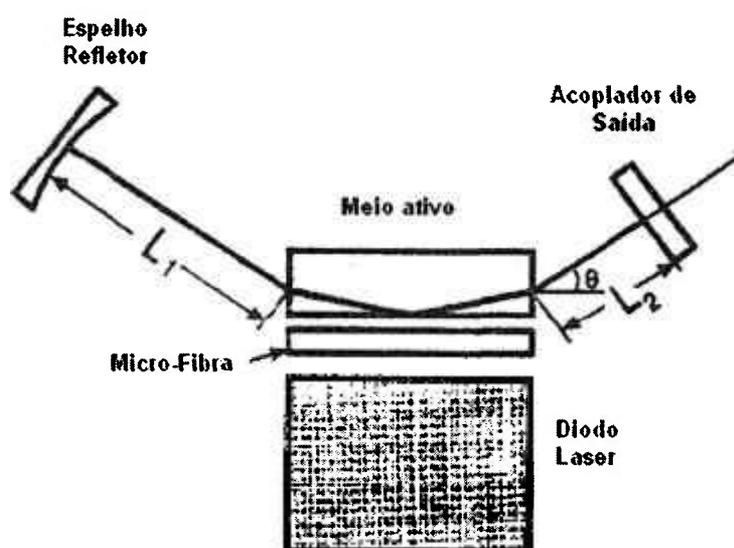


Figura 23. Feixe realizando uma dobra na superfície do cristal.

Com a mesma geometria os autores elaboram um método para se obter altas potências no regime *Q-Switched* resultando em pulsos de duração de nanossegundos [40]. Com uma energia de bombeio de 10,7 mJ na face do cristal de Nd:YVO₄ foi obtida uma energia de cerca de 1 mJ com taxas de repetição de 400 a 500 Hz sendo que em ambas as taxas de repetição a energia de saída teve um decréscimo devido a alternâncias na temperatura do diodo o que resultou na alteração do comprimento de onda de bombeio.

Variando a temperatura do diodo pode-se obter pulsos de energia de aproximadamente 1 mJ em taxas de repetição tão grande quanto 1 kHz e o perfil do feixe gradualmente se deteriora quando a taxa de repetição é incrementada. A cavidade é esquematizada a seguir na figura 24:

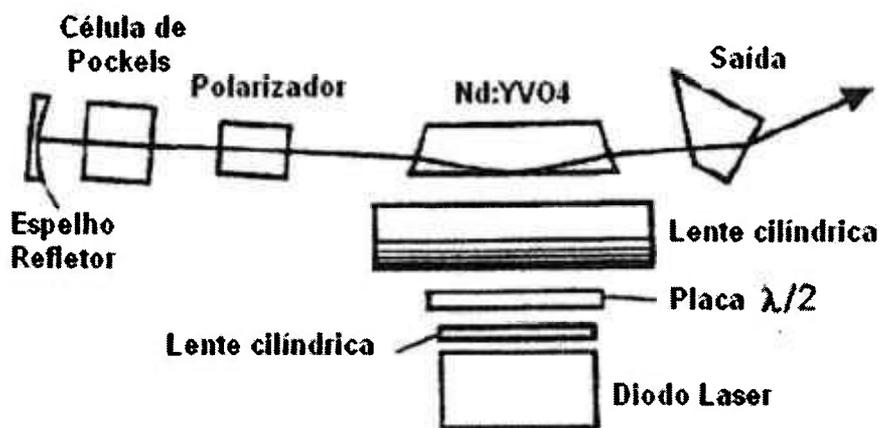


Figura 24. Feixe com dobra na superfície do cristal utilizando o regime Q-Switched

Posteriormente, várias configurações com altas eficiências utilizando Nd:YVO₄ em ambos os bombeamentos, longitudinal [41] [42], e lateral [41] têm sido exploradas. Os autores Damzen [17] e Alcock [41] elaboraram uma geometria para a cavidade com Nd:YVO₄ que permite ao feixe uma reflexão total interna rasante na superfície do cristal a fim de melhor explorar uma região de maior inversão de população.

Para o Nd:YVO₄ dopado com 1,1 mol % a profundidade de absorção é de aproximadamente 300 μm para um bombeamento no comprimento de onda de 808 nm.

Esta geometria é possível em muitas configurações diferentes, como por exemplo ao realizar com o feixe não apenas uma, mas múltiplas reflexões internas na superfície bombeada do cristal.

Operando no regime CW com um diodo fornecendo 35 W de potência de bombeio utilizando geometria de ângulo de incidência rasante com um cristal de Nd:YVO₄ com uma cavidade simples pode-se obter potências de saída de 22.5 W com uma eficiência de conversão óptica-óptica de 64% e slope efficiency de 72% e uma boa qualidade do feixe, $M_x^2 < 1,4$ e $M_y^2 < 1,1$ [43].

Tal configuração é esquematizada na figura 25 a seguir :

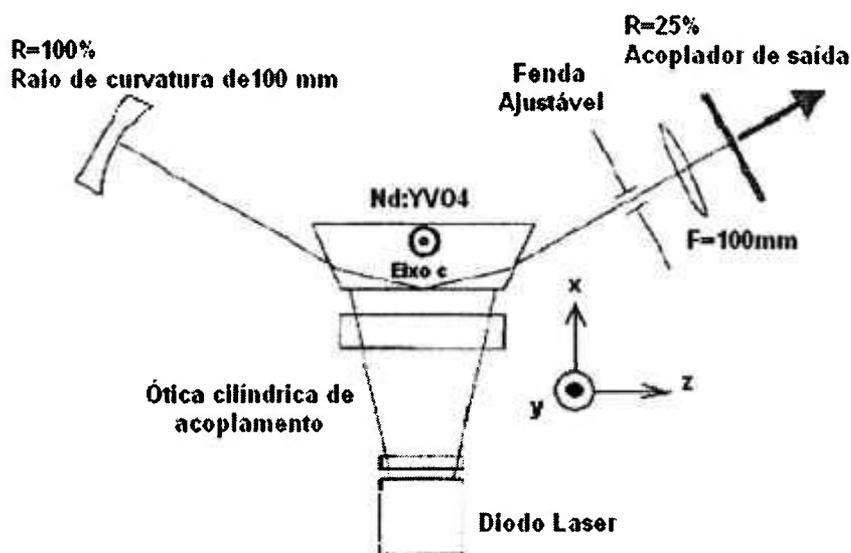


Figura 25. Feixe realizando uma dobra na superfície do cristal com ângulo de incidência rasante

A técnica de bombeamento lateral com o feixe realizando uma dobra na superfície do meio de ganho, ângulo de incidência rasante (Grazing Incidence) foi simulada utilizando três cavidades distintas, cavidade simétrica, semi-simétrica e elíptica [44]. Considera-se a cavidade semi-simétrica (figura 26a), consistindo de apenas dois espelhos, um plano de saída e outro com raio de curvatura de 20 cm. Foi encontrado um ângulo de incidência, (definido aqui como ângulo que o feixe forma com a superfície do meio de ganho), de $3,6^{\circ}$ e a potência de saída obtida foi de 4,2 W. O tamanho do feixe apresenta-se muito grande no caso da cavidade semi-simétrica indicando que há muitas perdas por difração nesse para esta cavidade. No entanto o perfil do feixe observado no experimento está bem de acordo com o esperado pela simulação.

Na cavidade simétrica são também utilizados dois espelhos, um espelho plano de saída e um esférico com raio de curvatura de 50 mm além de uma lente convexa de 50,2 mm de distância focal conforme figura 26b. O ângulo de incidência nesse caso foi de $3,6^{\circ}$ e a potência de saída nesse caso foi superior a 6 W. A qualidade do feixe mostrou-se muito boa ao longo do eixo vertical, mas no eixo horizontal mostrou-se muito ruim produzindo um feixe multi-modo. Novamente os resultados demonstraram estar de acordo com o esperado pela simulação.

Na cavidade elíptica (figura 26c) o ângulo de incidência foi de $2,8^{\circ}$ e a potência de saída medida foi de 3,15 W, menor que nos casos anteriores. No entanto uma boa qualidade do feixe foi obtida. As cavidades são esquematizadas na figura 26 a seguir.

