



**AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**LASER DE ND:YAG DE ALTA POTÊNCIA, ESTABILIDADE E QUALIDADE DE FEIXE**

**Regiane de Souza Pinto**

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

**Orientador:  
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter**

**São Paulo  
2014**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Autarquia associada à Universidade de São Paulo**

**LASER DE ND:YAG DE ALTA POTÊNCIA, ESTABILIDADE E QUALIDADE DE FEIXE**

**Regiane de Souza Pinto**

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

**Orientador:  
Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter**

**Versão Corrigida**  
**Versão Original disponível no IPEN**

**São Paulo**  
**2014**

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço ao Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter pela paciência e sábia orientação durante os anos do mestrado.

Ao Programa de Pós-Graduação do IPEN/USP, pela oportunidade de realização deste trabalho.

Aos colegas do laboratório de desenvolvimento de lasers do Centro de Lasers e Aplicações: Fábio, Lidia, Cris, Alessandro, Dimitri, Saara, Danilo e Jonas pela companhia e auxílio nas tarefas desenvolvidas durante o curso.

Ao corpo técnico e administrativo do CLA pelo suporte.

Aos meus bons amigos Márcio Espoladore, Gislaine Espoladore e Marcos Iriarte pela amizade, pela confiança e por todos os momentos de descontração.

Em especial agradeço à minha mãe Tereza, pela paciência e incentivo, a meus irmãos Raphael e Rogério, a minha querida sobrinha Rayssa que só me dá alegria e em especial a meu namorado Danilo pelo incentivo e companheirismo durante os momentos bons e ruins.

*“ Deus ao mar o perigo e o abismo deu,  
mas nele é que espelhou o céu”*

(Fernando Pessoa)

# **LASER DE ND:YAG DE ALTA POTÊNCIA, ESTABILIDADE E QUALIDADE DE FEIXE**

**Regiane de Souza Pinto**

## **RESUMO**

O trabalho experimental aqui apresentado tem como foco o desenvolvimento de um laser de estado sólido cujo desempenho foi otimizado de tal forma que contemple alta potência, alta qualidade de feixe e estabilidade, levando-se em conta os efeitos térmicos sofridos pelo meio ativo em regime de alta potência de bombeamento. Foram testadas cavidades para operação contínua em multimodo com alta potência de saída e cavidades operando em modo único TEM<sub>00</sub>. Para cavidades operando no modo fundamental, os ressonadores testados serão divididos em grupos de acordo com o seu comportamento no diagrama de estabilidade. A otimização de tais ressonadores foi realizada apenas alterando-se o raio de curvatura dos espelhos de entrada e saída e suas respectivas distâncias ao plano principal do bastão de Nd:YAG. Como resultado foi alcançada a maior eficiência de extração reportada na literatura para um ou dois módulos de Nd:YAG intracavidade. Os resultados dão uma visão geral sobre possíveis projetos de ressonadores para operação dinamicamente estável, com alta potência de saída e qualidade de feixe. Os dados obtidos servem como base para o desenvolvimento de novos lasers de alta potência e eficiência baseados em módulos DPSSL (*Diode-Pumped Solid-State Lasers*- Lasers de Estado Sólido Bombeados por Diodo) de baixo custo.

**Palavras-chave:** Laser, Laser de estado sólido, Qualidade de feixe, Nd:YAG

# **LASER DE ND:YAG DE ALTA POTÊNCIA, ESTABILIDADE E QUALIDADE DE FEIXE**

**Regiane de Souza Pinto**

## **ABSTRACT**

The experimental work presented here focuses on the development of a solid-state laser whose performance has been optimized for high power output, high beam quality, and high stability, taking into account the thermal effects experienced by the gain medium under high pumping power. Cavities for continuous wave (CW) operation in multimode with high output power and cavities operating in single mode TEM<sub>00</sub> were tested. The resonators will be divided in groups according to their stability diagram. The optimization of such resonators was performed only by changing the curvature radius of the mirrors and their distances to the principal plane of the Nd:YAG rod. As a result was achieved the highest extraction efficiency reported in the literature for one or two intra cavity Nd:YAG modules. The results give an overview of possible designs of resonators for dynamically stable operation with high output power and beam quality. The data serve as basis for the development of new high-power lasers based on low cost DPSSL modules.

**Keywords: Laser, Solid-state laser, beam quality, Nd:YAG**

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO .....</b>	<b>13</b>
1.1	Objetivo .....	15
<b>2</b>	<b>LASERS DE ESTADO SÓLIDO BOMBEADOS POR DIODO (DPSSL) 16</b>	
2.1	Meio Ativo .....	17
2.1.1	Neodímio como íon dopante .....	18
2.1.1.1	Nd:YAG .....	19
2.1.2	Geometria do meio ativo .....	21
2.2	Sistemas de Bombeamento .....	22
2.2.1	Refrigeração .....	23
2.3	Escalonamento da Potência .....	23
2.3.1	Multi – Módulos .....	24
2.3.2	Sistemas Amplificadores de Potência .....	24
<b>3</b>	<b>EFEITOS TÉRMICOS EM LASERS DE ALTA POTÊNCIA .....</b>	<b>26</b>
3.1	Deposição de calor em lasers de estado sólido .....	26
3.1.1	Defeito Quântico ( <i>Stokes shift</i> ) .....	26
3.1.2	Conversão ascendente ( <i>up conversion</i> ) .....	27
3.2	Lente térmica e distorções do meio ativo .....	28
3.3	Birrefringência .....	29
3.3.1	Esquemas de compensação .....	30
<b>4</b>	<b>ESTABILIDADE DE RESSONADORES .....</b>	<b>35</b>
4.1	Ressonadores com lente térmica de intensidade variável .....	35
4.2	Modo fundamental TEM <sub>00</sub> .....	39
4.2.1	Fator de qualidade M <sup>2</sup> .....	42
4.2.2	Eficiência de extração .....	43
4.3	Sensibilidade ao desalinhamento .....	44
<b>5</b>	<b>PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL .....</b>	<b>46</b>
5.1	Configuração do módulo laser .....	46
5.2	Arranjo Experimental .....	46
5.3	Caracterização do módulo .....	48

5.3.1 Sistema de Refrigeração .....	48
5.3.2 Desempenho das barras de diodo .....	48
5.3.3 Medidas da lente térmica.....	50
5.3.4 Medida do $M^2$ .....	53
<b>6 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>54</b>
6.1 Desempenho multimodo com alta potência .....	54
6.1.1 Multi-Módulos.....	54
6.2 Desempenho no modo $TEM_{00}$ .....	56
6.2.1 Ressonadores com inclinação positiva .....	58
6.2.2 Ressonadores com inclinação negativa .....	61
6.2.3 Feixe Polarizado .....	63
<b>7 CONCLUSÕES .....</b>	<b>64</b>
7.1 Trabalhos futuros.....	64
<b>APENDICE A – PRODUÇÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>65</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>66</b>

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

<b>Figura 1</b>	Variedade de módulos DPSSL.....	17
<b>Figura 2</b>	Níveis de energia do Nd <sup>3+</sup> no YAG. ....	19
<b>Figura 3</b>	Estrutura atômica de Nd:YAG: os íons de Nd <sup>3+</sup> substituem os de Y <sup>3+</sup> na matriz cristalina [23]. ....	20
<b>Figura 4</b>	Esquemas de bombeamento longitudinal (a) e lateral (b) [32]. ....	23
<b>Figura 5</b>	Esquema de um arranjo com seis módulos de Nd:YAG posicionados em série [29] .....	24
<b>Figura 6</b>	Sistema amplificador de potência com seis amplificadores [30].....	25
<b>Figura 7</b>	Diagrama esquemático: (a) Processos de conversão ascendente por transferência de energia (Auger), (b) processo de relaxação cruzada e (c) absorção do estado excitado [34]. ....	27
<b>Figura 8</b>	Esquema utilizado para compensação da birrefringência. ....	31
<b>Figura 9</b>	(a) Secção transversal do feixe, cuja polarização foi definida na direção x pelo vetor representado pela letra p; (b) efeito de depolarização causado pela birrefringência induzida termicamente: as regiões claras representam as áreas do feixe em que os efeitos são mais significativos.....	32
<b>Figura 10</b>	Simulação das perdas no ressonador em operação multimodo causadas devido à birrefringência termicamente induzida com e sem a placa de quarto de onda inserida na cavidade para operação multimodo. ....	34
<b>Figura 11</b>	Ressonadores equivalentes: ressonador (c) equivalente aos ressonadores (a) e (b). O diâmetro do feixe na lente é o mesmo em (b) e (c) e aproximadamente igual ao diâmetro do feixe no meio do bastão em (a) [5]. ....	35
<b>Figura 12</b>	Raio do feixe em função do poder de refração da lente térmica: (a) com zonas de estabilidade conjuntas (parâmetros: R1 = R2 = ∞, d1 = d2 = 45cm), (b) com estabilidade separadas (parâmetros: R1 = R2 = ∞, d1 = 37cm d2 = 45cm). ....	38
<b>Figura 13</b>	Ressonadores com inclinação positiva A e B e ressonadores com inclinação negativa C e D.....	39
<b>Figura 14</b>	Contorno de um feixe gaussiano. ....	41

<b>Figura 15</b> Distribuição de intensidade: a) para um feixe operando no modo TEM <sub>00</sub> (b) para uma sobreposição de vários modos transversais. ....	42
<b>Figura 16</b> Propagação de um feixe após passar por uma lente convergente. ....	43
<b>Figura 17</b> Ressonador com espelho de entrada ligeiramente desalinhado. ....	45
<b>Figura 18</b> Esquema do Módulo DPSSL .....	46
<b>Figura 19</b> Arranjo com multi módulos. ....	47
<b>Figura 20</b> Arranjo com um único módulo .....	47
<b>Figura 21</b> (a) Espectro de absorção do Nd:YAG ao redor de 808 nm e (b) espectro de emissão dos diodos na temperatura de refrigeração de 23°C.....	49
<b>Figura 22</b> Curva de Potência óptica do diodo em função da corrente.....	49
<b>Figura 23</b> Curva de Potência de saída em função da corrente para diferentes temperaturas de refrigeração da água.....	50
<b>Figura 24</b> Dioptria da lente térmica em função da potência de entrada .....	51
<b>Figura 25</b> Método usado para determinação da distância focal da lente térmica; Aberturas retangulares usadas para medir as diferentes distancias focais $f_{\square}$ (polarização tangencial) e $f_r$ (polarização radial) para polarizações vertical e horizontal do feixe de He-Ne. ....	51
<b>Figura 26</b> Propagação do campo elétrico para cada uma das polarizações e combinações usadas para medidas da lente térmica bifocal. ....	52
<b>Figura 27</b> Diferentes distâncias focais obtidas para polarizações radial (r) e tangencial ( $\square$ ) do Nd:YAG para polarização horizontal (h) ou vertical (v) do He-Ne .....	52
<b>Figura 28</b> Curvas de potência para cavidade com: (a) dois módulos e (b) três módulos. ....	55
<b>Figura 29</b> (a) Potência de Saída em função da refletividade do espelho de saída para três módulos. (b) Curvas de potência para as transmissões de 20%, 30% e 50%. ....	56
<b>Figura 30</b> Potência de Saída em função da potência de entrada na condição de máxima eficiência de extração.....	57
<b>Figura 31</b> Curva de estabilidade (a), variação do raio do feixe com a lente térmica (b) e curva de potência e qualidade de feixe ( $M^2$ ) em função da potência de entrada (c) para cavidade C7.....	60
<b>Figura 32</b> Curva de estabilidade (a), variação do raio do feixe com a lente térmica (b) e curva de potência e qualidade de feixe ( $M^2$ ) em função da potência de entrada (c) para cavidade C8.....	60

- Figura 33** Simulação da sensibilidade ao desalinhamento para cavidades com inclinação positiva: a) ressonador convexo-convexo C1, b) ressonador plano-convexo C9, c) ressonador concavo-concavo C11..... 61
- Figura 34** Simulação da sensibilidade ao desalinhamento para cavidades com inclinação negativa: a) ressonador concavo-concavo C13, b) ressonador concavo-plano C15.62
- Figura 35** Curva de potência para cavidades com inclinação negativa. .... 62
- Figura 36** Potência de saída e eficiência de extração obtidas para cavidade com feixe de saída polarizado e não polarizado. .... 63

## LISTA DE TABELAS

<b>Tabela 1</b> Propriedades das principais matrizes hospedeiras.....	18
<b>Tabela 2</b> Vantagens e desvantagens dos sistemas com multi módulos ou MOPA.....	25
<b>Tabela 3</b> Limites de Estabilidade.....	36
<b>Tabela 4</b> Eficiências de conversão de energia ( <i>slope efficiency</i> ).....	55
<b>Tabela 5</b> Fator de qualidade do feixe para operação multimodo.....	57
<b>Tabela 6</b> Ressonadores com inclinação positiva .....	59
<b>Tabela 7</b> Ressonadores com inclinação negativa.....	61

## LISTA DE ABREVIATURAS

<b>OPO</b>	<i>(Optical Parametric Oscillator)</i> Oscilador Óptico Paramétrico
<b>YAG</b>	$Y_3Al_5O_{12}$ – Granada de Ítrio e Alumínio
<b>TEM<sub>00</sub></b>	<i>(Transverse electromagnetic)</i> Modo Transversal Eletromagnético (ou modo fundamental)
<b>DPSSL</b>	<i>(Diode Pumped Solid State Laser)</i> Laser de estado sólido bombeado por diodo
<b>CW</b>	<i>(Continuous Waveform)</i> laser no modo contínuo
<b>YLF</b>	$YLiF_4$ – Fluoreto de Ítrio e Lítio
<b>YALO</b>	$YAlO_3$ – Aluminato de Ítrio
<b>YVO</b>	$YVO_4$ – Ortovanadato de Ítrio
<b>GdVO</b>	$GdVO_4$ – Ortovanadato de Gadolínio
<b>FWHM</b>	<i>(full width at half maximum)</i> largura de pico a meia altura
<b>TDL</b>	<i>(times diffraction limit)</i> número de vezes que a divergência do feixe supera o limite de difração definido pelo modo TEM <sub>00</sub>

# 1 . INTRODUÇÃO

Hoje em dia há uma demanda em diversas áreas como processamento de materiais, sensoriamento remoto, sistemas amplificadores de potência e fontes para o bombeamento de OPO'S (*optical parametrical oscillator*), entre outros, por lasers que possuam alta potência, boa qualidade de feixe, polarização bem definida e emissão com largura de banda estreita [1-3]. Em geral, quando se utiliza um meio ativo composto por um cristal de Nd:YAG (o meio ativo mais comum em lasers comerciais) a operação estável no modo fundamental  $TEM_{00}$  é alcançada apenas em uma potência de saída específica especialmente devido aos efeitos térmicos sofridos pelo meio ativo quando em regime de alta potência de bombeamento [4]. Tais efeitos em geral se manifestam na forma de lente térmica ou birrefringência induzida termicamente que gera entre outros efeitos duas distâncias focais distintas.

De acordo com o critério proposto por Magni et al., qualquer ressonador que possua um meio ativo que se comporta como uma lente de intensidade variável terá duas zonas de estabilidade distintas que correspondem a dois intervalos de potência de bombeamento durante o qual o laser se mantém estável [5]. No entanto, para que o laser consiga manter a mesma qualidade de feixe para uma ampla gama de potências de bombeamento é necessário que ocorram baixas flutuações do volume do modo transversal; ressonadores que oferecem esta condição são conhecidos como dinamicamente estáveis [6].

Para que um ressonador óptico seja dinamicamente estável é necessário que seu intervalo de estabilidade seja largo. No entanto, como será mostrado a seguir, largos intervalos de estabilidade requerem que o raio do feixe no modo  $TEM_{00}$  seja pequeno no interior do bastão, o que limita a máxima eficiência de extração do laser, que é a relação entre a potência multimodo obtida em uma situação de máximo ganho (espelhos praticamente encostados no cristal) e a potência obtida no modo fundamental.

Outro parâmetro importante é a sensibilidade ao desalinhamento. Inclinações nos espelhos podem causar alterações na qualidade do feixe, quedas na potência de saída ou mesmo tornar a operação do laser instável. Dependendo do design do ressonador a sensibilidade a pequenos deslocamentos ou inclinações dos espelhos pode ser incrementada

ou reduzida com implicações significantes tanto na potência de saída quanto na qualidade de feixe.

Lasers estáveis podem ser divididos em dois grupos no diagrama de estabilidade: ressonadores com inclinação positiva e ressonadores com inclinação negativa em função da variação da intensidade da lente térmica. Cada grupo de ressonadores possui diferentes características em termos de estabilidade e sensibilidade ao desalinhamento que serão analisadas na seção 4.