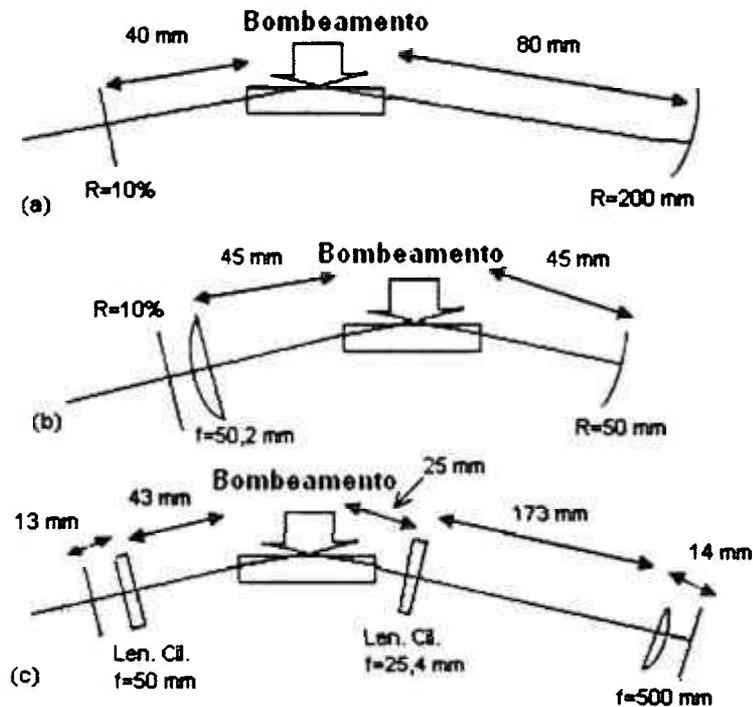


Figura 26. Cavidades, semi-simétrica (a), simétrica (b) e elíptica (c)

A geometria com uma cavidade operando com um feixe realizando um ângulo de incidência rasante na superfície do cristal pode ser também utilizada para se produzir pulsos *Q-Switched* gerando assim pulsos gigantes com taxas de repetição superiores a 500 kHz. [45]. Em muitas pesquisas e sistemas comerciais a operação normalmente é efetuada a taxas de repetição de dezenas de KHz, mas usualmente menor que 100 KHz. Para algumas aplicações seria interessante obter altas taxas de repetição, superiores a 100 KHz, e altas potências de saída, cerca de dezenas de Watts, como por exemplo em processamento de materiais, com uma rápida velocidade de escaneamento.

Um meio para se obter altas taxas de repetição, superiores a 100 kHz, e pulsos de pequena duração é o uso de materiais que possuam um pequeno tempo de vida no nível laser superior e um alto ganho como o Nd:YVO_4 . Damzen e colaboradores conseguem bons resultados utilizando a geometria com ângulo de incidência rasante e um modulador que opera em modo *Q-Switched* com altas taxas de repetição, de 100 a 500 kHz com uma eficiência angular de 54% e com boa qualidade do feixe de saída, $M^2 = 1,3$ na horizontal e 1,1 na vertical. A duração dos pulsos obtidos são da ordem de 15 ns com taxas de repetição de cerca de 200 kHz, potência média de 16 W com um bombeamento com 30 W. na figura 27, o esquema da cavidade utilizada pelos autores.

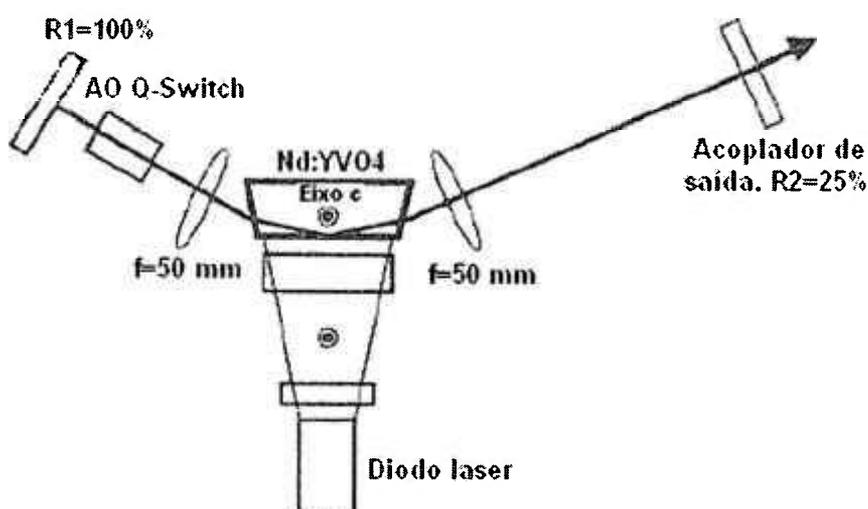


Figura 27. Feixe realizando a dobra na superfície do cristal com ângulo de incidência rasante e o sistema operando no regime *Q-Switched*

Operando em 1342 nm com a mesma geometria é obtida boa eficiência com o cristal de Nd:YVO₄ com potência de saída de 13,7 W. Numa cavidade MOPA com o feixe realizando uma ou duas reflexões internas são obtidas potências de 15 e 19,5 W, respectivamente [46]. Os osciladores são esquematizados na figura 28 a seguir.

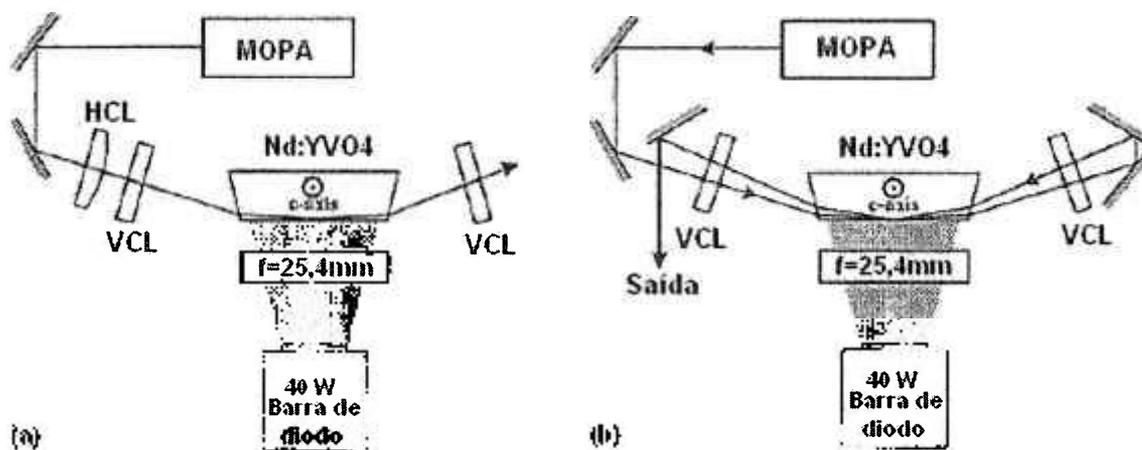


Figura 28. Osciladores MOPA com o sistema operando em 1342 nm e o feixe realizando uma dobra na superfície do cristal em ângulo de incidência rasante

Uma das desvantagens da configuração com dobra rasante é que ela mostra forte lente térmica que se intensifica com o aumento da potência de bombeio [47]. A cavidade pode ser otimizada para operar com um feixe no modo TEM₀₀, no entanto, limites de potências que podem ser obtidos na operação em modo TEM₀₀, com uma única dobra

do feixe, surgem porque a lente térmica continua aumentando com o aumento da potência de bombeio e assim degrada a qualidade do feixe.

Uma alternativa para uma melhor extração de potência é elaborar uma cavidade a qual permita que o feixe realize um duplo passo com ângulo de incidência rasante na face do meio de ganho. Em cada um dos dois passos o feixe experimenta uma reflexão interna total na face de bombeio, porém, no segundo passo o feixe incide após sofrer uma rotação de 180° . Isso é possível utilizando um par de espelhos para fazer com que o feixe retorne à região do primeiro passo permitindo assim, por ajuste dos espelhos, que uma fácil separação angular entre os dois passos seja obtida. Se ambos os passos são centrados na superfície de bombeio do meio de ganho, com certa separação angular entre elas, uma eficiente extração de potência pode ser alcançada [49] e permite que seja melhorada a qualidade espacial do feixe. Damzen e colaboradores elaboraram uma configuração para que se melhore a qualidade dos feixes utilizando as cavidades esquematizadas na figura 29 a seguir.

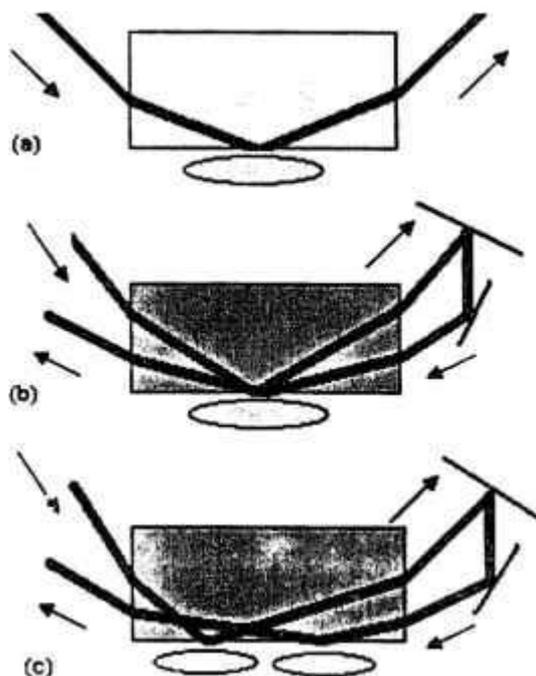


Figura 29. Feixe realizando múltiplas dobras na superfície do cristal a fim de se melhorar a qualidade do mesmo.

Para as geometrias citadas acima são utilizadas duas barras de diodo, um emitindo uma potência de 40 W e outro emitindo uma potência de 60 W, conforme mostrado na figura 30 a seguir.

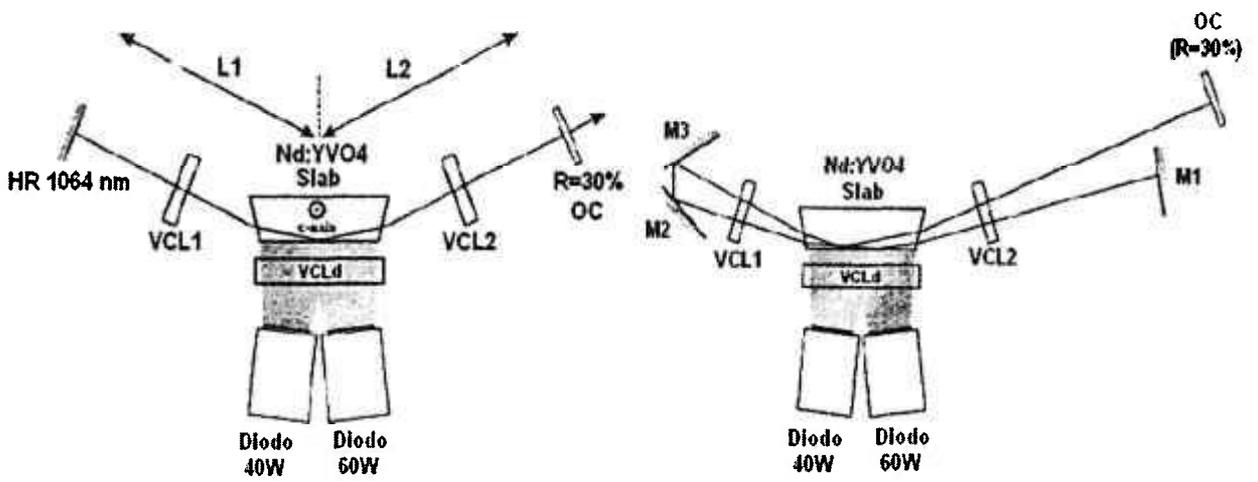


Figura 30. Configurações utilizando barras de diodos de 40 W e 60 W.

Até o presente momento não houve aplicação desta tecnologia em cristais de Nd:YLF.

4 MATERIAIS E MÉTODOS

4.1 Preparação da amostra

O cristal de Nd:YLF foi crescido, ao longo do eixo \vec{c} , no laboratório de crescimento de cristais do Centro de Lasers e Aplicações do IPEN pela doutora Izilda Márcia Ranieri.

O cristal passou pelo processo de orientação, ou seja, determinação de seu eixo \vec{c} . Para tanto preparamos um pequeno aquário preenchido com óleo de eucalipto onde mergulhamos o cristal. Esse procedimento é bastante prático, pois o óleo de eucalipto possui índice de refração próximo ao do cristal de Nd:YLF o que evita que o feixe de luz sofra refração e reflexão ao incidir no cristal.

Foram posicionados polarizadores em ambos os lados do aquário. Utilizou-se então um laser de Hélio-Neônio para podermos determinar o eixo \vec{c} da amostra. Foi passado o feixe do laser de Hélio-Neônio pelo primeiro polarizador, pela amostra e então pelo segundo polarizador, que está com polarização cruzada em relação ao primeiro, até incidir sobre um anteparo. Quando o feixe incide paralelamente ao eixo cristalino \vec{c} , pode se observar a figura da cruz de malta no anteparo. A figura 31 a seguir mostra o arranjo utilizado para a determinação do eixo \vec{c} do cristal:

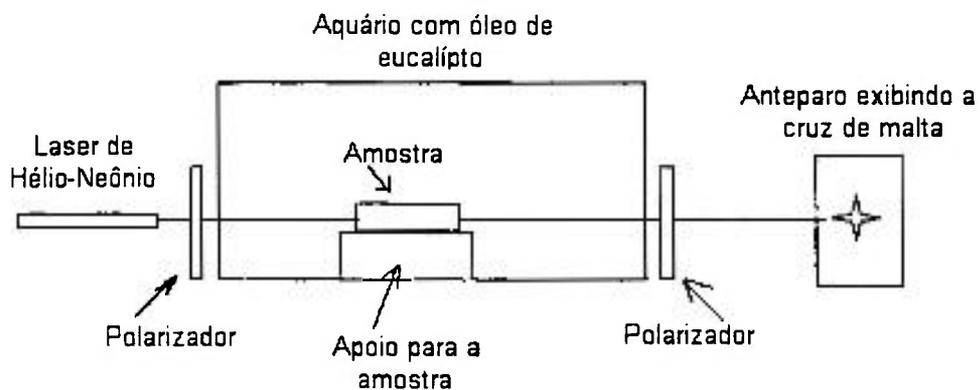


Figura 31. Arranjo utilizado para obtenção do eixo \vec{c} do cristal.

Determinado o eixo c do cristal passou-se ao processo de corte do mesmo.

Foram então cortadas duas fatias do cristal, cujas superfícies são paralelas ao eixo \vec{c} ou \vec{a} e \vec{b} . As fatias foram submetidas ao processo de lapidação, feita com máquina do laboratório de preparação de amostra e em seguida foi feito um polimento grosso utilizando para isso uma flaneia e uma solução de alumina granulada. Após esses procedimentos as amostras passaram a ter uma medida de $5,5 \times 5,5 \times 20 \text{ mm}^3$. Os

processos de lapidação e polimento evitam que o processo de medida de densidade ótica seja prejudicado, pois para este processo devemos incidir luz na amostra e sem o polimento haveria muita perda por reflexão e espalhamento. Em seguida foram realizadas medidas de densidade ótica no laboratório de espectroscopia ótica do Centro de Lasers e Aplicações do IPEN.

O equipamento utilizado (Cary 13d) nos fornece com boa precisão, (0,12nm) a medida de densidade ótica, para cada comprimento de onda.

A figura 32 mostra o espectro de absorção ótica das amostras de Nd:YLF dopado com 1,4 mol% de neodímio

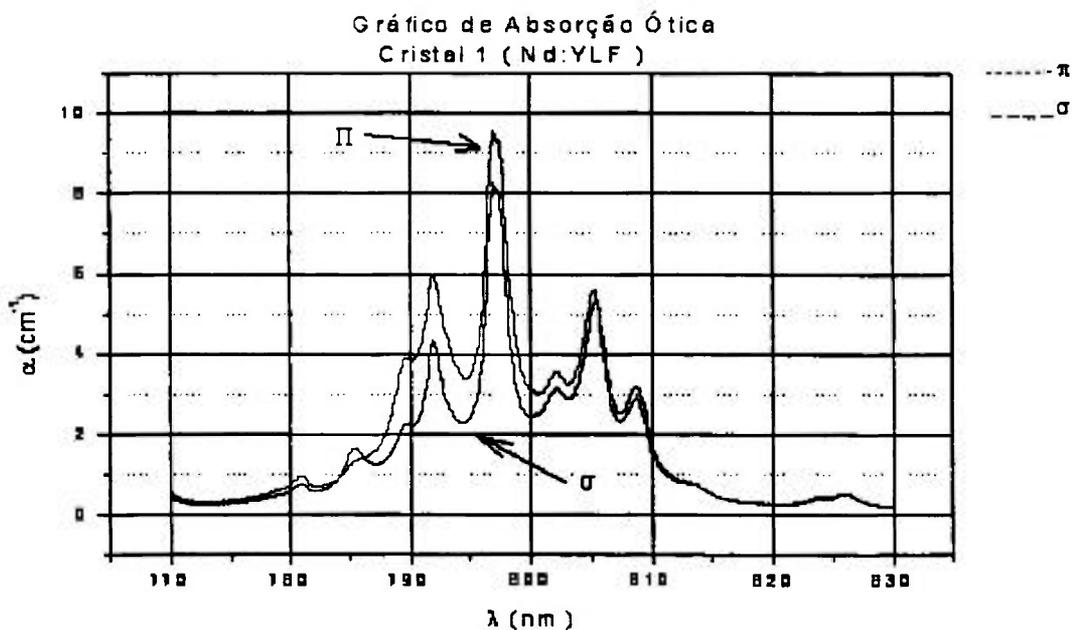


Figura 32. Gráfico de absorção ótica da amostra de Nd:YLF com 1,4 mol% incidindo nas polarizações σ e π .

Podemos notar que há três picos principais de absorção, um em 792 nm, um em 797 nm que é o comprimento de onda de maior absorção para a amostra e um pico mais fraco aproximadamente em 805 nm. Os resultados estão bem de acordo com o que se esperava de tais amostras.

Portanto podemos efetuar o processo de bombeamento tanto com um diodo laser de 792 nm quanto com um de 797 nm. O Laboratório de Optoeletrônica do Centro de Lasers e Aplicações do IPEN possui ambos os diodos adquiridos junto à empresa americana Coherent. O mais apropriado seria trabalharmos com o diodo de 797 nm, pois é em tal comprimento de onda que há a maior absorção do cristal.