Outras cavidades operando no modo fundamental foram estudadas em trabalhos anteriores utilizando diferentes configurações [7-10], no entanto, quanto maior o número de elementos inseridos intracavidade maior a instabilidade e complexidade do sistema. Recentemente uma eficiência de extração (relação entre a potência obtida na situação de máximo ganho e a potência em modo fundamental) de 40% foi obtida em um ressonador composto por dois bastões intracavidade e um sistema para compensação da birrefringência. Neste ressonador, foi alcançada uma potência de saída polarizada de 101 W em modo fundamental [11].

Para o caso de feixes não polarizados usando dois bastões a máxima eficiência de extração encontrada na literatura é de 53% [12]. Porém, quando se trata de um único bastão intracavidade operando no modo fundamental com ou sem polarização preferencial, as maiores potências de saída alcançadas são de 53 W e 60 W respectivamente [13-14] e a maior eficiência de extração encontrada é de 50% para todas as matrizes de estado sólido [15].

Neste trabalho serão estudados ressonadores de alta potência cujo meio ativo comporta-se como uma lente térmica de dioptria variável. Diferentes configurações serão analisadas seja em operação multimodo com um cristal ou mais ou em operação no modo fundamental  $TEM_{00}$  com um único bastão.

Para operação em modo fundamental foram testados apenas ressonadores com zonas de estabilidade conjuntas e largo intervalo de operação no modo  $TEM_{00}$ . A supressão de modos de ordem superior se deu apenas pela otimização dos parâmetros da cavidade não sendo necessária a inserção de nenhum elemento intracavidade para este fim. Os resultados dão uma visão geral sobre possíveis projetos de ressonadores para a operação dinamicamente estável, com alta potência de saída.

## 1.1 Objetivo

O objetivo deste trabalho consiste em desenvolver um laser de Nd:YAG em uma cavidade linear operando na transição de quatro níveis  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  (1064nm), que possua as seguintes características:

- Alta potência de saída, operando com centenas de watts usando um ou mais módulos laser dentro da cavidade.

- Largo intervalo de estabilidade.

- Operação no modo fundamental  $TEM_{00}$ .

- Boa qualidade de feixe, ou seja, fator  $M^2$  próximo de 1.

- Operação dinamicamente estável.

## 2 LASERS DE ESTADO SÓLIDO

### BOMBEADOS POR DIODO (DPSSL)

Entende-se por laser de estado sólido todo laser cujo meio ativo é do tipo cristalino, vítreo ou cerâmico. Lasers de estado sólido tem apresentado uma constante evolução desde a demonstração do primeiro laser em 1960 [16]. Os primeiros lasers de estado sólido bombeados por lâmpadas de flash eram volumosos e ineficientes. Com o desenvolvimento dos lasers de diodo surgiu o primeiro laser bombeado por diodo em 1964 [17]. Lasers de diodo são favoráveis para bombeamento laser devido a sua estreita banda de emissão (comparado às lâmpadas de flash), e potência.

O desenvolvimento de lasers de diodo de alta potência revolucionou o campo de estudos de lasers de estado sólido. Tais lasers conseguem produzir alta potência e ainda são baratos e compactos. Um único diodo é capaz de alcançar potências superiores a 10 W [18][19], podem ser combinados em barras (*diode bars*) ou pilhas (*stacks*) atingindo potências de até 90 W com barras de diodo ou mesmo de 1.3 kW com pilhas de diodo [20].

As altas potências de bombeamento atingidas pelos diodos abriram caminho para o desenvolvimento de lasers de estado sólido bombeados por diodo (*diode pumped solid state lasers – DPSSL*) com alta potência de saída e operando dentro do limite de difração. Entretanto, as altas potências de bombeamento levam também a um intenso aquecimento do meio ativo ocasionando distorções termicamente induzidas. Por esse motivo, a escolha adequada do meio ativo assim como do sistema de bombeamento e refrigeração se fazem primordiais quando se deseja alcançar alta potência em lasers do tipo DPSSL. Hoje há uma grande variedade de módulos laser comerciais que utilizam a tecnologia DPSSL com bombeamento lateral. A vantagem em se utilizar módulos deste tipo consiste no baixo custo de aquisição e possibilidade de alcançar altas potências, estabilidade e facilidade na operação. Na figura 1 são apresentados alguns modelos de módulos DPSSL disponíveis no mercado.



**Figura 1** - Variedade de módulos DPSSL.

## 2.1 Meio Ativo

Alguns tipos de materiais de estado sólido apresentam excelentes propriedades como meio de ganho para laser. Estes materiais geralmente consistem de cristais ou vidros dopados com íons Terras Raras na maioria dos casos. O material hospedeiro deve ser transparente ao comprimento de onda do laser para que não haja absorção da radiação laser na medida em que esta é gerada no meio de ganho. Além disso, estes materiais devem possuir características estruturais específicas, mecânica, elétrica, térmica e óptica que permitam a este operar sob as mais diversas condições experimentais. As espécies laser (dopante) são inseridas ao longo do processo de crescimento do material tipicamente na forma de átomos duplamente ou triplamente ionizados integrando o interespaço do material hospedeiro.

Para escolha adequada do meio ativo para um laser de estado sólido operando com alta potência deve-se levar em consideração algumas características do material tais como: condutividade térmica, sensibilidade a variação do índice de refração com a temperatura e temperatura limite para fratura mecânica.

Alguns dos principais meios ativos utilizados como hospedeiros em lasers de estado sólido são óxidos como as safiras ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), granadas ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  – YAG) e aluminatos ( $\text{YAlO}_3$  - YALO), vanadatos como os cristais ( $\text{YVO}_4$  – YVO) e ( $\text{GdVO}_4$  – GdVO) ou fluoretos como o cristal de fluoreto de ítrio e lítio ( $\text{YLIF}_4$  – YLF). Em geral, estes cristais são dopados com neodímio (Nd), embora também possam ser dopados com outros elementos terras raras triplamente ionizadas como é o caso dos lasers de érbio ( $\text{Er}^{3+}$ ), hólmio ( $\text{Ho}^{3+}$ ), túlio ( $\text{Tm}^{3+}$ ) e itérbio ( $\text{Yb}^{3+}$ ), metais de transição como é o caso dos íons ( $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Ti}^{3+}$  e  $\text{V}^{2+}$ ) ou mesmo actínídeos como é o caso do  $\text{U}^{3+}$ . As propriedades gerais das matrizes mais utilizadas são apresentadas na tabela 1.

Quando se fala em lasers de alta potência há que se levar em conta o fato de que dependendo do meio ativo utilizado ou mesmo da configuração deste laser como um todo o

termo alta potência pode ser bastante relativo. Um laser pode ser designado como de alta potência apenas por ter uma potência maior que a potência normalmente encontrada em lasers que usam a mesma tecnologia e isso pode significar uma potência de miliwatts ou até de quilowatts.

**Tabela 1** - Propriedades das principais matrizes hospedeiras.

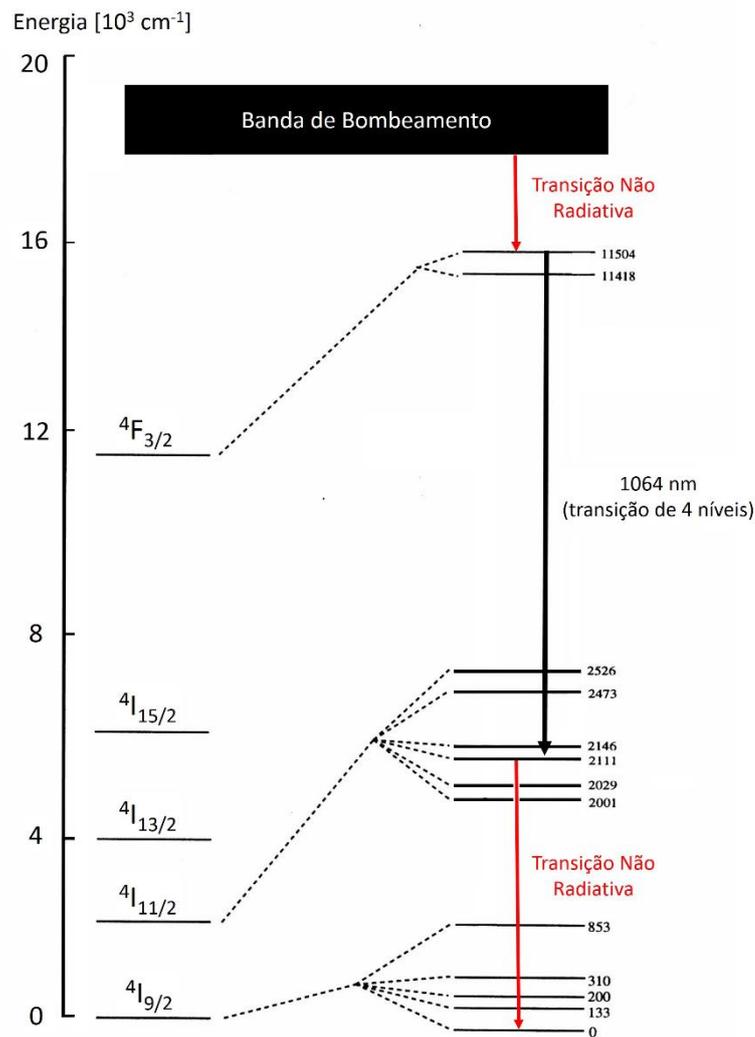
<i>Fórmula</i>	$Y_3Al_5O_{12}$	$YLIF_4$	$YVO_4$	$GdVO_4$
<i>Dureza (Mohs)</i>	8.5	4-5	4-5	4-5
<i>Estrutura Cristalina</i>	<i>Cúbica</i>	<i>Tetragonal</i>	<i>Tetragonal</i>	<i>Tetragonal</i>
<i>Resistência à tensão [kg/cm<sup>2</sup>]</i>	$2 \cdot 10^3$	$< 2 \cdot 10^3$	$\sim 1 \cdot 10^3$	$\sim 1 \cdot 10^3$
<i>Condutividade térmica [W/(mK)]</i>	13	6	5.2	12
<i>Índice de refração (1064 nm)</i>	1.82	$n_o = 1.45$ $n_e = 1.47$	$n_o = 1.96$ $n_e = 2.17$	$n_o = 1.97$ $n_e = 2.19$
<i>Tempo de vida de fluorescência (1% Nd)</i>	230 $\mu s$	485 $\mu s$	100 $\mu s$	95 $\mu s$

### 2.1.1 Neodímio como íon dopante

O íon de neodímio ( $Nd^{3+}$ ) foi o primeiro íon trivalente de terras raras usado em um laser. Embora seja costumeiramente visto em matrizes como YAG,  $YVO_4$ , YLF e vidros, já foi utilizado com sucesso em mais de 100 matrizes laser diferentes [21].

Quando bombeado em 808 nm o elétron mais externo do íon é excitado e passa para o subnível  $^4F_{5/2} / ^2H_{9/2}$ , de onde rapidamente decai para o nível metaestável  $^4F_{3/2}$ , esquematizado na figura 2.

A transição laser ocorre predominantemente entre os níveis  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ , esta transição corresponde a aproximadamente 1.06  $\mu m$ , podendo variar dependendo da matriz hospedeira. As transições entre os níveis  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$  (0.9  $\mu m$ ) e  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  (1.35  $\mu m$ ) também podem ocorrer e os comprimentos de onda de emissão também podem variar ligeiramente em função da matriz.



**Figura 2** - Níveis de energia do  $\text{Nd}^{3+}$  no YAG.

### 2.1.1.1 Nd:YAG

A granada de ítrio e alumínio dopada com neodímio citada seguidamente pela sigla YAG, do inglês *yttrium aluminium garnet* ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ) foi testada pela primeira vez por Geusic *et al.* [22] e logo demonstrou superioridade com relação às demais matrizes hospedeiras especialmente por apresentar o menor limiar laser para operação CW (contínuo) em todas as combinações matriz-dopante conhecidas até então.

Hoje em dia o laser de Nd:YAG é, de longe, o laser de estado sólido mais utilizado. O cristal puro de  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  é um cristal incolor artificial, opticamente isotrópico. Quando

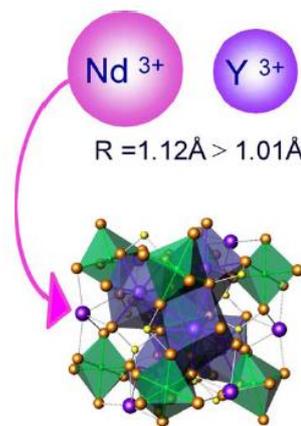
dopado com Neodímio cerca de 1% de  $Y^{3+}$  é substituído por  $Nd^{3+}$  (figura 3) e este passa a apresentar uma coloração rosada.

Este cristal possui uma combinação de propriedades excepcionalmente favorável para a operação laser. A matriz do YAG apresenta boa dureza, boa qualidade óptica, e tem uma elevada condutividade térmica.

Além disso, a estrutura cúbica do YAG favorece uma estreita largura de banda de fluorescência, o que resulta em um alto ganho e baixo limiar para a operação laser, uma vez que tanto o ganho quanto a potência limiar variam em função da secção de choque de emissão estimulada que por sua vez é inversamente proporcional ao tempo de vida de fluorescência e à largura de banda de fluorescência. De acordo com a equação de Fuchtbauer-Ladenburg para um meio homogêneamente alargado para a transição de maior ganho tem-se:

$$\sigma_{21}(\nu) = \frac{1}{\tau_{21}} \cdot \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 n^2 \Delta\nu} \quad (1)$$

onde  $\sigma_{21}(\nu)$  é a secção de choque de emissão estimulada,  $n$  é o índice de refração,  $\lambda$  é o comprimento de onda de emissão,  $\tau_{21}$  tempo de vida de fluorescência e  $\Delta\nu$  é a largura de banda de fluorescência.



**Figura 3** - Estrutura atômica de Nd:YAG: os íons de  $Nd^{3+}$  substituem os de  $Y^{3+}$  na matriz cristalina [23].

Cristais de Nd:YAG comercialmente disponíveis são crescidos exclusivamente pelo método Czochralski. O eixo do monocristal ou direção de crescimento é habitualmente na direção [111], mas também podem ser crescidos nas direções [100] e [110].

Quanto maior a concentração do dopante maior o ganho em um laser de estado sólido, no entanto há uma grande dificuldade em crescimento de cristais de YAG dopado com neodímio em concentrações superiores a 1.1%. A diferença de tamanho dos íons de  $Nd^{3+}$  e

$Y^{3+}$  torna difícil a incorporação dos íons de  $Nd^{3+}$  em concentrações maiores na rede cristalina. O desenvolvimento de poli cristais (cerâmica) tem possibilitado dopagens em concentrações superiores às encontradas em monocristais. Embora a síntese destes cristais ainda seja um processo complexo e ainda pouco utilizado em larga escala, os resultados recentes têm se apresentado como promissores [23, 24, 25].

Como orientação geral, pode-se dizer que uma concentração de maior dopagem (aproximadamente 1,2%) é desejável para a operação *Q-switch* (pulsado), porque isso vai levar ao armazenamento de alta energia. Para a operação CW (contínuo), uma concentração baixa (0,6-0,8%) é geralmente escolhida para obter uma boa qualidade de feixe.

Vale a pena notar que, devido ao próprio processo de crescimento do cristal, em geral, não há uma concentração uniforme de dopante ao longo de todo o cristal visto que durante o processo de substituição dos íons de  $Y^{3+}$  por  $Nd^{3+}$  parte do neodímio vai sendo retida na massa fundida.

### 2.1.2 Geometria do meio ativo

Diferentes geometrias para o meio ativo foram adotadas ao longo dos tempos, desde a mais popular como a geometria cilíndrica, até as mais complexas como discos finos, microchip e geometria retangular (*slab*). A escolha de uma determinada geometria para o meio ativo também implica a escolha de uma determinada geometria para o sistema de bombeamento e de refrigeração.

Meios de ganho em formato cilíndrico são bastante utilizados em lasers comerciais devido à sua facilidade de produção e possibilidade de operar em altas potências e com qualidade de feixe razoável. No entanto, devido à simetria cilíndrica, o resfriamento da superfície de bombeamento durante a operação do laser induz um gradiente de temperatura do centro do cristal para a superfície gerando uma birrefringência induzida termicamente, o que normalmente é um fator limitante para o desenvolvimento de lasers polarizados com alta potência [26].

Para obtenção de feixes polarizados uma alternativa seria o uso de cristais com birrefringência natural como é o caso do Nd:YLF, no entanto, o cristal de Nd:YLF possui uma condutividade térmica duas vezes menor que a do Nd:YAG podendo ser um fator limitante para operação com alta potência de bombeamento, apresentando, para este caso, limites de

fratura inferiores ao do Nd:YAG [27, 28]. Outra possibilidade seria o uso de uma geometria retangular onde o feixe traça um caminho em zig-zag ao longo do eixo do cristal reduzindo os efeitos térmicos, no entanto, devido à baixa eficiência decorrente do não aproveitamento de todo o volume do cristal pelo bombeamento e distorções residuais devido a tensões térmicas tanto nas faces laser quanto na superfície de bombeamento a qualidade do feixe obtido é comprometida.

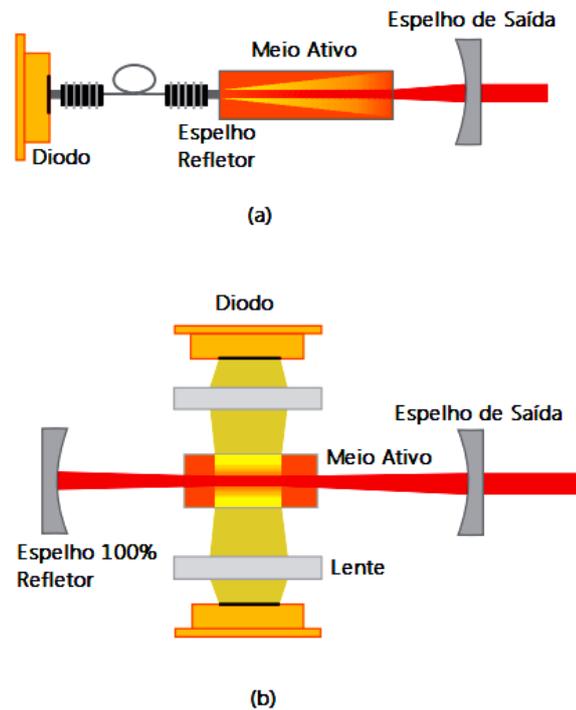
## 2.2 Sistemas de Bombeamento

Diodos de bombeamento com alta potência são elementos chave para lasers do tipo DPSSL. Um laser que possua um bombeamento uniforme com boa eficiência é bastante atrativo para operação com alta potência de saída.

Dois esquemas de bombeamento têm sido normalmente adotados nos lasers DPSSL: o bombeamento longitudinal e o bombeamento lateral.

O bombeamento longitudinal se apresenta como um método simples e eficiente de bombeamento quando se trata de meios ativos no formato de bastão. Altas eficiências ópticas têm sido obtidas com este tipo de esquema de bombeamento especialmente no modo TEM<sub>00</sub> [31]. No entanto, no que diz respeito à operação em alta potência, a configuração com bombeamento longitudinal ainda apresenta limitações especialmente relacionadas ao número de bastões e ao *stress* térmico devido à concentração da energia de bombeamento em uma região específica do cristal. Um diagrama representativo dos bombeamentos lateral e longitudinal é apresentado na figura 6.

Já o bombeamento lateral possui a vantagem de ser escalonável, uma vez que permite a inserção de quantos bastões forem desejados em uma mesma cavidade sem que haja prejuízo quanto à eficiência do bombeamento, dessa forma altas potências de saída podem ser obtidas. No entanto, a obtenção de feixe em modo fundamental se torna mais complexa quando comparada ao bombeamento longitudinal.



**Figura 4** - Esquemas de bombeamento longitudinal (a) e lateral (b) [32].

### 2.2.1 Refrigeração

Cristais utilizados em lasers de estado sólido são geralmente refrigerados por condução térmica através de suas faces laterais. Neste processo o meio ativo é colocado em contato com um bloco de cobre refrigerado com água. Para melhorar o contato térmico muitas vezes é utilizado entre o cristal e o cobre, pasta térmica ou folhas de índio. Em sistemas de baixa potência um *Peltier* pode substituir a refrigeração por água.

Em módulos DPSSL bombeados lateralmente, a refrigeração do cristal ocorre através de um tubo de quartzo pelo qual passa um fluxo constante de água, o cristal fica em contato direto com a água. O mesmo sistema de refrigeração serve também para os diodos.

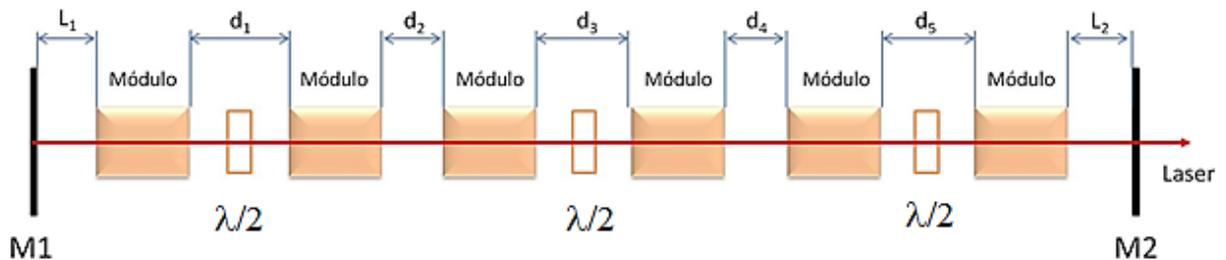
## 2.3 Escalonamento da Potência

Usando módulos DPSSL, diferentes técnicas podem ser utilizadas para tornar a potência de saída ainda maior. Dentre elas, a inserção de mais de um módulo laser dentro da

mesma cavidade e os sistemas amplificadores de potência contendo um oscilador principal (*master oscillator power amplifier - MOPA*) tem sido as mais utilizadas.

### 2.3.1 Multi - Módulos

Uma das opções mais utilizadas para se aumentar a potência de saída de um laser é o uso de mais de um bastão de meio ativo inserido na mesma cavidade posicionados em série. Com os bastões arranjados como uma sequência de lentes de mesmo poder de refração, a potência de saída aumenta proporcionalmente ao número de bastões intracavidade sem que haja prejuízo quanto à qualidade do feixe. Com este tipo de arranjo, potências de até 2 kW já foram obtidas. O número de bastões em série costumeiramente vai de dois até seis bastões, acima disso, o alinhamento se torna bastante crítico e ligeiras variações da distância focal em cada bastão, decorrente de desigualdades no bombeamento ou do sistema de refrigeração, faz com que o laser se torne instável. A figura 4 apresenta o esquema de um ressonador plano-plano com três pares de módulos posicionados com uma placa de  $\lambda/2$  entre eles para compensação da birrefringência. A potência máxima atingida nesta configuração foi de 1906 W [29].

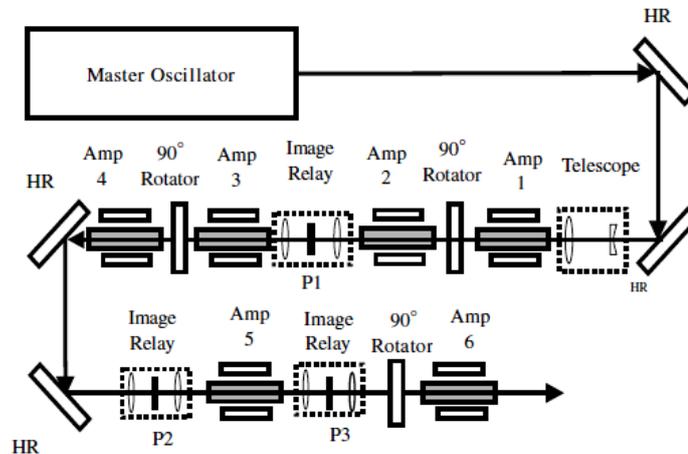


**Figura 5** - Esquema de um arranjo com seis módulos de Nd:YAG posicionados em série [29].

### 2.3.2 Sistemas Amplificadores de Potência

Em sistemas amplificadores de potência como no caso do MOPA, um oscilador principal define as características desejáveis para o feixe, como qualidade, largura de pulso e largura de banda de emissão ao passo que a energia por pulso e a potência são determinadas pelos amplificadores. Esse sistema permite construir um oscilador principal com baixa

potência sendo possível alcançar, após alguns estágios de amplificação altas potências de saída (figura 5).



**Figura 6** - Sistema amplificador de potência com seis amplificadores [30].

Devido à complexidade destes sistemas em geral eles são utilizados quando se deseja potências da ordem de quilowatts, ao passo que o sistema contendo vários módulos no mesmo ressonador é utilizado para potências da ordem de centenas de watts.

Em nossos experimentos foi utilizado o esquema com mais de um bastão intracavidade posicionados em série devido à facilidade de operação, ao espaço físico ocupado e à escala de potência que desejávamos alcançar. Na tabela 2 são apresentadas algumas vantagens e desvantagens de cada técnica.

**Tabela 2** - Vantagens e desvantagens dos sistemas com multi módulos ou MOPA.

	<b>MULTI MÓDULOS</b>	<b>MOPA</b>
	Alta potência (até kW)	Alta potência
Vantagens	Simplicidade da montagem	Sem limite para o número de módulos
	Ganho maior por módulo (duas passagens)	A potência do ressonador principal pode ser baixa.
	Limite de número de módulos	Montagem mais complexa
Desvantagens	Em geral quanto maior o número de módulos menor a qualidade do feixe	Menor ganho por módulo (uma passagem)
		Maior espaço físico

# 3 EFEITOS TÉRMICOS EM LASERS DE ALTA POTÊNCIA

A alta potência de bombeamento necessária para se conseguir um laser de alta potência inevitavelmente gera um stress térmico no meio de ganho independentemente da geometria deste. A transição das lâmpadas de flash para o bombeamento por diodo semiconductor reduziu grande parte dos problemas térmicos, já que permite o bombeamento diretamente no nível laser superior. Entretanto, os problemas térmicos ainda persistem especialmente devido a transições não radiativas. Essas transições ocorrem devido à diferença de energia entre o nível de bombeamento (808nm) e o de emissão (1064nm) (defeito quântico) e devido a processos de conversão ascendente.

## 3.1 Deposição de calor em lasers de estado sólido

### 3.1.1 Defeito Quântico (*Stokes shift*)

O defeito quântico ou *Stokes shift* corresponde à diferença de energia entre os fótons de emissão do laser e do bombeamento. As emissões entre o nível de bombeamento e o nível laser superior, e entre o nível laser inferior e o nível fundamental são não radiativas. A porção de energia do bombeamento perdida devido a estas transições pode ser determinada da seguinte forma [33]:

$$DQ = \frac{E_{pump} - E_{laser}}{E_{pump}} = 1 - \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{laser}} \quad (1)$$

Para o caso do Nd:YAG no limiar da emissão laser, bombeado em 808 nm e emitindo em 1064 nm as transições não radiativas devido ao defeito quântico correspondem a 24% da potência total de bombeamento convertida em calor dentro do cristal.

### 3.1.2 Conversão ascendente (*up conversion*)

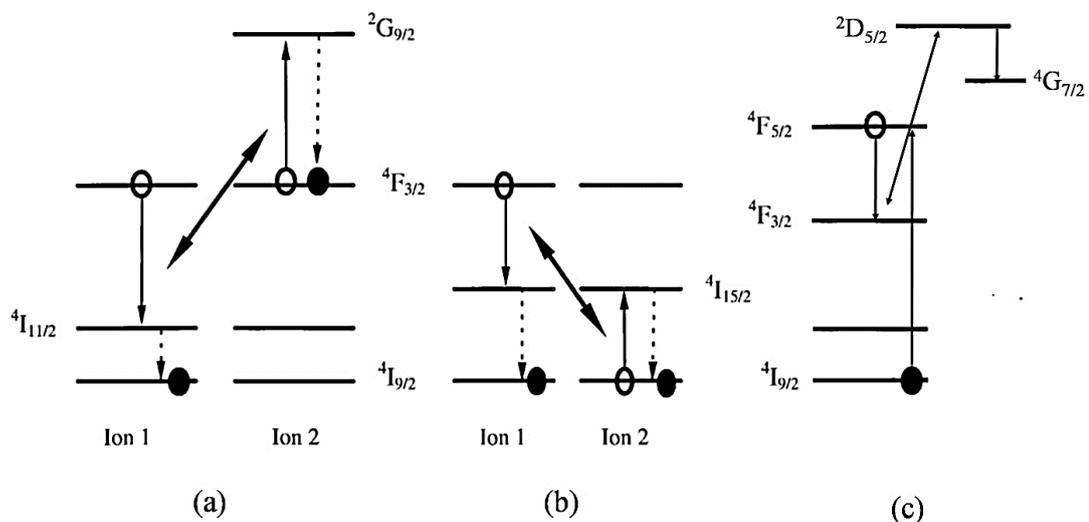
Os processos de conversão ascendente correspondem a processos de transferência de energia em que a energia do fóton no estado excitado é maior que a energia de bombeamento, correspondendo a um fóton de emissão cujo comprimento de onda é menor que o comprimento de onda do bombeamento.

Estes processos podem ser divididos em conversão ascendente por transferência de energia, absorção de estado excitado e relaxação cruzada.

O processo de conversão ascendente por transferência de energia (*Auger*), representado na figura 7a, ocorre quando dois íons no nível laser superior  ${}^4F_{3/2}$  estão próximos e um dos íons decai para o nível laser inferior  ${}^4I_{11/2}$  e transfere sua energia para o íon seguinte que então passa para um nível superior  ${}^2G_{9/2}$ , este íon então decai novamente para o nível inferior  ${}^4F_{3/2}$  via emissão não radiativa.

A relaxação cruzada ou *self quenching*, esquematizado na figura 7b, ocorre entre um íon no nível metaestável  ${}^4F_{3/2}$  e um íon presente no nível fundamental. O íon presente no nível excitado decai para o nível  ${}^4I_{15/2}$  transferindo sua energia para outro íon que é excitado para o nível  ${}^4I_{15/2}$ , então ambos íons decaem para o nível fundamental  ${}^4I_{9/2}$  emitindo a diferença de energia para a rede cristalina.

Por fim, na absorção do estado excitado (*excited state absorption*), figura 7c, um íon de neodímio é excitado para o nível  ${}^4F_{5/2}$  e rapidamente cai para o nível metaestável  ${}^4F_{3/2}$  em seguida absorve outro fóton de bombeamento passando para o nível  ${}^2D_{5/2}$  em seguida cai para o nível inferior  ${}^4G_{7/2}$  emitindo a energia excedente novamente por processo não radiativo.



**Figura 7** - Diagrama esquemático: (a) Processos de conversão ascendente por transferência de energia (Auger), (b) processo de relaxação cruzada e (c) absorção do estado excitado [34].

Dependendo da concentração de dopante e da potência de bombeamento, os processos de conversão ascendente podem corresponder a uma fração de energia depositada na rede cristalina igual ou até superior a porcentagem devido ao defeito quântico [34].

### 3.2 Lente térmica e distorções do meio ativo

Distorções ópticas do meio ativo são geradas em virtude da dependência do índice de refração com a temperatura e com o *stress* gerado devido a distorções mecânicas do material, essa dependência do índice de refração para o caso da simetria cilíndrica do meio ativo pode ser expressa por [35]:

$$n(r) = n_0 + \Delta n(r)_T + \Delta n(r)_\varepsilon \quad (2)$$

onde,  $n(r)$  é a variação radial do índice de refração,  $n_0$  é o índice de refração no centro do bastão,  $\Delta n(r)_T$  e  $\Delta n(r)_\varepsilon$  representam a variação do índice decorrente do gradiente de temperatura e do stress mecânico respectivamente [35,36].

Essas variações do índice de refração juntamente com o efeito de curvatura nas faces laser do bastão formam o efeito de lente térmica. A intensidade desta lente depende da carga térmica recebida pelo meio ativo e das propriedades do mesmo. A distância focal da lente térmica em geral é inversamente proporcional à potência de bombeamento.

Desconsiderando-se os efeitos de dilatação e deformação das bordas do cristal (cerca de 6%). O poder de refração ou dioptria ( $D$ ) de um bastão de Nd:YAG de comprimento  $l$ , bombeado lateralmente por diodo semiconductor é dado por [37]:

$$D = \frac{1}{K \cdot 2\pi r^2} \left[ \frac{dn}{dT} + \varepsilon \right] \cdot \chi \cdot \eta_e \cdot P_{in} \quad (3)$$

onde,

$K$  = condutividade térmica

$r$  = raio do bastão

$dn/dT$  = variação do índice de refração com a temperatura ( $7.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )

$\varepsilon$  = variação do índice de refração devido ao stress mecânico do material

$\chi$  = parâmetro de lente térmica para bombeamento por diodo

$\eta_e$  = eficiência de excitação

$P_{in}$  = Potência ótica de bombeamento

Todas as constantes do material da equação (3) podem ser combinadas e substituídas por uma única constante  $C$ , dessa forma:

$$D = \frac{C}{A} \cdot \chi \cdot \eta_e \cdot P_{in} \quad (4)$$

onde  $A$  é a área de secção transversal do cristal.