Na figura 33 são mostrados dois gráficos de emissão do diodo de 797 nm para distintas temperaturas de operação, uma a 25^o C, e outra a 32^o C:

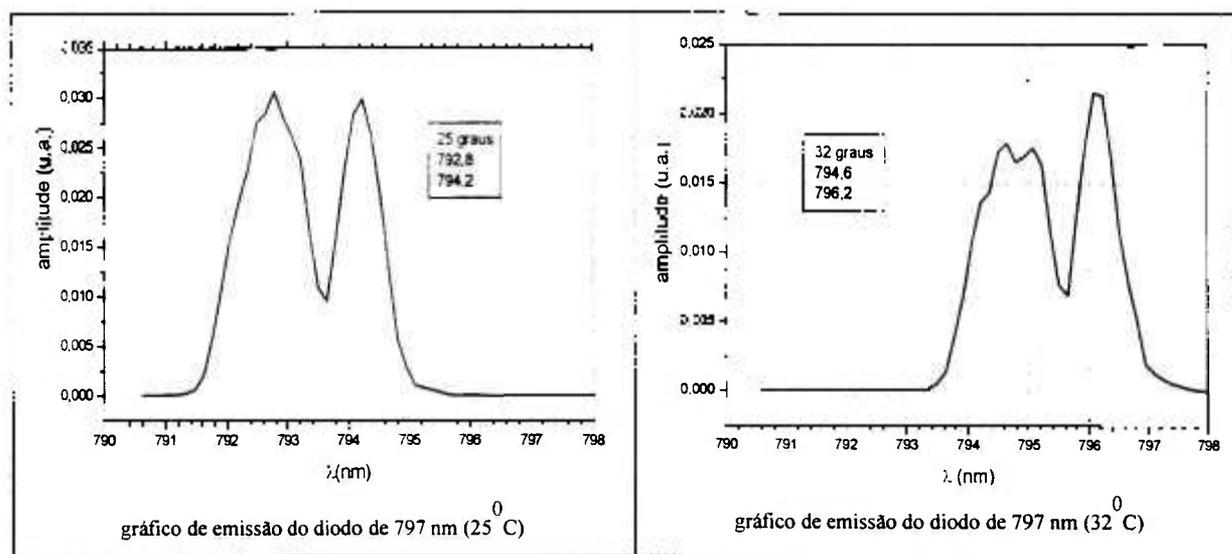


Figura 33. Gráficos de emissão do diodo de 797 nm.

Podemos notar em ambos os gráficos que com o aumento da temperatura temos um deslocamento do espectro para a direita, ou seja, o diodo passa a emitir numa faixa de comprimentos de onda maior. Observamos também que o diodo não emite num comprimento de onda determinado, mas numa banda de comprimento de onda com dois picos de emissão. O ideal seria que emitisse numa faixa bem estreita de comprimentos de onda com apenas um pico em 797 nm. Como explicado anteriormente, o fato de os diodos emitirem numa faixa de comprimentos de onda nos levou a calcular o integral de overlap.

O cálculo de Overlap-Integral é realizado com software desenvolvido pelo grupo e se faz necessário para que possamos saber qual a melhor espessura do cristal e em qual temperatura seria mais conveniente operar o diodo, já que seu espectro varia com o aumento ou diminuição da mesma. O cálculo consiste em informarmos ao programa o espectro de emissão do diodo e o espectro de absorção dos íons dopantes, no caso os íons de neodímio, o quanto o diodo varia seu espectro com a temperatura, a faixa de temperatura que desejamos que seja feito o cálculo e também a potência de bombeamento.

O programa faz então uma varredura para a faixa de temperatura informada calculando a fração de potência absorvida pelos íons ao longo da espessura do cristal.

O resultado do processo de Overlap-Integral é apresentado na figura 34:

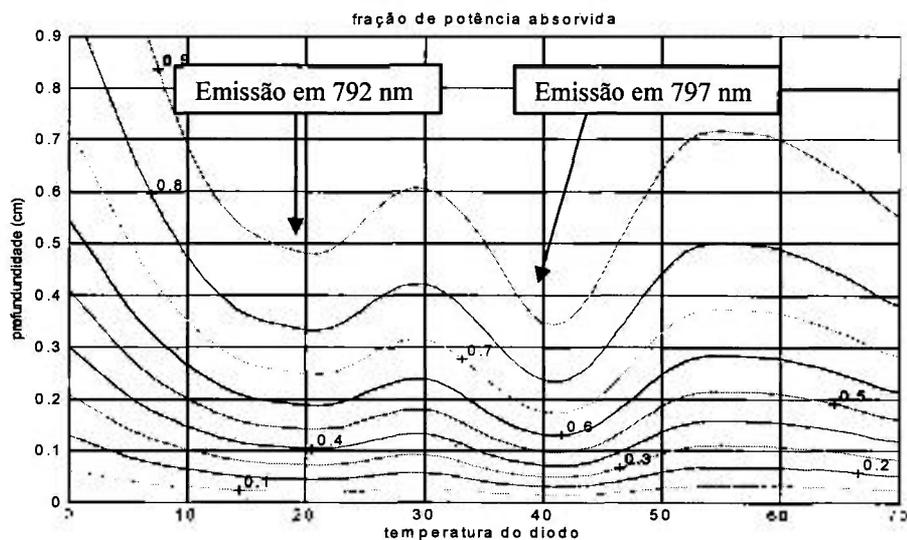


Figura 34. Gráfico do Overlap-Integral. Os números indicam a fração de potência que é absorvida a partir da face do cristal até uma determinada profundidade do mesmo.

Os números nas curvas de nível indicam o quanto de potência está sendo absorvido pelo cristal desde a superfície até uma determinada profundidade e em uma determinada temperatura do diodo.

Devemos levar em conta que próximo a 20°C o diodo apresenta uma emissão preferencial em 792 nm, só apresentando uma emissão preferencial em 797 nm próximo a 41°C . Levando em consideração que informamos uma potência inicial de bombeamento de 20 watts podemos tirar algumas conclusões a respeito das curvas no gráfico: É desejável operar o diodo a uma temperatura de 20°C , não comprometendo dessa forma sua vida útil, embora o fabricante nos informa que podemos operar o diodo até aproximadamente 40°C .

É necessário que o cristal absorva no mínimo 90 % da potência de bombeio do diodo. Dessa forma podemos escolher a espessura do cristal mais apropriada para montarmos a cavidade ótica, segundo a curva numerada com 0,9 na figura 33.

Operando numa temperatura de aproximadamente 20°C , o cristal deve apresentar uma espessura de aproximadamente 5 mm.

Como o coeficiente de absorção é reduzido ao longo da espessura do cristal, e devido ao fato de o cristal absorver diferentes comprimentos de ondas com diferentes intensidades, é desejável calcular como tal redução se dá. O íon ativo absorve primeiramente a potência contida nos comprimentos de onda de maior coeficiente de absorção. Sobra então uma fração muito pequena de potência que está contida nos comprimentos de onda de menor coeficiente de absorção e será absorvida em regiões mais

profundas do cristal. O programa para cálculo do Overlap-Integral fornece o gráfico do coeficiente de absorção ao longo da espessura do cristal em função da temperatura do diodo na região entre 788nm e 800nm.

Em seguida é mostrado o gráfico do coeficiente de absorção do cristal ao longo de sua espessura na figura 35:

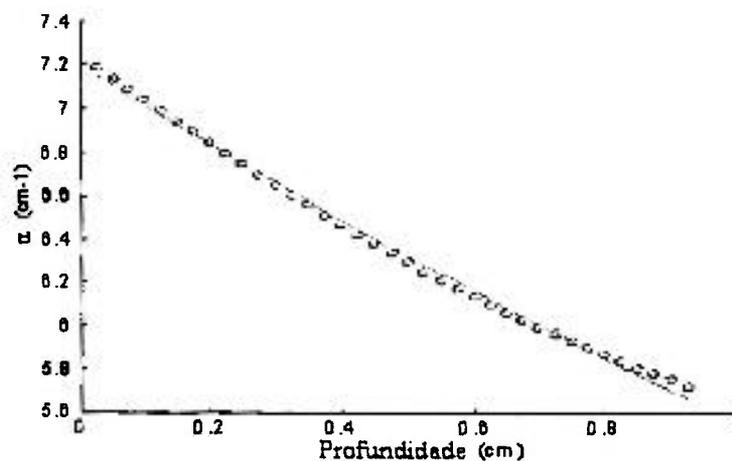


Figura 35. Coeficiente de absorção α ao longo da espessura do cristal a partir da face de bombeamento.

Foram cortados dois cristais em forma retangular com dimensões 14x9x2 mm para serem utilizados no laser. Os cristais então foram lapidados e polidos até uma planicidade de $\lambda/4$ aproximadamente com o eixo \bar{c} perpendicular à superfície maior.