Com isso, verifica-se que a lente térmica não depende do comprimento do meio ativo e sua intensidade varia inversamente à área de secção transversal do meio. Fazendo-se  $\alpha = C \cdot \chi \cdot \eta_e$ , e  $k = \alpha/A$ , a equação (4) pode ser simplificada para:

$$D = k \cdot P_{in} \quad (5)$$

Fazendo-se uma medida direta da dioptria da lente térmica em função da potência de bombeamento é possível se obter o valor de coeficiente angular da reta ( $k$ ), este coeficiente é importante pois indica o quanto a lente térmica pode ser sensível a variações da potência de bombeamento e será um importante parâmetro utilizado no cálculo do diâmetro de feixe que deverá oscilar na cavidade mantendo operação no modo fundamental (seção 6.1.2).

### 3.3 Birrefringência

Em meios ativos isotrópicos como é o caso da matriz YAG, a não uniformidade da distribuição de temperatura no cristal, gera uma birrefringência induzida pelo bombeamento, que pode causar perdas substanciais por depolarização em feixes polarizados, além de gerar duas distâncias focais para a lente termicamente induzida. As perdas por depolarização no caso de operação no modo TEM<sub>00</sub> aumentam na medida em que se aumenta a potência de bombeamento e pode alcançar até 25% da potência total. As altas perdas por depolarização são um dos fatores limitantes para obtenção de lasers de alta potência operando no modo fundamental e polarizado além de causar reduções drásticas na eficiência do laser [21, 25].

É possível se obter uma redução da birrefringência induzida no cristal de Nd:YAG adotando-se cristais com orientações cristalográficas distintas da orientação mais comum [111]. No entanto, no caso de lasers de alta potência as perdas são praticamente as mesmas independente da orientação do cristal. Para sistemas cujo bombeamento não ultrapasse 50 W

as perdas podem ser significativamente reduzidas utilizando-se cristais com orientação do tipo [001].

Apesar disso, alguns esquemas já conhecidos, continuam sendo os mais utilizados para compensar a birrefringência. A forma mais utilizada no caso de bastões do Nd:YAG é o uso de uma placa de  $\lambda/2$  entre dois bastões combinada com a inserção de um polarizador para obtenção de polarização linear [11, 25]. O mesmo vale quando se trata de um único bastão intracavidade e neste caso uma placa de  $\lambda/4$  é inserida assim como um elemento polarizador [38, 39]. Com este tipo de compensação é possível reduzir as perdas por depolarização para menos de 5% [40].

Xu et al. utilizando um arranjo com polarizador e compensação de birrefringência atingiu a maior eficiência óptica até o momento encontrada na literatura, para um feixe polarizado em modo TEM<sub>00</sub> na faixa de 100 W usando dois bastões de Nd:YAG [11]. O mesmo tipo de otimização é válida mesmo quando se trata de um bastão cerâmico de Nd:YAG [41].

### 3.3.1 Esquemas de compensação

O esquema de compensação representado na figura 8 foi proposto por Clarkson *et al.* [42] e foi o esquema utilizado para obtenção do feixe polarizado. Este esquema baseia-se no fato de que o feixe laser irá passar duas vezes, tanto pelo bastão quanto pela placa de quarto de onda, antes de passar novamente pelo polarizador linear.

Modificando o estado de polarização do feixe entre a primeira e a segunda passagem pelo polarizador, é possível remover os efeitos de depolarização após a primeira passagem, fazendo com que sejam opostos e se anulem antes de passar novamente pelo polarizador mantendo assim a polarização linear no feixe de saída.

Sabe-se que os efeitos da depolarização são maiores nas porções do feixe propagando aproximadamente à 45° em relação aos eixos de polarização definidos pelo polarizador. Da mesma forma os efeitos de depolarização serão menores para as porções do feixe onde a direção de polarização é colinear com os eixos de polarização. Na figura 9 é apresentada uma visão geral dos efeitos da birrefringência.

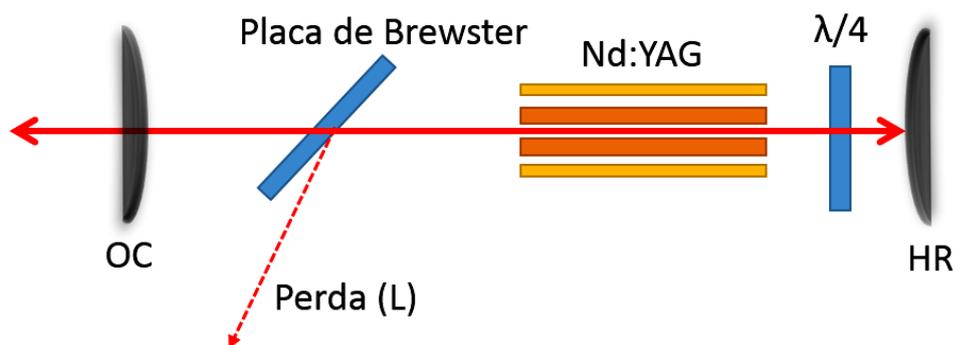
Supondo um feixe propagando na direção z, cuja polarização foi definida inicialmente por um polarizador na direção x, ao passar pelo cristal este feixe sofrerá depolarização e

passará a propagar com duas polarizações perpendiculares entre si (radial e tangencial), propagando a  $45^\circ$  em relação à polarização inicial definida pelo polarizador, essas porções do feixe, em geral, são as que sofrem as maiores perdas ao passar novamente pelo polarizador na ausência da compensação.

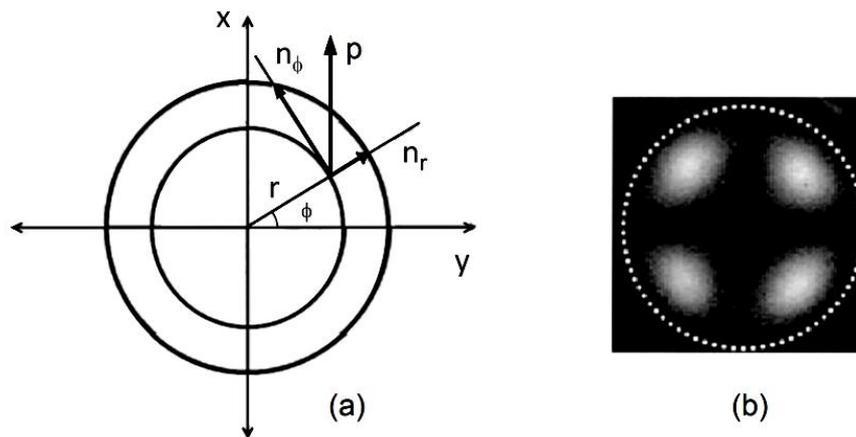
Após passar pelo cristal o feixe depolarizado irá então passar pela placa de quarto de onda cujo eixo rápido e lento estão alinhados paralelos às direções x e y. Ao refletir no espelho 100% refletor irá passar novamente pela placa. As porções do feixe que propagam no plano definido por x-z ou y-z não sofrerão mudanças em seu estado de polarização. Estas porções do feixe sofrem perdas por depolarização desprezíveis não sendo necessária compensação.

Devido às duas passagens pela placa de quarto de onda as porções do feixe propagando a  $45^\circ$  dos planos x-z e y-z irão retornar ao bastão com as componentes radial e tangencial rotacionadas em  $90^\circ$ .

Quando o feixe passar pela segunda vez pelo cristal as componentes radial e tangencial serão depolarizadas novamente em novas componentes radiais e tangenciais perpendiculares entre si, de forma que as novas componentes se anulam na direção y e se somam na direção x. Dessa forma, o campo elétrico passa novamente a adquirir polarização linear na direção x e conseqüentemente não irá sofrer perdas ao passar novamente pelo polarizador.



**Figura 8** - Esquema utilizado para compensação da birrefringência.



**Figura 9** - (a) Secção transversal do feixe, cuja polarização foi definida na direção x pelo vetor representado pela letra p; (b) efeito de depolarização causado pela birrefringência induzida termicamente: as regiões claras representam as áreas do feixe em que os efeitos são mais significativos.

Cada elemento óptico deste sistema representado na figura 8 pode ser representado através de sua respectiva matriz de Jones [39]:

- Placa de  $\lambda/4$  (Q) = 
$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix},$$

- Bastão (G) = 
$$\begin{bmatrix} e^{i\sigma/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\sigma/2} \end{bmatrix},$$

- Operador de Rotação (R) = 
$$\begin{bmatrix} \cos \phi & \text{sen} \phi \\ -\text{sen} \phi & \cos \phi \end{bmatrix},$$

- Polarizador (P) = 
$$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Onde:

$\sigma$  = mudança de fase relativa devido à variação do índice de refração,  $\sigma = 2\pi/\lambda \cdot L \cdot (\Delta n_\phi - \Delta n_r)$

$\phi$  = ângulo entre o polarizador e um dos eixos de birrefringência.

Após uma volta, a matriz de saída será:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = R.G.R^{-1}.Q.Q.R.G.R^{-1}.P \quad (6)$$

A equação (6) pode ser reescrita da forma:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{xx} & a_{xy} \\ a_{xy} & a_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{xx} & a_{xy} \\ a_{xy} & a_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

onde,

$$a_{xx} = \cos^2 \phi \cdot \exp(i\sigma/2) + \sin^2 \phi \cdot \exp(-i\sigma/2)$$

$$a_{xy} = -2i \cdot \sin \phi \cdot \cos \phi \cdot \sin(\sigma/2)$$

$$a_{yy} = \cos^2 \phi \cdot \exp(-i\sigma/2) + \sin^2 \phi \cdot \exp(i\sigma/2)$$

Obtém-se:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{xx}^2 - a_{xy}^2 \\ a_{xy} \cdot a_{xx} - a_{xy} \cdot a_{yy} \end{bmatrix} \quad (8)$$

Da equação anterior a componente depolarizada  $E_y$  será:

$$E_Y = a_{xy} \cdot a_{xx} - a_{xy} \cdot a_{yy} \quad (9)$$

A perda de potência (L) será:

$$L = E_Y \cdot E_Y^* = \sin^2(4\phi) \cdot \sin^4(\sigma/2) \quad (10)$$

A perda total por depolarização ( $L_{depol}$ ) de um feixe com polarização linear incidente no bastão é obtida integrando-se a equação anterior para toda secção transversal do bastão:

$$L_{depol} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_0} \sin^2(4\phi) \cdot \sin^4(\sigma/2) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi \quad (11)$$

Obtém-se então [39]:

$$L_{depol} = \left(\frac{3}{16}\right) - \left(\frac{1}{4 \cdot C_T P_A}\right) \cdot \sin^3\left(\frac{C_T P_A}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{C_T P_A}{2}\right) - \left(\frac{3}{16 \cdot C_T P_A}\right) \cdot \sin(C_T P_A) \quad (12)$$

onde,

$$\sigma = C_T P_A \left(\frac{r}{r_0}\right)^2$$

$$C_T = 2n_0^3 \alpha C_B / \lambda K$$

$r_0$  = raio do bastão

$n_0$  = índice de refração do bastão

$\alpha$  = coeficiente de expansão térmica

$K$  = condutividade térmica

$C_B = -0.0099$  (coeficiente fotoelástico)

$P_A$  = potência depositada no bastão na forma de calor

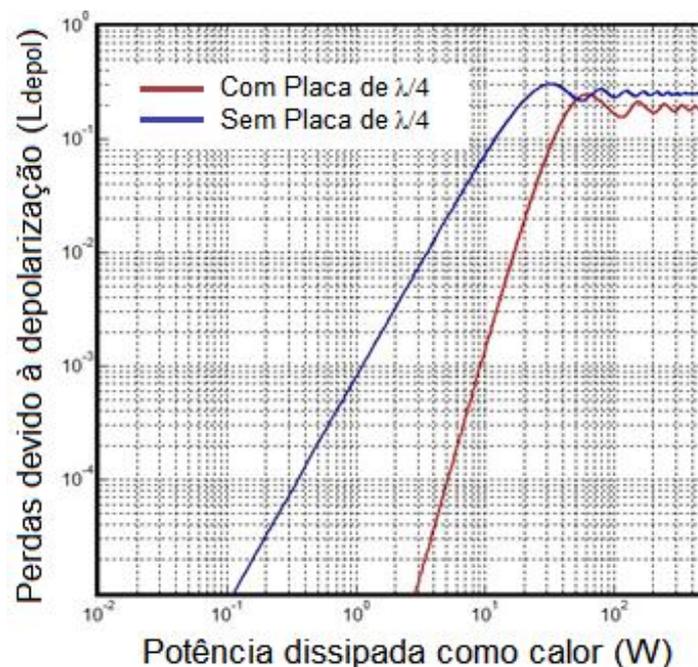
Similarmente a perda na cavidade sem a placa de quarto de onda será:

$$L = \sin^2(2\phi) \cdot \sin^2(\sigma/2) \quad (13)$$

Integrando por toda a área da secção transversal do bastão obtém-se:

$$L_{depol} = 0.25 \cdot [1 - \sin(2 \cdot C_T \cdot P_A) / (2 \cdot C_T \cdot P_A)] \quad (14)$$

Comparando-se as perdas por depolarização com a placa de  $\lambda/4$  e sem a placa é possível verificar que ao inserir a placa no interior da cavidade não se consegue eliminar completamente a birrefringência termicamente induzida, no entanto tal esquema oferece uma redução drástica das perdas por depolarização. Por exemplo, a figura 10 mostra uma perda de menos de 0.1% para uma potência dissipada de 10 W que corresponde a aproximadamente 30 W de potência de bombeamento que dependendo da eficiência óptica do sistema pode gerar de 6 a 10 W de potência de saída supondo eficiências de 20 a 33% respectivamente [39].

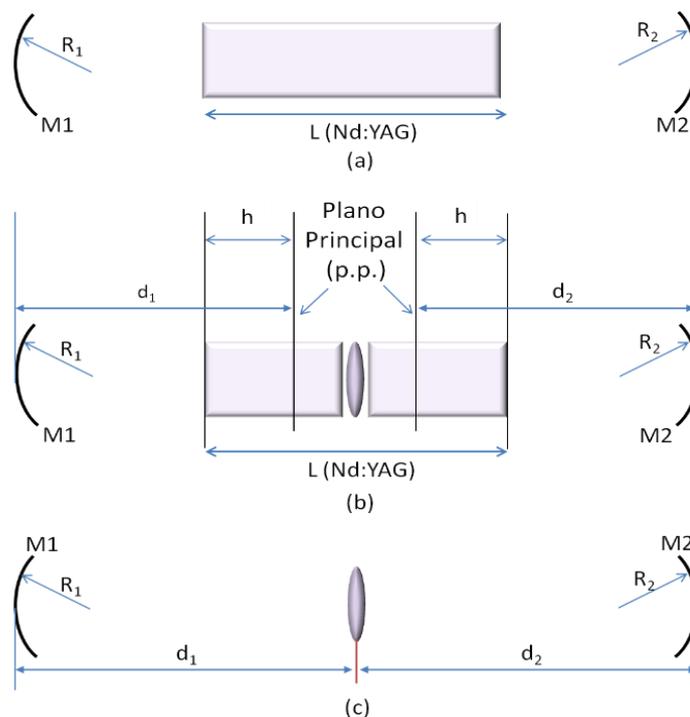


**Figura 10** - Simulação das perdas no ressonador em operação multimodo causadas devido à birrefringência termicamente induzida com e sem a placa de quarto de onda inserida na cavidade para operação multimodo.

# 4 ESTABILIDADE DE RESSONADORES

## 4.1 Ressonadores com lente térmica de intensidade variável

O efeito da lente térmica converte os ressonadores com meios ativos de estado sólido em ressonadores contendo uma lente ou mais de distância focal variável. As propriedades de ressonadores contendo uma única lente são bem conhecidas. Em geral, o ressonador é tratado como contendo uma lente fina de intensidade variável entre dois sistemas ópticos arbitrários incluindo as distâncias do plano principal ( $h$ ) do cristal até os espelhos, conforme ilustrado na figura 11.



**Figura 11** - Ressonadores equivalentes: ressonador (c) equivalente aos ressonadores (a) e (b). O diâmetro do feixe na lente é o mesmo em (b) e (c) e aproximadamente igual ao diâmetro do feixe no meio do bastão em (a) [5].

A matriz óptica de transmissão  $M_T$ , para um feixe propagando do espelho refletor  $M_1$  até o espelho de saída  $M_2$  contendo entre eles uma lente de distância focal  $f$  é expressa por:

$$M_T = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

Vittorio Magni, demonstrou que para qualquer configuração de ressonador que contenha uma lente de intensidade variável sempre haverá duas zonas de estabilidade distintas [5], o ressonador pode ser otimizado para operar diretamente em uma ou outra zona de estabilidade chamadas de Zona I ou Zona II. Entretanto, em um dos limites da Zona II a sensibilidade ao desalinhamento do ressonador é maior tendendo ao infinito a medida que se aumenta a potência de bombeamento tornando a operação do laser inviável neste ponto.

Os limites de cada zona de estabilidade estão relacionados aos pontos onde um dos elementos da matriz de transmissão é zero, dessa forma através da análise da matriz  $M_T$  se obtém os quatro limites de estabilidade. Na tabela 2 são apresentados os limites de estabilidade para um ressonador contendo uma lente de intensidade variável. Os termos A, B, C, D correspondem aos elementos da matriz:

**Tabela 3 - Limites de Estabilidade**

Limite de Estabilidade	Poder de refração da lente	Zona de Estabilidade
A=0	$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_2} + \frac{1}{d_1 - R_1}$	I ou II
B=0	$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2}$	ZONA I (A*D = 1, A,D < 0)
C=0	$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_1 - R_1} - \frac{1}{d_2 - R_2}$	ZONA II (A*D = 1, A,D > 0)
D=0	$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2 - R_2}$	I ou II

Substituindo os termos A e D da matriz por  $g_1$  e  $g_2$ , o diâmetro do feixe nos espelhos de entrada e saída ( $w_1$ ,  $w_2$ ) e no bastão ( $w_3$ ) são dados respectivamente por [5]:

$$w_1^2 = \frac{\lambda \cdot |L|}{\pi} \cdot \left[ \frac{g_2}{g_1(1 - g_1 \cdot g_2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

$$w_2^2 = \frac{\lambda \cdot |L|}{\pi} \cdot \left[ \frac{g_1}{g_2 \cdot (1 - g_1 \cdot g_2)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (17)$$

$$w_3^2 = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{|2 \cdot x \cdot u_1 \cdot u_2 + u_1 + u_2|}{[g_1 \cdot g_2 (1 - g_1 \cdot g_2)]^{1/2}} \quad (18)$$

onde:

$$x = 1/f - 1/d_1 - 1/d_2, \quad (19)$$

$$u_i = d_i(1 - d_i/R_i), \quad i = 1, 2 \quad (20)$$

$$L' = d_1 \cdot d_2 \cdot x \quad (21)$$

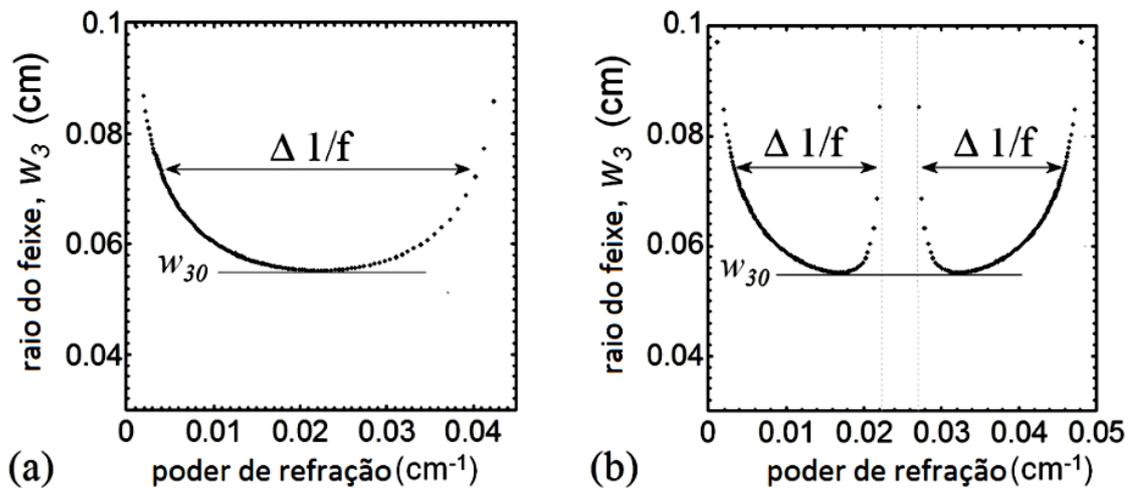
No ponto em que o diâmetro do feixe no modo fundamental ( $w_{30}$ ) atinge um valor mínimo, o ressonador é dito dinamicamente estável, ou seja, é insensível a flutuações da intensidade da lente variável [43]. O valor de  $w_{30}$  está relacionado à largura do intervalo de estabilidade pela relação:

$$w_{30}^2 = \frac{2\lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{\left| \Delta \left( \frac{1}{f} \right) \right|} \quad (22)$$

Para se otimizar um ressonador contendo uma lente térmica é preciso se considerar também os efeitos da birrefringência induzida. Devido à ela haverá duas distâncias focais para a lente termicamente induzida: uma distância focal para luz polarizada radialmente  $f_r$  e uma diferente distancia focal para luz polarizada tangencialmente  $f_\phi$  [21, 43, 44], ou seja, haverá dois intervalos de estabilidade, um para cada polarização.

Uma operação estável do laser requer uma sobreposição entre os intervalos de estabilidade de cada polarização. Os intervalos de estabilidade se tornam menores à medida que aumentamos o diâmetro do feixe no modo TEM<sub>00</sub> [45], até que a ação laser seja cessada.

Para aumentar o intervalo de estabilidade sem reduzir o tamanho do modo é possível se desenvolver um ressonador que possua zonas de estabilidade conjuntas (figura 12a), isso permite a construção de um ressonador com alto ganho no modo fundamental em um largo intervalo de potências de bombeamento [43, 46, 47].



**Figura 12** - Raio do feixe em função do poder de refração da lente térmica: (a) com zonas de estabilidade conjuntas (parâmetros:  $R1 = R2 = \infty$ ,  $d1 = d2 = 45\text{cm}$ ), (b) com estabilidade separadas (parâmetros:  $R1 = R2 = \infty$ ,  $d1 = 37\text{cm}$   $d2 = 45\text{cm}$ ).

No entanto, fazer zonas de estabilidade conjuntas não é suficiente para garantir uma operação estável no centro do intervalo. Para que isso ocorra, se faz necessário garantir a máxima sobreposição dos intervalos de estabilidade das polarizações radial e tangencial.

O máximo raio de feixe que ainda mantém a sobreposição entre os intervalos de estabilidade das duas lentes térmicas (radial e tangencial) pode ser determinado por [43]:

$$\Delta \frac{1}{f} > \Delta \frac{1}{f_{r\phi}} \approx 0.18 \frac{1}{f} \quad (23)$$

Usando a equação (22) e a relação linear  $1/f = k \cdot P_{in}$  esta dependência pode ser descrita como:

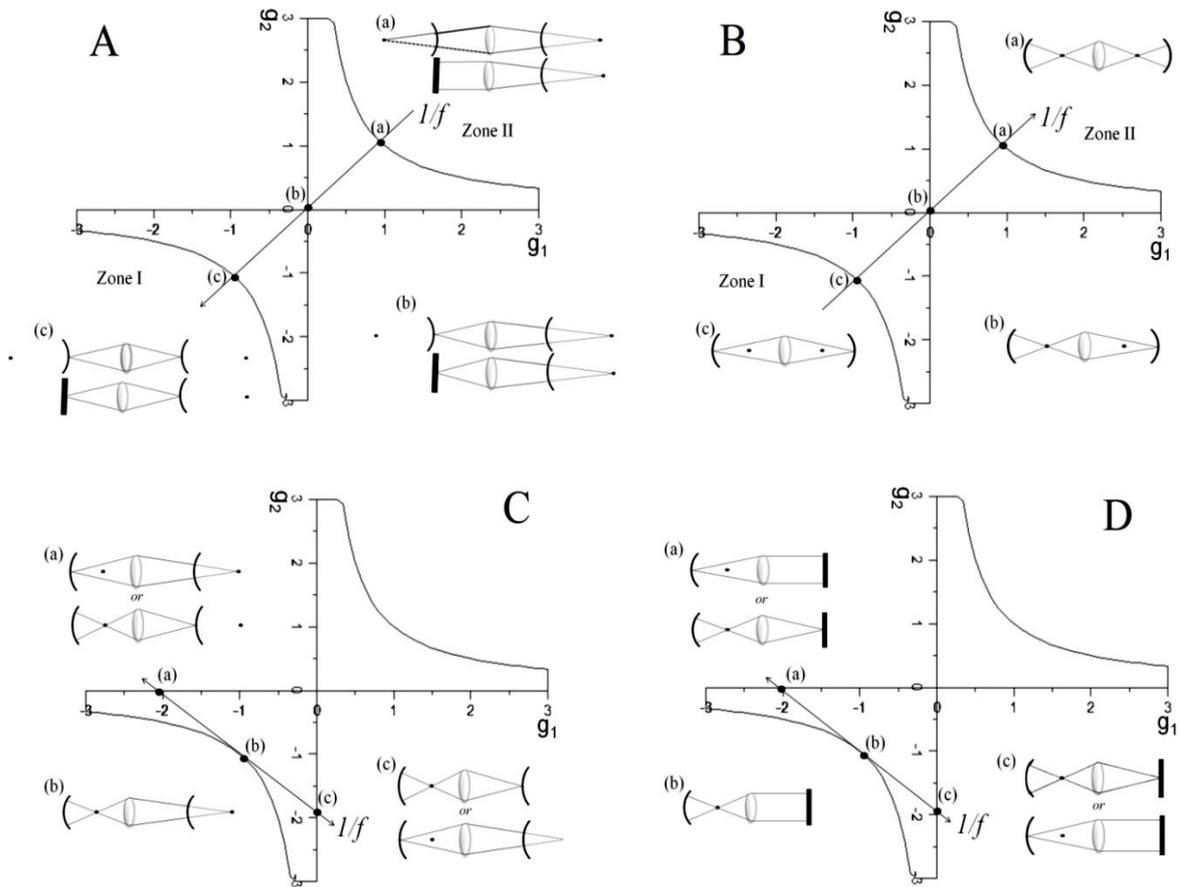
$$\frac{2\lambda}{\pi \cdot w_{30}^2} > 0.18k \cdot P_{in} \quad (24)$$

Esta equação será de grande importância pois irá determinar qual o máximo diâmetro do feixe que poderá ser adotado mantendo ambas polarizações estáveis no centro do intervalo de estabilidade, permitindo a operação dinamicamente estável.

A medida que a potência de bombeamento aumenta a potência óptica  $1/f$  do bastão varia, o ponto ao longo do plano de estabilidade ( $g_1$ ,  $g_2$ ) se move ao longo de uma reta com inclinação positiva ou negativa dependendo da configuração do ressonador.

No caso de zonas de estabilidade conjuntas a reta que corresponde ao intervalo de estabilidade do ressonador  $g_1 \cdot g_2$  em função da distância focal da lente térmica cruza o centro

do diagrama de estabilidade ( $g_{1,2} = 0$ ), neste caso o ressonador apresenta inclinação positiva ou pode passar pelo ponto correspondente a ( $g_{1,2} = -1$ ) e neste caso a reta apresenta inclinação negativa. Diagramas de estabilidade para ressonadores com zonas de estabilidade conjuntas com inclinação positiva ou negativa são apresentados na figura 13.



**Figura 13** Ressonadores com inclinação positiva A e B e ressonadores com inclinação negativa C e D.

## 4.2 Modo fundamental TEM<sub>00</sub>

As características transversais de um ressonador, tais como as dimensões e as distâncias dos espelhos, definem os modos de propagação que oscilam dentro da cavidade do laser. O modo gaussiano (modo fundamental) é o modo de mais baixa ordem e por isso é o mais comum de ser obtido nos ressonadores estáveis. Este modo é confinado mais fortemente próximo ao eixo óptico do sistema e possui uma distribuição gaussiana de energia. Este modo representa uma das soluções para a equação de onda eletromagnética [48]:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (25)$$

A solução da equação de onda é dada por uma superposição de ondas planas caracterizadas pela equação:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) \cdot e^{i(\omega t - kz)} \quad (26)$$

onde  $k = 2\pi/\lambda$  e  $\Psi(\vec{r})$  é a amplitude da onda. Presumindo que a amplitude varie pouco com a distância  $z$ , a equação (25) pode ser reescrita como:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \cdot \Psi(\vec{r}) - 2ik \frac{\partial}{\partial z} \Psi(\vec{r}) = 0 \quad (27)$$

Expressando a amplitude escalar em função da distância transversal ao eixo de propagação tem-se:

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{\tilde{q}(z)} \exp\left( ik \frac{x^2 + y^2}{2\tilde{q}(z)} \right) \quad (28)$$

Separando o parâmetro complexo  $q$  em suas partes real e imaginária tem-se:

$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{q_r(z)} - i \frac{1}{q_i(z)} \quad (29)$$

A equação (29) pode ser interpretada como:

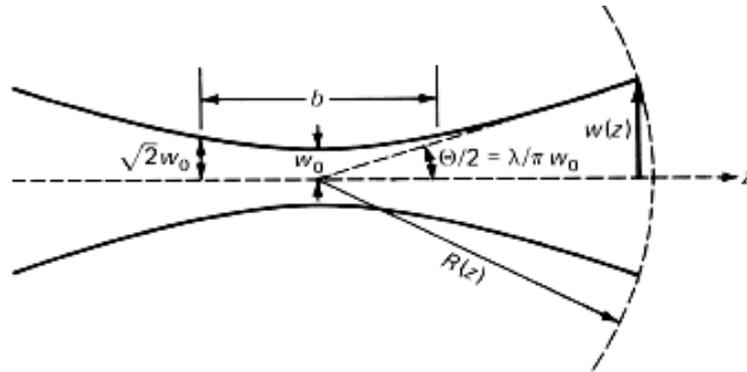
$$\frac{1}{\tilde{q}(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{1}{\pi \omega^2(z)} \quad (30)$$

O parâmetro complexo do feixe  $\tilde{q}(z)$  depende do raio de curvatura da frente de onda  $R(z)$  assim como do raio do feixe  $\omega(z)$  e caracteriza por completo um feixe em qualquer coordenada.

É comum se utilizar como origem do sistema de coordenadas o ponto onde o feixe Gaussiano possui uma frente de onda plana. Neste ponto, o parâmetro complexo do feixe é dado por  $\tilde{q}(0) = i \cdot \pi \omega_0^2 / \lambda = i \cdot z_R$ , com o diâmetro do feixe sendo  $\omega(0) = \omega_0$  e  $z_R$  o intervalo de Rayleigh (*Rayleigh-range*). Aplicando a lei de propagação de feixes  $\tilde{q}(z) = \tilde{q}(0) + z$  e fazendo as devidas substituições tem-se então:

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad \text{e} \quad \omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (31)$$

A propagação de um feixe gaussiano é representada na figura 14.



**Figura 14** Contorno de um feixe gaussiano.

Outras soluções para a equação de onda descrevem modos de ordem superior e são matematicamente escritas na forma de polinômios de Hermite para coordenadas cartesianas ou polinômios de Laguerre para coordenadas cilíndricas. Estas soluções formam um grupo completo e ortogonal de funções, chamado “modos de propagação”. Qualquer distribuição arbitrária de luz monocromática pode ser expandida em termos destes modos.

Em geral, o modo gaussiano ou modo  $TEM_{00}$  é preferível na maioria das aplicações laser devido a sua distribuição de energia ao longo da secção transversal do feixe. No entanto, existem aplicações para feixes de ordem superior, e uma cavidade pode ser otimizada também para operação em um desses modos.

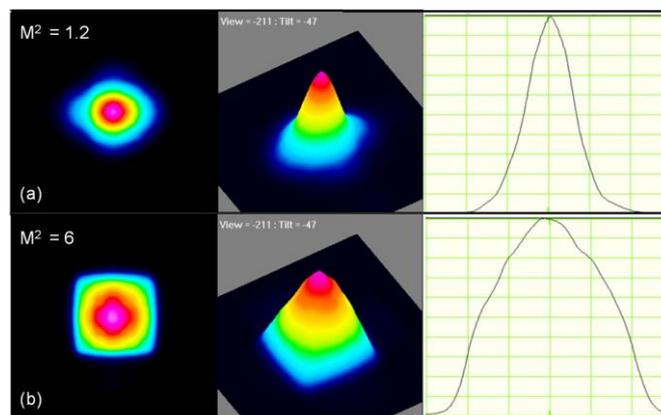
Quando se deseja operação no modo  $TEM_{00}$  os modos transversais de ordem superior são normalmente suprimidos utilizando-se uma íris dentro da cavidade de forma que as perdas por difração sofridas por esses modos seja suficientemente alta para que apenas o modo fundamental permaneça oscilando na cavidade.