Foi montada uma cavidade hemisférica com espelho de saída com 7,5 % de transmissão para inicialmente fazer um bombeamento longitudinal a fim de testarmos o cristal, pois dessa forma o alinhamento é mais facilmente obtido. O cristal foi bombeado com o diodo de 792 nm na polarização π

O próximo passo foi simular uma dobra do feixe laser na superfície do cristal a fim de testarmos o bombeamento transversal com o diodo de 797 nm. O cristal e o espelho de saída foram então colocados na cavidade de tal forma a possibilitar a reflexão do feixe na superfície de bombeamento do cristal. A figura 36 a seguir ilustra a cavidade montada:

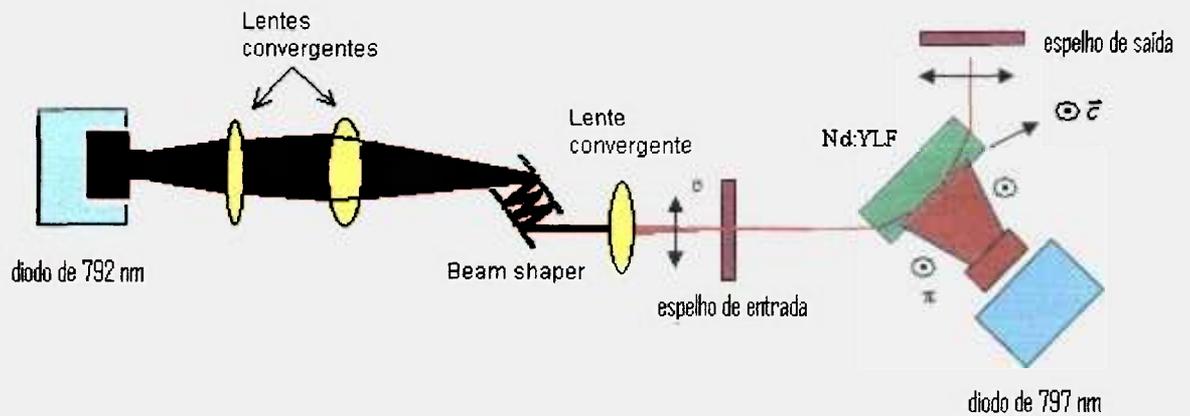


Figura 36. Geometria da cavidade montada para os experimentos. O eixo c do cristal é perpendicular ao plano do desenho do cristal.

A figura 37 apresenta a foto da cavidade com o bombeamento lateral apenas e a figura 38 apresenta a foto da cavidade com o bombeamento lateral e longitudinal.

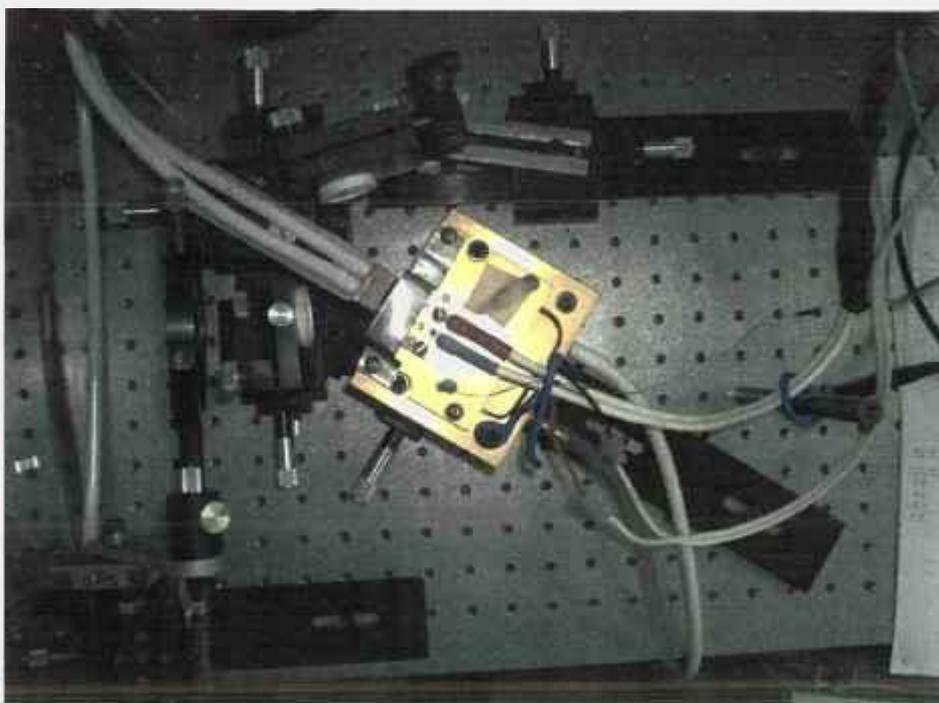


Figura 37. Cavidade utilizada para o bombeamento lateral

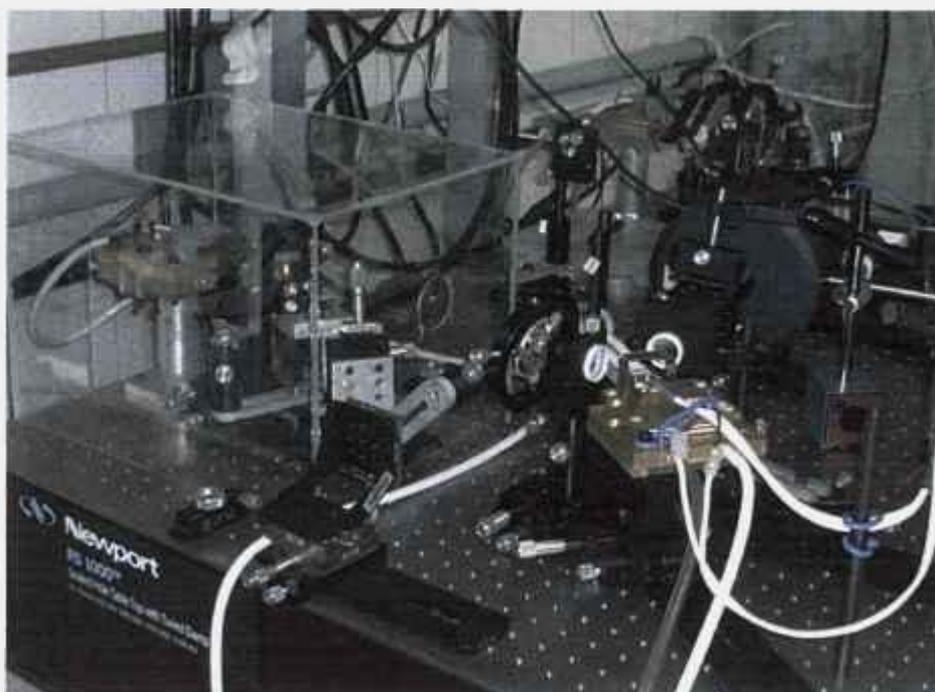


Figura 38. Cavidade utilizada para o bombeamento lateral e longitudinal.

Conforme pode ser visualizado na figura acima, esta configuração permite simultaneamente o bombeamento longitudinal e transversal para fins de comparação da eficiência obtida com os dois arranjos. O formador de feixe (*Beam shaper*) é constituído de duas placas para que o feixe dos vários emissores do diodo sejam concentrados mais adequadamente [48]. O diodo de 792 nm foi resfriado com um chiller Neslab e o de 797 nm com pettier tendo sua temperatura controlada com um termo elétrico Melces 15 V e 15 A mais um controlador de temperatura Eurotherm e mais uma fonte de tensão (*Drive Opto Power*).

O cristal contém o eixo \vec{c} perpendicular ao plano da figura de tal modo que o diodo 797 emite paralelo ao eixo \vec{c} e o diodo 792 paralelo ao eixo sigma. A polarização da emissão laser do cristal é paralelo à polarização sigma.

Foi efetuada uma simulação utilizando o software *laserdes* a fim de se obter o tamanho da cintura do feixe. Para tanto é informado ao *software* as características da cavidade tais como raio de curvatura dos espelhos, caminho óptico do feixe, índice de refração do cristal e a distância dos espelhos à cavidade.