A supressão dos modos superiores também pode ser realizada simplesmente através da otimização dos parâmetros da cavidade, não sendo necessário inserir outros elementos intra cavidade, sendo este o procedimento adotado neste trabalho.

### 4.2.1 Fator de qualidade $M^2$

Uma vez verificado um perfil gaussiano em um feixe laser, não significa necessariamente que este é um feixe de qualidade, já que o perfil gaussiano observado pode ser consequência da sobreposição das intensidades de todos os modos transversais que estão propagando na cavidade.

Na figura 15 vemos como a interferência de outros modos altera o padrão de distribuição de intensidade ao longo da seção transversal do feixe afetando diretamente em sua qualidade.

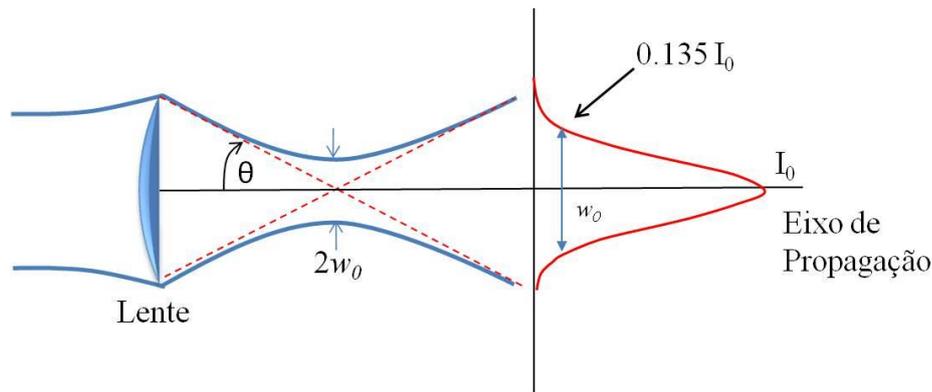


**Figura 15** - Distribuição de intensidade: a) para um feixe operando no modo  $TEM_{00}$  (b) para uma sobreposição de vários modos transversais.

Dessa forma, se faz necessário um padrão que diferencie os dois tipos de feixe, esse fator é chamado de  $M^2$ , também chamado de fator de qualidade do feixe. Este fator está relacionado à divergência de um feixe ideal operando no modo  $TEM_{00}$  e um feixe multimodo e pode ser expresso pela seguinte relação [21]:

$$\theta \cdot w_0 = M^2 \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad (32)$$

onde o raio do feixe é  $w_0$ ,  $\theta$  é a divergência,  $M^2$  é a qualidade do feixe e  $\lambda$  é o comprimento de onda. O raio do feixe é definido como a distância do eixo de propagação do feixe até a posição em que a intensidade do feixe cai para 13,5 % da intensidade total conforme ilustrado na figura 16.



**Figura 16** - Propagação de um feixe após passar por uma lente convergente.

De forma geral, o fator de qualidade do feixe indica quantas vezes o diâmetro de um feixe laser focalizado é maior que o diâmetro de um feixe gaussiano ideal. O fator  $M^2$  representa o número de vezes que a divergência do feixe supera o “limite de difração” (*times diffraction limit –TDL*) definido pelo modo fundamental.

Feixes colimados operando no modo  $TEM_{00}$  normalmente possuem  $M^2$  entre 1.1 e 1.7, ao longo deste trabalho este será o padrão utilizado para especificar a qualidade do feixe.

Vale lembrar que tudo isso depende da aplicação que se deseja para o laser, é possível se fazer feixes de baixa divergência operando em outros modos que não sejam necessariamente o modo fundamental, no entanto, quanto maior o número de modos de ordem superior propagando simultaneamente na cavidade, maior será o fator  $M^2$  e conseqüentemente menor será a qualidade do feixe de saída obtido.

Perfis não gaussianos como o perfil retangular (ou *flat top*) são preferíveis para algumas aplicações industriais de lasers de alta potência como em processos de solda, exatamente por possuírem uma distribuição mais homogênea da intensidade ao longo do raio do feixe.

#### 4.2.2 Eficiência de extração

A potência de saída em um dado ressonador pode ser reduzida em função das perdas internas da cavidade e de parte da radiação que é refletida para fora da cavidade. Tais perdas podem ser reduzidas adotando-se um ressonador cujo comprimento seja o menor possível, permitindo ao feixe laser preencher todo o meio de ganho de maneira mais eficiente. Esta

situação corresponde a situação de máxima eficiência de extração ( $\eta_e$ ) possível para uma determinada cavidade.

$$\eta_E = \frac{P_{saída}}{P_{disponível}} \quad (33)$$

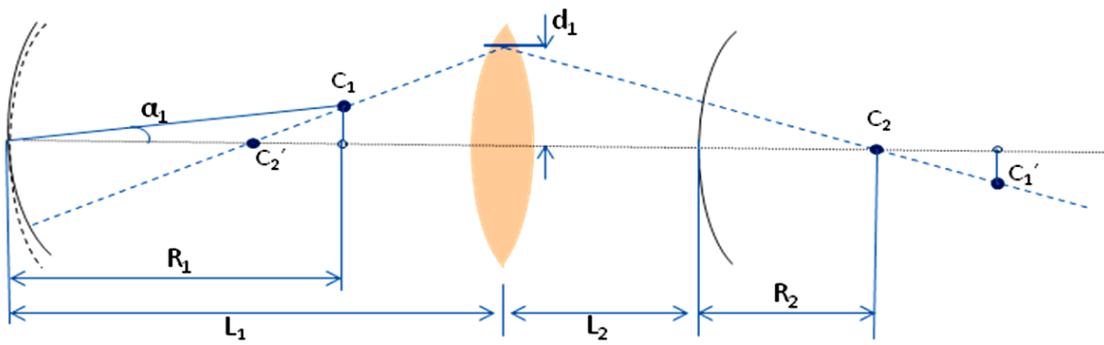
A eficiência de extração de um laser operando no modo fundamental pode ser definida como a razão entre a potência obtida em modo fundamental e em multimodo na situação de máximo ganho ( $\eta_e \sim 100\%$ )

$$\eta_E = \frac{P_{TEM_{00}}}{P_{MULTIMODO}} \quad (34)$$

### 4.3 Sensibilidade ao desalinhamento

A sensibilidade ao desalinhamento é um dos parâmetros cruciais a ser levado em conta no projeto de cavidades laser, uma vez que afeta de maneira significativa o desempenho do laser em termos de potência e estabilidade. A sensibilidade do ressonador ao desalinhamento dos espelhos está diretamente relacionada à geometria do ressonador. Para se determinar com exatidão as perdas intracavidade induzidas por desalinhamento dos espelhos, iremos assumir que os espelhos possuem diâmetro infinito e a única abertura no ressonador é representada apenas pelo diâmetro do cristal. As perdas de potência devido ao desalinhamento dos espelhos são decorrentes do deslocamento do eixo geométrico do modo oscilante na cavidade e da variação da intensidade deste campo no meio ativo [49].

Para se expressar a sensibilidade ao desalinhamento em função dos parâmetros de um dado ressonador o eixo geométrico do modo deve ser previamente determinado. O eixo do modo é dado pela normal às superfícies de cada espelho ( $M_1$  e  $M_2$ ) e passa por ambos centros de curvatura ( $C_1$  e  $C_2$ ), além disso, ele também passa pelas duas imagens ( $C_1'$  e  $C_2'$ ) produzidas pela lente [49, 50]. A figura 16 mostra um exemplo de ressonador com o espelho  $M_1$  ligeiramente desalinhado.



**Figura 17** - Ressonador com espelho de entrada ligeiramente desalinhado.

A sensibilidade ao desalinhamento pode ser expressa por [48]:

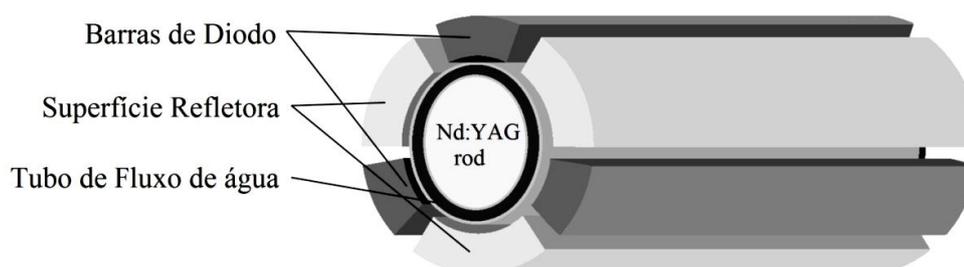
$$S_i = \frac{1}{w_{30}} \frac{R_i}{d_i - R_i} \left( \frac{1}{d_i - R_i} + \frac{1}{d_j - R_j} - \frac{1}{f} \right)^{-1}, i \neq j = 1, 2 \quad (35)$$

Desta análise é possível verificar que uma vez fixado o valor de  $w_{30}$  é possível realizar uma análise qualitativa da sensibilidade ao desalinhamento de diferentes ressonadores em função do poder de refração da lente térmica gerada pelo meio.

# 5 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

## 5.1 Configuração do módulo laser

O laser utilizado durante todas as etapas do trabalho consiste em um módulo comercial (Modelo DPL-1064-S1-0075, HTOE, China) que utiliza como meio ativo um bastão de Nd:YAG de 78 mm de comprimento e 3 mm de diâmetro com 0.8at.% de Neodímio. O bastão fica imerso em um tubo de quartzo transparente por onde passa o fluxo de água vindo do sistema externo de resfriamento, a figura 18 apresenta um esquema da parte interna do módulo. As duas faces laser do cristal possuem filme antirreflexo para 1064 nm. O bombeamento ocorre lateralmente por três barras de diodo dispostas simetricamente ao redor do cristal, cada barra contém quatro diodos individuais com uma potência óptica de 17,25 W. O módulo é conectado a uma fonte que fornece uma potência elétrica total de 552 W, considerando a eficiência de conversão dos diodos (~47%) e as perdas elétricas nos cabos, estima-se uma potência óptica total de 207 W.



**Figura 18** Esquema do Módulo DPSSL

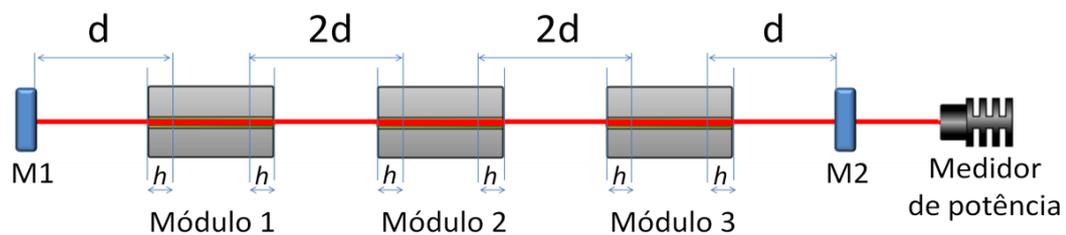
## 5.2 Arranjo Experimental

Três montagens foram realizadas para o laser: uma para um ressonador com múltiplos módulos em operação multimodo; outra para operação em modo transversal único TEM<sub>00</sub>

usando um único módulo; e por fim a otimização do ressonador com um único módulo para obtenção de um feixe polarizado.

- **Multi módulos**

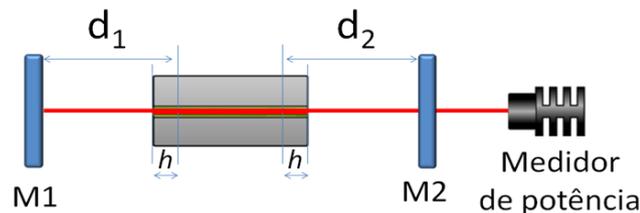
No arranjo com multi módulos, três módulos idênticos do mesmo fabricante, foram posicionados em uma cavidade simétrica e linear de tal forma que o modo oscilante tivesse o mesmo diâmetro ao atravessar cada um dos módulos. Os espelhos M1 e M2 utilizados nas cavidades com dois ou três módulos eram planos. A distância  $d$  foi tomada a partir do espelho M1 ou M2 até o plano principal do cristal, dado por  $h = l/2n$  onde  $l$  é o comprimento do cristal (78 mm) e  $n$  é o índice de refração (1.82), conforme ilustra a figura 19.



**Figura 19** Arranjo com multi módulos.

- **Operação no modo fundamental TEM<sub>00</sub>**

Diversos ressonadores foram testados com o propósito de se obter operação no modo fundamental, em todos os casos foi utilizado apenas um módulo de Nd:YAG, posicionado entre os espelhos sem nenhum elemento extra inserido na cavidade (figura 20). Para as cavidades operando no modo fundamental os raios de curvatura dos espelhos M1 e M2 foram alterados de acordo com os dados apresentados nas tabelas 6 e 7.



**Figura 20** Arranjo com um único módulo

- **Operação no modo fundamental TEM<sub>00</sub> com feixe polarizado**

Para obter um feixe polarizado utilizamos as mesmas distancias e espelhos adotados para operação no modo fundamental sem polarização, no entanto, foram inseridos

dois elementos intracavidade: uma placa de quarto de onda e uma placa Brewster conforme figura 9.

## **5.3 Caracterização do módulo**

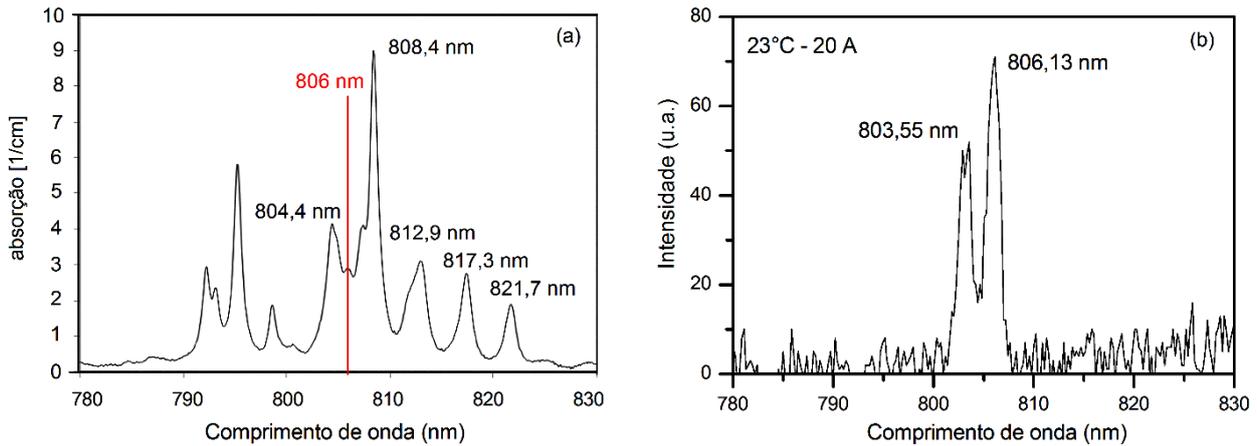
### **5.3.1 Sistema de Refrigeração**

As barras de diodo contidas no módulo necessitam de resfriamento por água assim como o sistema para resfriamento do cristal, com uma vazão de 4-6 litros/min e pressão de 300 MPa, o mesmo sistema de refrigeração serve tanto para o diodo como para o cristal. Dessa forma, optou-se por utilizar um equipamento de resfriamento a base de água destilada controlando-se a vazão e a pressão da água. O sistema utilizado para resfriamento foi um equipamento comercial (Modelo Thermo Chill II, Thermo Scientific, Massachusetts, USA) este equipamento utiliza um sistema de recirculação da água.

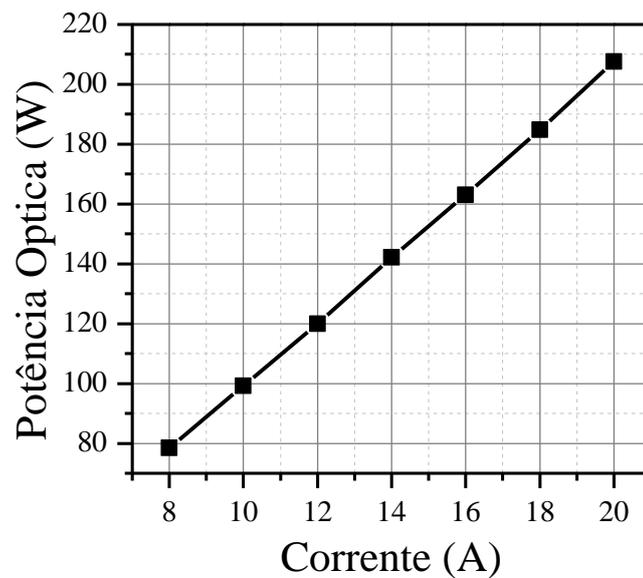
### **5.3.2 Desempenho das barras de diodo**

Para caracterização do comprimento de onda de emissão dos diodos foi utilizado um espectrômetro posicionado próximo ao módulo durante o bombeamento do cristal, porém sem a cavidade ressonante.

Foram realizadas variações na temperatura de refrigeração, com a finalidade de se obter uma emissão próxima a 808 nm (pico de absorção do Nd:YAG - figura 21a), contudo, ao ultrapassar a temperatura de 23 °C observou-se um aquecimento na parte externa do módulo. Dessa forma, as medidas não ultrapassaram a temperatura de 23 °C em virtude do aquecimento observado. O pico de emissão dos diodos para esta temperatura foi em 806.13 nm para uma corrente de 20 A e foi o valor mais próximo de 808 nm obtido (figura 21b). Na figura 22 apresenta-se a curva de potência óptica dos diodos de bombeamento em função da corrente de entrada.

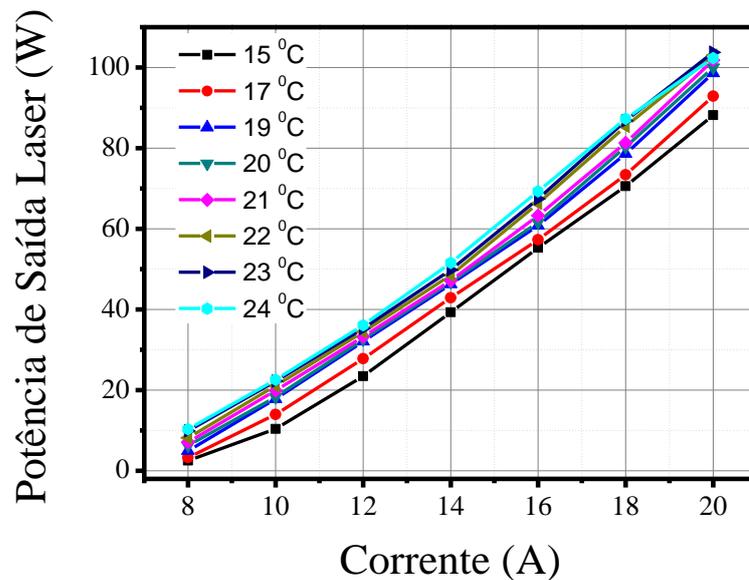


**Figura 21** (a) Espectro de absorção do Nd:YAG ao redor de 808 nm e (b) espectro de emissão dos diodos na temperatura de refrigeração de 23°C.



**Figura 22** Curva de Potência óptica do diodo em função da corrente.

Para se verificar a temperatura ótima de funcionamento do módulo também foi testada uma cavidade contendo um módulo e dois espelhos planos posicionados a 10 cm do plano principal do bastão, sendo o espelho de saída com transmissão de 20%. Na figura 23 apresenta-se a curva de potência obtida para esta cavidade com diferentes temperaturas de refrigeração. No intervalo de temperatura de 22 a 24 °C foi observada uma variação pequena da potência máxima obtida, dessa forma, optou-se por manter como temperatura ideal de refrigeração a temperatura de 23°C em todos os experimentos realizados.

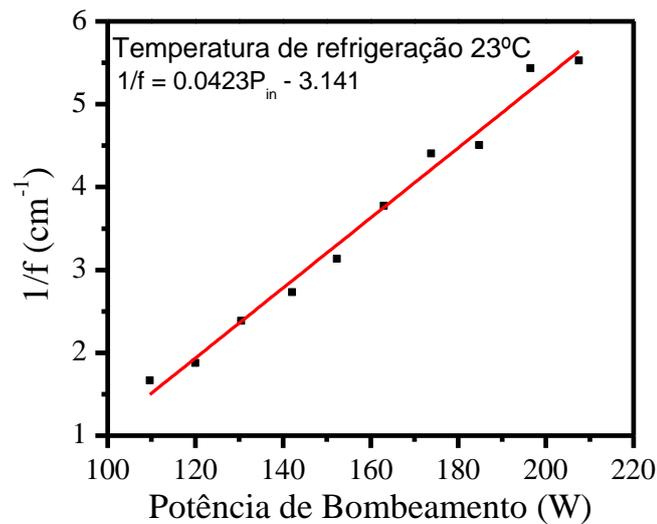


**Figura 23** Curva de Potência de saída em função da corrente para diferentes temperaturas de refrigeração da água

### 5.3.3 Medidas da lente térmica

Sabe-se que lente térmica gerada pelo Nd:YAG pode ser comparada a uma lente fina de distância focal  $f$ . Para se determinar a distância focal desta lente fez-se passar pelo cristal um feixe produzido por um laser de He-Ne (632.816 nm) expandido e colimado de tal forma que o diâmetro do feixe fosse igual ou maior que diâmetro do bastão. Este feixe incidiu sobre o cristal durante o tempo em que este era bombeado pelo diodo. Para cada potência de bombeamento foram feitas medidas da distância do plano principal do bastão ao menor diâmetro do feixe de He-Ne.

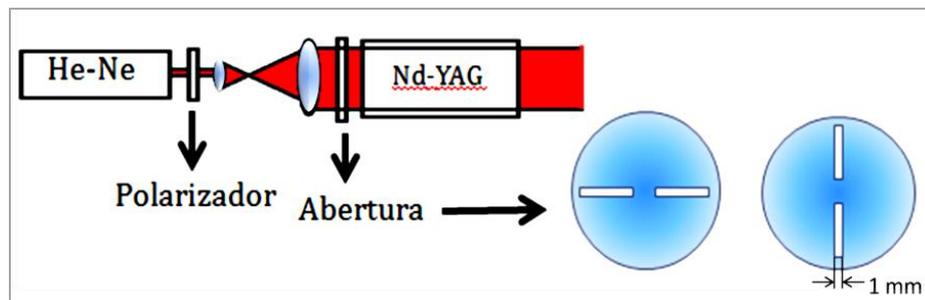
O gráfico do valor recíproco da distância focal da lente térmica em função da potência de bombeamento (figura 24) nos dá o chamado fator  $k$ , também chamado de fator de sensibilidade, uma vez que descreve o quanto a potência óptica (dioptria) do meio ativo varia em função de alterações na potência de bombeamento, e é dado pelo coeficiente angular do gráfico de  $1/f$  em função da potência de entrada (equação 5). Para o módulo utilizado o valor obtido para o coeficiente angular foi de 0.0423 diop/W.



**Figura 24** Dioptria da lente térmica em função da potência de entrada

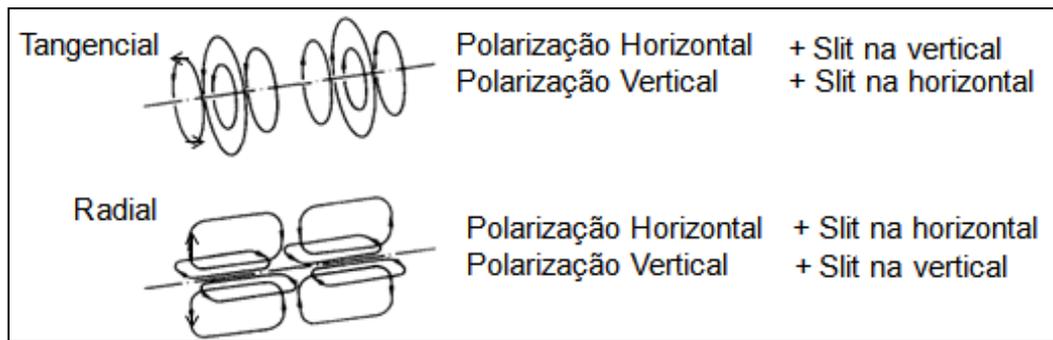
- **Medida para lente térmica radial e tangencial**

Foi verificada a dependência da distância focal quanto à polarização do feixe de He-Ne para as duas polarizações geradas no Nd:YAG em decorrência do bombeamento, para isso, foram adicionados um polarizador após o laser de He-Ne e uma placa com duas fendas retangulares de acordo com o esquema ilustrado na figura 25 [44].



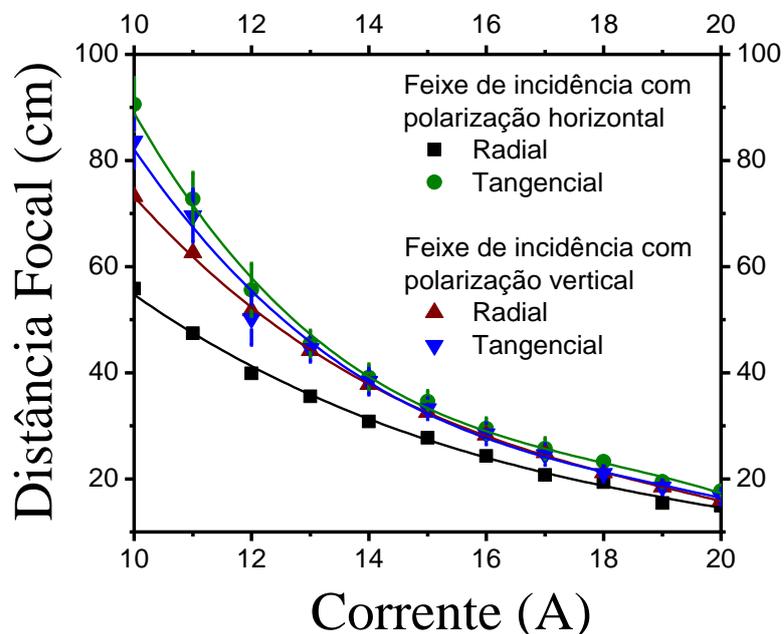
**Figura 25** Método usado para determinação da distância focal da lente térmica; Aberturas retangulares usadas para medir as diferentes distancias focais  $f_t$  (polarização tangencial) e  $f_r$  (polarização radial) para polarizações vertical e horizontal do feixe de He-Ne.

A combinação das aberturas (na horizontal ou na vertical) e da polarização do He-Ne possibilita determinar individualmente as distâncias focais das duas polarizações conforme ilustrado pela figura 26.



**Figura 26** Propagação do campo elétrico para cada uma das polarizações e combinações usadas para medidas da lente térmica bifocal.

Os comprimentos focais para as componentes radial e tangencial com o feixe de entrada polarizado na vertical mostram aproximadamente o mesmo valor para correntes de entrada de 14A a 20A (figura 27). No caso da polarização horizontal obtivemos um valor constante para a razão  $f_{\phi}/f_r = 1,2 \pm 0,2$  na mesma escala de correntes de entrada. Os valores obtidos estão em concordância com o valor previsto teoricamente [18, 29]. Esse valor assim como o valor do fator  $k$ , serão importantes para determinação do máximo diâmetro do feixe no modo  $TEM_{00}$ .



**Figura 27** Diferentes distâncias focais obtidas para polarizações radial ( $r$ ) e tangencial ( $\phi$ ) do Nd:YAG para polarização horizontal ( $h$ ) ou vertical ( $v$ ) do He-Ne

Com auxílio da equação (24) conhecendo o valor do fator  $k$  e da razão entre  $f_{\phi}/f_r$  é possível determinar o valor ideal do raio do feixe no modo fundamental para nossa cavidade. Para nossos parâmetros ( $\lambda=1064$  nm,  $k = 0.042$  diop/W e potência de bombeamento de

207 W) o raio do feixe deve ser menor que 0.7 mm. A melhor razão entre o raio do bastão e o raio do feixe ( $r/w_{30}$ ) é aproximadamente 2.14.

#### 5.3.4 Medida do $M^2$

O fator de qualidade do feixe -  $M^2$  do laser foi medido utilizando-se um equipamento analisador de feixe (Modelo Beam Scope –P7U/P8 Series, DataRayInc CA, USA) e um software de análise de dados (Data Ray). Todas as medidas foram realizadas a partir do feixe restante do espelho 100% refletor para evitar danos ao equipamento em decorrência da alta potência de saída. Para manter a potência em um nível seguro foi utilizado um filtro de alta densidade. Uma lente plano-convexa de distância focal 25 mm foi utilizada para focalizar o feixe durante as medidas.

A emissão do laser medida através de espectrômetro apresentou pico de emissão em 1064,33 nm e largura de banda (FWHM) de 0,25 nm.

# 6 RESULTADOS E DISCUSSÕES

## 6.1 Desempenho multimodo com alta potência

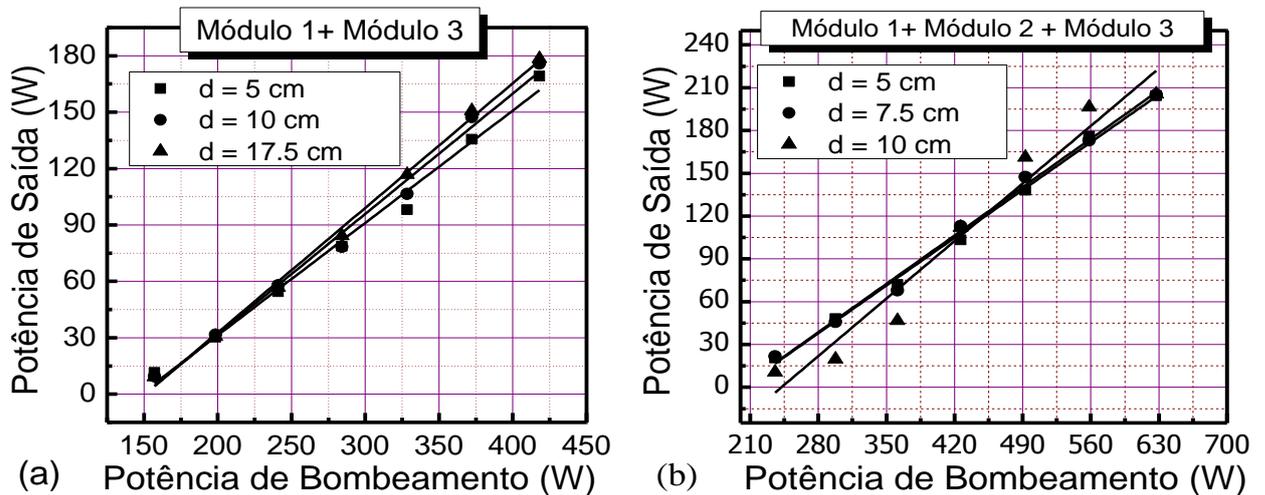
### 6.1.1 Multi-Módulos

Com os dados obtidos para lente termicamente induzida foram realizadas simulações para testar as condições de estabilidade do ressonador em diferentes configurações. Utilizou-se para isso o programa LASCAD que é capaz de simular cavidades laser. As simulações foram realizadas considerando-se dois ou três módulos de Nd:YAG acoplados em uma mesma cavidade. Adotou-se nas simulações os mesmos valores de lente térmica para os três módulos uma vez que possuem as mesmas características. Foram simuladas configurações com intervalos de distância simétricos entre os módulos e os espelhos, conforme esquema apresentado na figura 18. Foram testadas experimentalmente apenas as cavidades que apresentaram menores flutuações do diâmetro do feixe com variações da lente termicamente induzida durante as simulações.

No teste laser, as eficiências de conversão de energia (*slope efficiency*) foram maiores para o caso com dois módulos intracavidade, embora ainda não seja comparável à eficiência com apenas um módulo. As eficiências de conversão de energia de cada configuração apresentadas na tabela 3 foram obtidas a partir do ajuste linear das curvas de potência de saída em função da potência de entrada apresentadas na figura 26, tanto para configuração com dois módulos (figura 28a) quanto para configuração com 3 módulos (figura 28b).

Para três módulos a baixa eficiência apresentada se justifica, em parte, devido ao fato de cada módulo operar com máxima eficiência em diferentes temperaturas, no entanto o sistema de resfriamento é ligado em série e conseqüentemente apenas um dos módulos opera em sua temperatura ideal, além disso, o gradiente de temperatura do primeiro para o terceiro módulo faz com que as lentes térmicas geradas por cada um possuam valores distintos, tornando a cavidade mais instável.

As medidas de potência foram realizadas utilizando-se um espelho com transmissão de 20% e uma temperatura de refrigeração da água em 23°C. As potências máximas atingidas foram 103 W para um único módulo, 180 W para configuração com dois módulos e 205 W para configuração com três módulos.