O resultado da simulação é apresentado a seguir na figura 39:

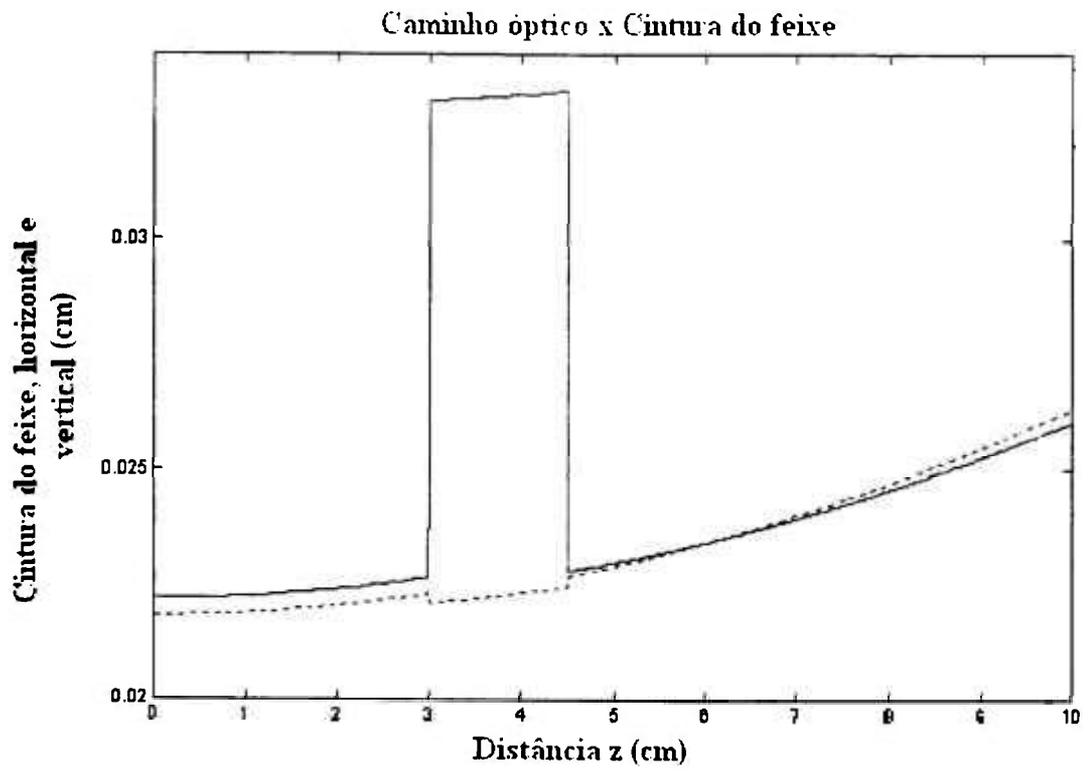


Figura 39. Cintura do feixe dentro e fora da cavidade

5 RESULTADOS

Primeiramente fizemos uma medida da potência de saída do laser bombeando o cristal longitudinalmente com um simples passo através do cristal, como é mostrado na figura 40. Após essa medida foi realizado um bombeamento longitudinal, porém com o feixe laser realizando uma dobra na superfície do cristal e medida então a potência do laser novamente, como mostra a curva destacada com círculos do gráfico da figura 41. O próximo passo consistiu em montarmos o diodo de 797 nm e realizarmos o bombeamento lateral com o feixe realizando uma dobra na superfície do cristal, como mostrado na figura 40 com a curva destacada com quadrados. A potência desta configuração foi comparada com a potência obtida nas duas configurações anteriores e por final ligamos conjuntamente os diodos de 792 nm e 797 nm, figura 41 com o gráfico destacado com triângulos.

Os gráficos de potência de entrada x potência de saída são apresentados nas figuras 40 e 41:

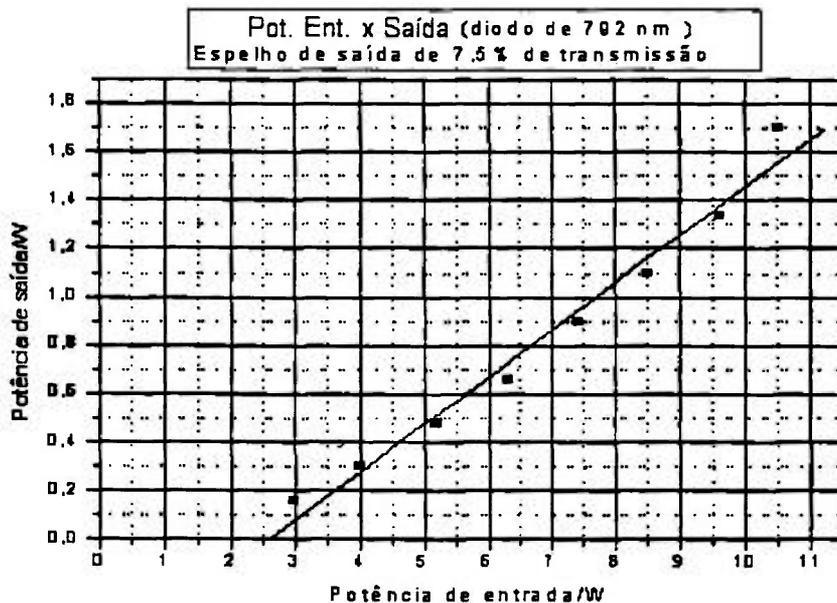


Figura 40: Potência de saída em função da potência de entrada sob bombeamento longitudinal sem reflexão interna no cristal.

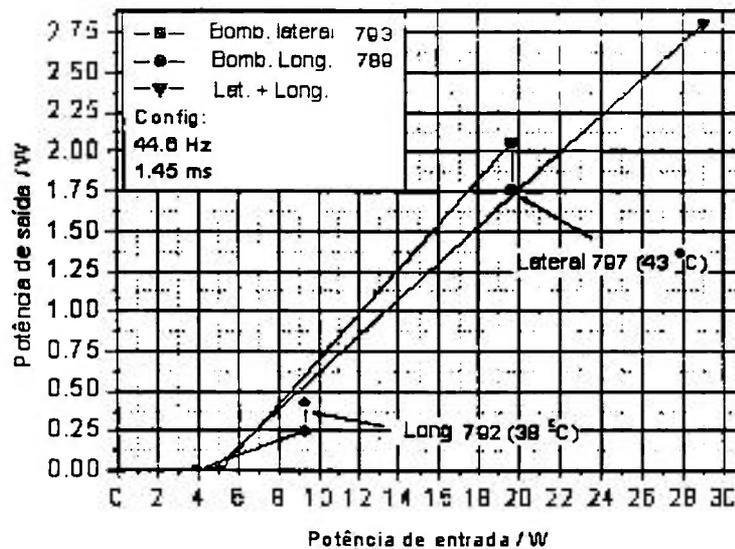


Figura 41: Potência de saída do laser de Nd:YLF para o feixe laser com dobra dentro do cristal.

Podemos notar na figura 40 que com o bombeamento longitudinal sem dobra obtém-se uma potência de saída de 1,7 W para 11 W de bombeamento e uma eficiência angular (slope efficiency) de aproximadamente 20% e uma eficiência total de 16%. Esta eficiência é significativamente reduzida para 6,25% quando se faz o mesmo bombeamento com o feixe realizando uma dobra na superfície do cristal (Figura 41, círculos). A potência máxima cai para 0,25 W. Essa redução no rendimento pode ser explicada pelas perdas na superfície do cristal onde é realizada a dobra. Notamos ainda, que a potência de saída tem um sensível aumento quando forçamos o diodo de 792 nm a emitir no seu comprimento de onda nominal, pois o mesmo emite em 789 nm a 25^oC. Essa situação foi conseguida a uma temperatura de 38^oC. Mesmo levando em consideração que o diodo tem sua potência reduzida com o aumento da temperatura, os dados mostram que ainda houve um ganho de potência apesar da elevada temperatura de operação do diodo. Com o diodo operando a 25^oC obtivemos uma eficiência angular de aproximadamente 6,25% e com o mesmo operando em 38^oC obtivemos um rendimento de aproximadamente 10% e 0,4 W de potência de saída.

Para o bombeamento lateral (figura 41, quadrados), utilizando apenas o diodo de 797 nm, observa-se uma eficiência angular de aproximadamente 13,3% para uma potência de bombeio de aproximadamente 20 Watts no cristal. Com esta mesma configuração notamos também que houve uma pequena redução na potência de saída quando tentamos fazer o diodo de 797 nm emitir nesse comprimento de onda, que nesse caso só foi possível a 43^oC, pois o mesmo a 25^oC emite em 793 nm. Este fato é devido à

queda de potência do diodo com o aumento da temperatura o que reduz a potência de bombeio em 20% e conseqüentemente a potência de saída do feixe laser. As potências obtidas foram 2,1 W e 1,75 W respectivamente.

Observando o gráfico do bombeio simultâneo, ou seja, o bombeio realizado com os dois diodos ligados em conjunto, observamos uma eficiência angular de aproximadamente 11% para uma potência de bombeio de aproximadamente 29 W. Essa potência de bombeio corresponde aos 20 W da potência do diodo de 797 nm e aos 9 W de potência de bombeio do diodo de 792 nm.

O feixe de saída gerado pelo bombeamento lateral (ou lateral e longitudinal em conjunto) é um feixe tipicamente multimodo e apresenta um fator de qualidade M^2 , de $M_x^2 = 21,66$ e $M_y^2 = 2,06$, respectivamente. Este M^2 corresponde a TEM_{06} [49]. A figura 42 apresenta o gráfico do M^2 no modo TEM_{06} e a figura 43 apresenta a imagem do feixe captado por uma câmera Merchantek Wincan CCD, que foi posicionada na frente do feixe de saída. Com isso foi captada a imagem do feixe e feita a leitura de seu diâmetro para as distâncias ao longo da direção de emissão do mesmo:

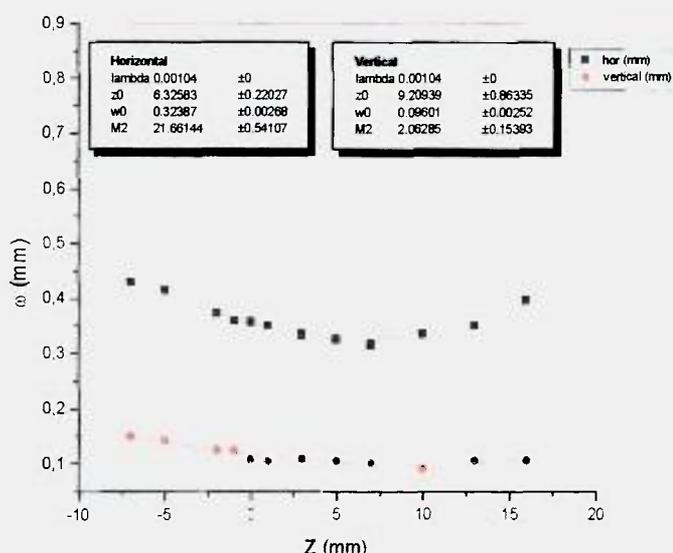


Figura 42. Medida da cintura do feixe no foco e fit do M^2

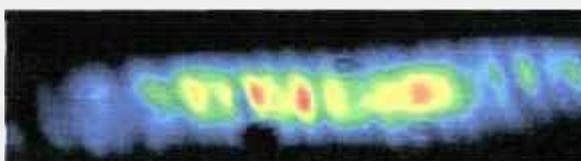


Figura 43: Feixe multimodo no campo próximo gerado pelo bombeamento transversal

Utilizando uma fenda intra-cavidade, de aproximadamente 2 mm, conseguiu-se o modo TEM_{00} . Este feixe apresentou uma potência de 0,8 watts e um $M^2_x = 1,55$ e $M^2_y = 1,21$. A figura 44 apresenta o gráfico do M2 do modo TEM_{00} e a figura 45 apresenta a imagem do feixe:

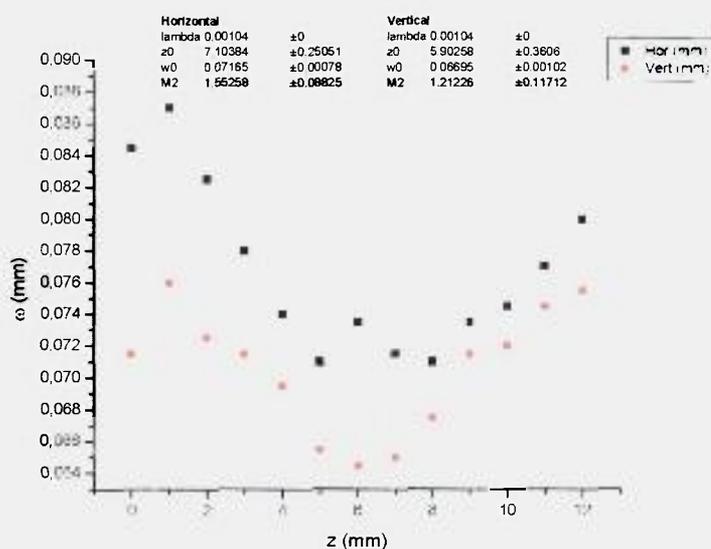


Figura 44. Medida da cintura do feixe no foco e fit do M^2

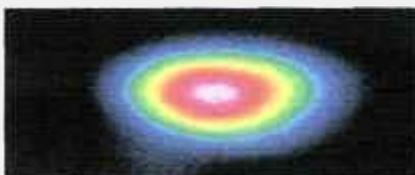


Figura 45: Feixe TEM_{00} obtido com fenda intra-cavidade.

6 CONCLUSÕES:

O nosso objetivo foi demonstrar a viabilidade de bombeamento transversal com boa eficiência. Para tanto utilizamos um arranjo de cavidade laser que força o feixe a efetuar uma dobra na superfície de bombeamento.

Este arranjo permite que, mesmo com o feixe realizando um único passo dentro do meio ativo, haja uma boa sobreposição entre o feixe e a inversão de população causada pelo bombeamento. Na comparação com o bombeamento longitudinal pudemos demonstrar uma maior potência de saída. Demonstramos também que não é favorável a operação laser utilizando bombeamento lateral e longitudinal conjuntamente.

Os próximos passos desta pesquisa incluem a preparação de amostras com melhores qualidades e uma cavidade laser cujo feixe realize um duplo passo no meio de ganho, para obtenção de uma maior potência no modo TEM_{00} (anexo 1).

7 REFERÊNCIAS:

- ¹ Ostermayer FW, Allen RB, Dierschke EG, Room temperature CW operation of GaAs_{1-x}P_x diode pumped Nd:YAG laser. *Applied Physics Letters* 19. pp. 289-292. 1971
- ² Barnes NP. Diode pumped solid-state laser. *Journal Applied Physics*, 44: pp. 230-237. 1973
- ³ Byer RL. Diode laser-pumped solid-state lasers. *Science*, pp. 239;742-747. 1988
- ⁴ Fan TY, Byer RL. Diode laser-pumped solid-state laser. *IEEE Journal Quantum Electron*, 24: pp. 895-912. 1999.
- ⁵ T.Y. Fan and R. L. Byer, "Diode laser-pumped solid-state lasers" *IEEE J. Quantum Electron*, 24. pp. 895-912. 1988
- ⁶ L. J. Rosenkrantz. "GaAs diode pumped Nd:YAG laser" *Journal Applied Physics*, 43. pp. 4603-4605. 1972
- ⁷ R.B. Chesler and D. A. Draigert. "Miniature diode-pumped Nd:YAG lasers" *Applied Physics Letters*, 23. pp. 235-236. 1973
- ⁸ M. S. Keirsted and T. Baer. "Intracavity doubling of a Nd:YAG laser pumped by a laser diode array". Conference. *Lasers and Electro-Opt*, 1985, post-deadline paper ThZZ1, United States Patent 4653056.
- ⁹ T. M. Baer and M. S. Keirstead, D. L. Sipes. "Highly efficient neodymium:yttrium aluminum garnet laser end pumped by a semiconductor laser array". *Applied Physics Letters*, 47. pp. 74-76. 1985
- ¹⁰ H. Zbiden and J. E. Balmer. "Q-switched Nd:YLF laser end pumped by diode-laser bar" *Optics Letters*, 15. pp. 1014-1016. 1990
- ¹¹ M. Oka, H. Hasuda, Y. Kaneda, S. Kubota. "Laser diode pumped 1 W cw green laser" *Conference Laser and Electro-Opt*. pp. 232-233. 1990
- ¹² R. Burnham. "Recent advances in high power diode pumped solid state laser." *Conference Laser and Electro-Opt*. pp. 24. 1990
- ¹³ F. Hanson and D. Haddock. "Laser diode side pumping of neodymium laser rods." *Applied Optics*, 27. pp. 80-83. 1988
- ¹⁴ Física Quântica, Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas. Eisberg, Resnick. Editora Campus-1979 11ª reimpressão
- ¹⁵ S.C. Tidwell et al., "Efficient, 15 W output power, diode-end-pumped nd:YAG laser," *Opt. Lett* 16, pp. 584-585. 1991.
- ¹⁶ W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering*, Chap. 7, Editora Springer, New York, 1998. Catálogo do fabricante de diodos SDL
- ¹⁷ Wetter NU, Maldonado EP, Vieira ND. Enhanced Efficiency of a Continuous-Wave Mode-Locked Nd:YAG Laser by Compensation of the Thermally-Induced, Polarization Dependent Bifocal Lens. *Applied Optics* 32 (27), pp 5280-5284. 1993.
- ¹⁸ M.J. Damzen, M. Trew, E. Rosas, G.J. Crofts, "Continuous-wave nd:YVO₄ grazing-incidence laser with 22,5 W output power and 64% conversion efficiency", *Opt. Comm*. 196, pp. 237-241. 2001.
- ¹⁹ William T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press 2000
- ²⁰ Maldonado. Edson Puig, Estudo dos Mecanismos de Geração de Pulsos Ultracurtos em Lasers de Neodímio com Bombeamento Contínuo Longitudinal. (Tese de Doutorado). IPEN (Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares)
- ²¹ W. L. Nighan Jr., B. Craig. *Laser Focus World* 32, pp. 63. 1996.
- ²² J. Machlan, R. Moyer, D. Hoffmaster, J. Zamel, D. Burchman, R. Tinti, G. Holleman, L. Marabella, H. Inveyan. *Technical Digest, ASSL, OSA*, pp. 262-264. 1998
- ²³ R. J. Shine Jr., A. J. Alfrey, R. L. Byer. *Optics Letters*, 20, pp. 459. 1995
- ²⁴ T. S. Rutherford, W. M. Tullock, E. F. Gustafson, R. L. Byer. *Technical Digest, CLEO, OSA*, 1999, paper CMF6
- ²⁵ M. Armstrong, X. Zhu, S. Gracewski, R. J. D. Miller. Development of a 25 W TEM₀₀ diode-pumped Nd:YLF laser. *Optics Communication* 169, pp. 141-148. 1999.
- ²⁶ J. E. Murray, *IEEE Journal Quantum Electron* 19, pp. 488. 1983.
- ²⁷ T. M. Pollak, W. F. Wing, R. J. Grasso, E. P. Chicklis, H. P. Jentsen. *IEEE Journal Quantum Electron*. 18. pp. 159. 1982.
- ²⁸ Shuichi Fujikawa, Keisuke Furuta, Koji Yasui. 28% electrical-efficiency operation of a diode-side-pumped Nd:YAG rod laser. *Optics Letters*, 26. pp. 602-604. 2001.
- ²⁹ Zhipei Sun, Ruining Li, Yong Bi, Chunhua Hu, Yupeng Kong, Guiling Wang, Hongbo Zhang, Zuyan Xu. Experimental study of high-power pulse side-pumped Nd:YAG laser.

- Optics & Laser Technology 37, pp. 163-166. 2005.
- ³⁰ J. Richards and A. McInnes. Versatile, efficient, diode-pumped miniature slab laser. Optics Letters, 20, 4, pp. 371-373. 1995.
- ³¹ H. Ajer, S. Landro, G. Rustad and K. Stenersen. Efficient diode-laser side-pumped TEM₀₀-mode Nd:YAG laser Optics Letters 17-24, pp. 1785. Citado por [29].
- ³² K. Chan, Appl. Opt. 26, p. 3177. Citado por [29].
- ³³ H. L. Offerhaus, H.P. Godfried, W. J. Witteman. All solid-state diode pumped Nd:YAG MOPA with stimulated Brillouin phase conjugate mirror. Optics Communications 128, pp. 61-65. 1996.
- ³⁴ M. K. Reed, W. J. Kozlovsky, R. L. Byer, G. L. Harnagel and P. S. Cross. Diode-laser-array-pumped neodymium slab oscillators. Optics Letters 13-3 – page 204. Citado por [32].
- ³⁵ Thomas M. Baer, David F. Head, Phillip Gooding, Gregory J. Kintz and Sheldon Hutchison. Performance of Diode-Pumped Nd:YAG and Nd:YLF Lasers in a Tightly Folded Resonator Configuration. IEEE Journal Of Quantum Electronics, 28, 4. April 1992.
- ³⁶ C.E. Hamilton, R. J. Beach, S. B. Sutton, L. H. Furu, and W. F. Krupke. 1-W average power levels and tunability from a diode-pumped 2.94- μm Er:YAG oscillator. Optics Letters, 19, 20, page 1627. Citado por [34].
- ³⁷ D. Welford, D. M. Rines and B. J. Dinerman. Optics Letters 16, pp. 1850. 1991.
- ³⁸ L. R. Marshall, A. Kaz and R. L. Burnhan. Optics Letters 17, pp. 186. 1992.
- ³⁹ J. E. Bernard and A. J. Alcock. High-efficiency diode-pumped Nd:YVO₄ slab laser. Optics Letters, 18, 12, pp. 968-970. 1993.
- ⁴⁰ J. E. Bernard and A. J. Alcock. High-repetition-rate diode-pumped Nd:YVO₄ slab laser Optics Letters 19-22, pp. 1861-1863. 1994.
- ⁴¹ W. L. Nighan, N. Hodgson, E. Cheng, D. Dudley. Conferences in lasers and Electro-Optics Technical Digest, Optical Society of America, Washington, DC, Paper CMA1. 1999.
- ⁴² H. Zhang, M. Chao, M. Gao, L. Zhang, J. Yao. Optics Laser Technology. 35, pp. 445. 2003.
- ⁴³ M. J. Damzen, M. Trew, E. Rosas, G. J. Crofts. Continuous-wave Nd:YVO₄ grazing-incidence laser with 22,5 W output power and 64% conversion efficiency. Optics Communications 196, pp. 237-241. 2001.
- ⁴⁴ J.H.García-López, V. Aboites, A.V. Kiryanov, S. Holmgren, M.J. Damzen. Experimental study and modeling of a diode-side-pumped Nd:YVO₄. Optics Communications 201, pp. 425-430. 2002.
- ⁴⁵ J.H. García-López, V. Aboites, AV. Kiryanov, M.J. Damzen, A. Minassian. High repetition Q-switching of High Power Nd:YVO₄ slab laser. Optics Communications 218, pp. 155-160. 2003.
- ⁴⁶ A. Minassian, M.J. Damzen. 20 W bounce geometry diode-pumped Nd:YVO₄ laser system at 1342 nm. Optics communications 230, pp. 191-195. 2004.
- ⁴⁷ A. Minassian, B. Thompson, M. J. Damzen. High-power TEM₀₀ grazing-incidence Nd:YVO₄ oscillators in single and multiple bounce configurations. Optics Communications xxx (2004) xxx-xxx
- ⁴⁸ Wetter NU. Three-fold effective brightness increase of laser diode bar emission by assessment and correction of laser array curvature. Optics And Laser Technology, 33 (3), pp 181-187. 2001
- ⁴⁹ W. Koechner, Solid-State Laser Engineering. Chap. 5, 4^a Ed. Editora Springer, New York, 1998.

ANEXO 1: Trabalho aceito na CLEO 2005 em Munique, Alemanha**Side-pumped, high beam-quality Nd:YLF amplifier for LIDAR applications**

Niklaus Ursus Wetter, Fabíola de Almeida Camargo,

Izilda Márcia Ranieri, Sonia Licia Baldochi, Eduardo Landulfo

*Centro de Lasers e Aplicações, IPEN/SP, Cidade Universitária, Rua Prof. Lineo Prestes
2242,*

05508-900 São Paulo – SP- Brazil

Nd:YLF continues to be an excellent laser medium for near infrared high power lasers, especially for Q-switched and amplifier applications where its long storage lifetime is of advantage. It has been recently shown that Nd:YLF in a MOPA configuration is a very attractive source to generate short-pulse, high power, frequency doubled pulses⁵⁰. We are constructing a Q-switched, frequency doubled Nd:YLF laser for pollution measurements in the Amazon Basin using the LIDAR technique. The laser should be very compact, robust and must present a good beam quality for efficient second harmonic generation. Other parameters are repetition rate of more than 600 Hz, stable pulse peak power and low timing jitter between pulses. Our approach is a Nd:YLF MOPA based on four diode side-pumped modules (see figure 1), one for the oscillator and three for the amplifier. For compactness we use a Cr⁴⁺ saturable absorber as q-switcher. Stable pulse output power and low timing jitter is achieved by using the diodes in a qcw operational mode with 400 microsecond “on” time, which permits one single q-switched pulse per diode pulse. In this work we report on the performance of the individual modules.

In order to be compact and robust, each module uses only five components: a TM polarized diode bar, three mirrors (two flat mirrors and a 50 cm radius of curvature folding mirror) and a slab of dimensions 1cm (width) x 0.7 cm (depth) x 2 mm (height) and 1 mol% neodymium concentration (home grown crystal). All components are conduction cooled by mounting them on a single copper plate which is attached to a thermoelectric cooler. The diode bar is mounted directly in front of the neodymium crystal and emits parallel to the crystal c-axis in order to achieve high absorption efficiency whilst the neodymium laser oscillates parallel to the sigma polarization for low thermal lensing and

good beam profile even at high duty cycles. A total of 16 watt peak power at 792 nm is incident on the crystal.

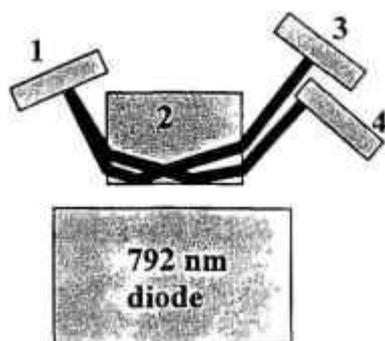


Figure 1: Cavity configuration: 1) folding mirror ($R=50\text{cm}$); 2) Nd:YLF crystal with c-axis perpendicular to drawing; 3) plane output coupler with 7% transmission; 4) high reflector (plane mirror);

A key feature of this laser is to combine good beam quality while maintaining the simple set-up. In a first experiment we used only two mirrors, one single pass through the gain media with one total internal reflection and achieved 4.8 W of multimode output with a M^2 value of 20 and 2.1 in the horizontal and vertical direction, respectively. In a second experiment we used a double pass configuration (figure 1) which immediately increased the beam quality to a M^2 factor of 1.6×1.4 in the horizontal and vertical directions, respectively, without loss of output power. This set-up has several additional features which are of advantage for our purpose like spatial averaging of the gain and of the distortions in the wave front that are caused by thermal non-uniformities experienced by the laser beam. Also, it is known that Nd:YLF generates during laser action up to 50% less heat and, therefore, the double bounce acts as an effective cooling mechanism for the pump surface where the highest temperature gradients are expected, which in turn permits higher duty cycles without crystal fracture. We conclude that our compact cavity design permits efficiency equal to other related works⁵¹ and power scalability while maintaining good beam quality

⁵⁰ Dergachev A., Moulton P.F. "Short-pulse, high-repetition rate, high-power Nd:YLF MOPA system". Advanced Solid State Photonics Meeting, ASSP 2004.

⁵¹ Pati B.; Wall K.F.; Moulton P.F. "A diode-pumped, q-switched, Nd:YLF laser using a prismatic pump cavity". Advanced Solid State Photonics Meeting, post-deadline paper, ASSP 2003.