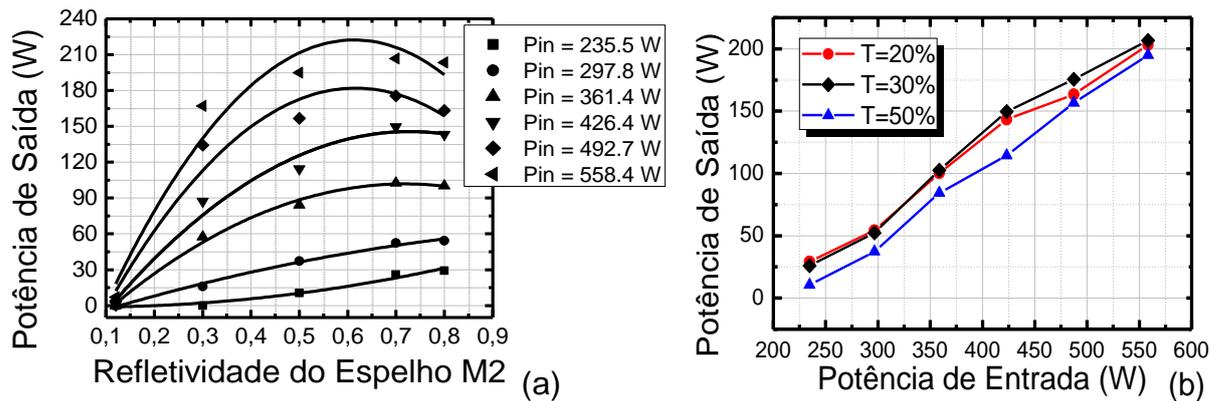


**Figura 28** Curvas de potência para cavidade com: (a) dois módulos e (b) três módulos.

**Tabela 4** Eficiências de conversão de energia (*slope efficiency*)

<b>Módulo 1</b>	<b>Módulo 1 + Módulo 3</b>		<b>Módulo 1 + Módulo 2 + Módulo 3</b>	
d = 15 cm 73%	d = 5 cm	66%	d = 5 cm	47.8%
	d = 10 cm	64%	d = 7.5 cm	48%
	d = 17.5 cm	60%	d = 10 cm	57%

Para otimizar a cavidade com três módulos, espelhos planos com as seguintes transmissões foram testados: 88%, 70%, 50%, 30% e 20%. A figura 29a mostra os gráficos de potência de saída em função das refletividades testadas e a figura 29b a curva de potência para as refletividades próximas do valor ideal.



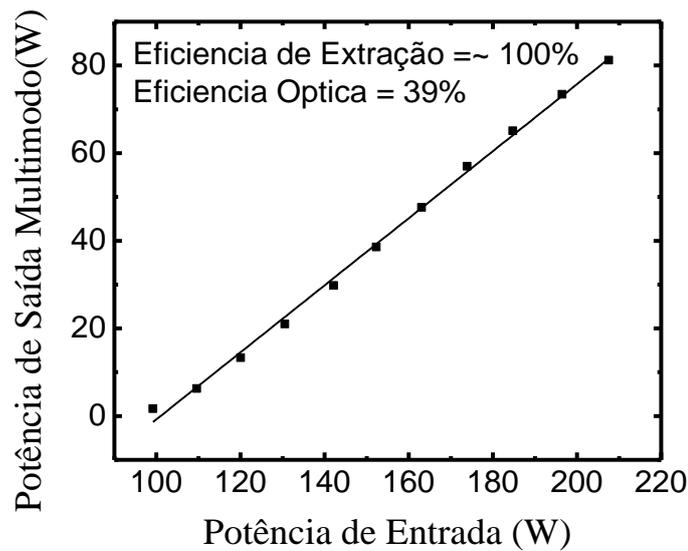
**Figura 29** (a) Potência de Saída em função da refletividade do espelho de saída para três módulos. (b) Curvas de potência para as transmissões de 20%, 30% e 50%.

Esperava-se que a eficiência da cavidade com três módulos fosse melhorada com a otimização da transmissão do espelho de saída, no entanto com espelho de 30% de transmissão, a maior potência obtida foi de 206.6 W não sendo observada diferença relevante em relação a transmissão de 20%. Espera-se que com a substituição do espelho de saída por um espelho com transmissão em 40% sejam alcançados resultados melhores de acordo com a análise de potência de saída em função da refletividade apresentada na figura 29a.

## 6.2 Desempenho no modo $TEM_{00}$

- **Eficiência de Extração e qualidade do feixe (antes)**

Para comparação da eficiência de extração em modo  $TEM_{00}$ , foram realizadas medidas da potência de entrada em função da potência de saída para a condição que corresponde à máxima eficiência de extração (espelhos a uma distância de 5 cm do plano principal do bastão). Para o módulo usado, a potência máxima multimodo obtida foi de 81.2 W correspondendo à condição de máxima eficiência de extração. O módulo utilizado nesta parte do trabalho foi o Módulo 3 cuja curva de potência é apresentada na figura 30. Os módulos 1 e 2 sofreram danos nos diodos em decorrência de problemas na refrigeração e por isso não foram usados nesta etapa do trabalho.



**Figura 30** Potência de Saída em função da potência de entrada na condição de máxima eficiência de extração

Também para fins de comparação foram feitas medidas da qualidade do feixe em operação multimodo, os resultados são apresentados na tabela 5.

**Tabela 5** Fator de qualidade do feixe para operação multimodo.

Corrente (A)	Potência do feixe (mW)	M <sup>2</sup> (vertical)	M <sup>2</sup> (horizontal)
8	10	7.201	7.143
10	15	12.274	12.031
12	31	18.210	17.973
14	37	21.727	21.760
16	48	25.584	25.204
18	116	28.559	28.736

Para operação em modo TEM<sub>00</sub> (modo gaussiano) foi utilizado apenas um módulo na cavidade de acordo com o esquema ilustrado na figura 19. O diâmetro do feixe em função da dioptria da lente térmica e a sensibilidade ao desalinhamento foram simulados em MATLAB para diferentes cavidades.

Nestas simulações, uma vez fixados o raio de curvatura dos espelhos e as distâncias dos espelhos ao bastão, verificava-se a flutuação do diâmetro do feixe com a variação da lente térmica e conseqüentemente da potência de bombeamento e a variação da sensibilidade ao desalinhamento também em função da variação da lente térmica.

A partir dos dados obtidos na simulação foram testadas cavidades cujas características em termos de estabilidade, favorecessem a operação dinamicamente estável.

As distâncias e espelhos adotados nestas simulações foram escolhidos em função dos espelhos disponíveis no laboratório e do espaço físico para montagem da cavidade, podendo ser adotados espelhos e distâncias diferentes com resultados semelhantes, tanto em termos de qualidade de feixe como de sensibilidade ao desalinhamento. No entanto, as características gerais de cada tipo de ressonador são as mesmas independentemente de variações nas distâncias ou raios de curvatura dos espelhos adotados.

A categorização proposta neste trabalho facilita a identificação de ressonadores mais favoráveis para operação dinamicamente estável.

### 6.2.1 Ressonadores com inclinação positiva

Ressonadores dos tipos:

- PLANO – PLANO
- CONVEXO – CONVEXO
- PLANO – CONVEXO (ou vice versa)
- CONCAVO-CONCAVO

São ressonadores que apresentam como característica uma linha no diagrama de estabilidade com inclinação positiva. Ressonadores com este tipo de inclinação apresentam algumas vantagens em relação aos demais, especialmente quando operam com zonas de estabilidade conjuntas, pois possuem os maiores intervalos de estabilidade, mas, embora possuam esta característica em comum, diferem radicalmente entre si quando analisados individualmente. Dependendo da configuração estes ressonadores podem possuir alta sensibilidade ao desalinhamento para altas potências de bombeamento.

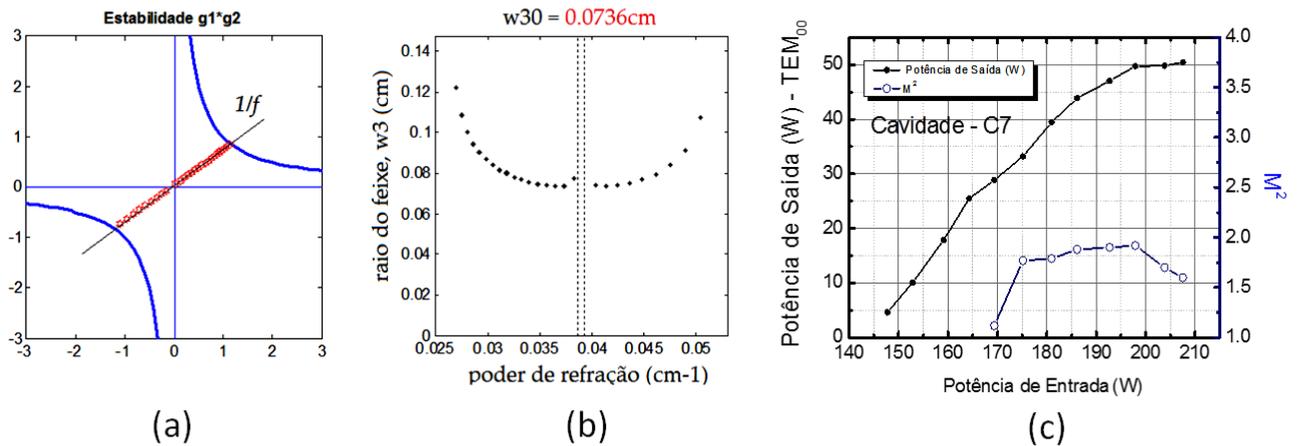
A tabela 5 apresenta os ressonadores com inclinação positiva cuja razão de  $r/w_{30}$  no centro do intervalo de estabilidade apresenta valores próximos ao valor ideal calculado anteriormente de 2.14. Os ressonadores do tipo plano-plano foram omitidos nos resultados experimentais por necessitarem de uma distância maior que o espaço físico disponível para manter a razão  $r/w_{30}$  próxima do valor pré determinado.

**Tabela 6** Ressonadores com inclinação positiva

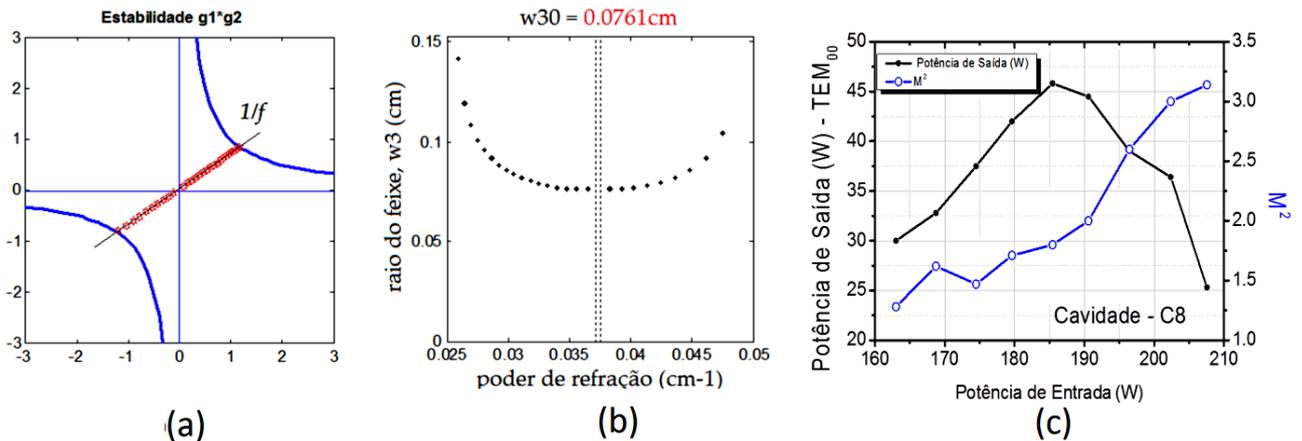
<b>Ressonadores com inclinação positiva</b>									
		(r/w <sub>30</sub> ) (mm)	R <sub>1</sub> (cm)	d <sub>1</sub> (cm)	R <sub>2</sub> (cm)	d <sub>2</sub> (cm)	Potência de saída (W)	M <sup>2</sup> <sub>x</sub>	M <sup>2</sup> <sub>y</sub>
<i>Convexo- Convexo</i>	<i>C1</i>	2.69	-30	25	-50	29	60.8	4.49	4.65
	<i>C2</i>	2.54	-30	27	-50	31	63.0	4.03	3.46
	<i>C3</i>	2.4	-30	29	-50	34	65.7	3.41	3.32
	<i>C4</i>	2.24	-30	32	-50	37	62.8	2.89	3.08
	<i>C5</i>	2.23	-30	32	-50	38	57.2	2.46	2.56
	<i>C6</i>	2.14	-30	34	-50	40	51.5	2.82	2.34
	<i>C7</i>	2.04	-30	35	-50	43	50.5	1.60	1.69
	<i>C8</i>	1.97	-30	37	-50	45	47.0	1.88	1.86
<i>Plano- Convexo</i>	<i>C9</i>	2.45	∞	55	-15	22	55.2	4.22	4.05
	<i>C10</i>	2.03	∞	80	-15	28	46.2	2.60	1.80
<i>Concavo- Concavo</i>	<i>C11</i>	2.35	+20	52	+10	34	17.0	<i>Feixe Instável</i>	

O melhor resultado obtido para todas as cavidades com inclinação positiva foi com o ressonador C7, neste ressonador o fator de qualidade  $M^2$  variou ligeiramente entre 1.7 e 1.6 quando a potência de bombeamento variou de 175 W a 207 W provando a operação dinamicamente estável no modo fundamental. Foi alcançada uma potência máxima de 50.5 W com  $M^2_x = 1.6$  e  $M^2_y = 1.69$  na máxima potência de bombeamento de 207 W o que corresponde a uma eficiência de extração de 62% quando comparado à operação multimodo. As eficiências elétrica e óptica foram de 9.15% e 24%, respectivamente. Esta eficiência de extração é a maior encontrada na literatura para um módulo de Nd:YAG bombeado lateralmente por diodo sem compensação de birrefringência.

As figuras 31 e 32 mostram as simulações do diagrama de estabilidade, da curva representando a variação do raio do feixe em função da lente térmica e as curvas de potência para as cavidades C7 e C8. A partir da comparação entre as duas cavidades é possível constatar o quão sensível pode ser o ressonador a uma ligeira variação de  $w_{30}$ ; embora as duas cavidades apresentem as mesmas características gerais em termos de estabilidade a diferença do diâmetro do feixe resultou em diferenças significativas em termos de potência e qualidade do feixe especialmente quando se deseja uma operação dinamicamente estável.



**Figura 31** Curva de estabilidade (a), variação do raio do feixe com a lente térmica (b) e curva de potência e qualidade de feixe ( $M^2$ ) em função da potência de entrada (c) para cavidade C7.

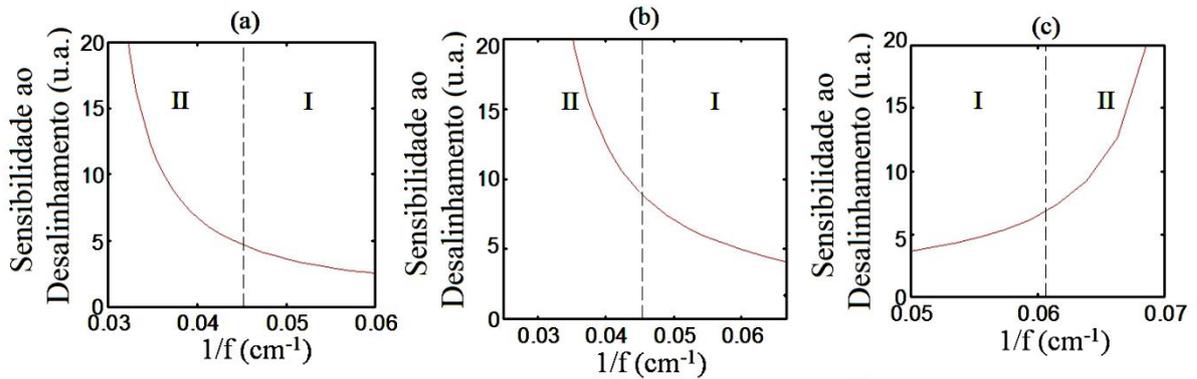


**Figura 32** Curva de estabilidade (a), variação do raio do feixe com a lente térmica (b) e curva de potência e qualidade de feixe ( $M^2$ ) em função da potência de entrada (c) para cavidade C8.

O resultado obtido com a cavidade convexo-convexo C7 se justifica devido não só ao ajuste do valor de  $r/w_{30}$  como também à sensibilidade ao desalinhamento apresentada por este tipo de cavidade.

A figura 33 mostra o resultado da simulação da sensibilidade ao desalinhamento dos tipos de ressonadores testados. Vemos que dentre os ressonadores com inclinação positiva ressonadores do tipo convexo-convexo apresentam menor sensibilidade ao desalinhamento em altas potências de bombeamento correspondente aos maiores valores de dioptria da lente térmica. Embora este comportamento seja visto também em cavidades do tipo plano-convexo, a distância imposta pelo espelho plano torna este tipo de cavidade menos pratica. Já os ressonadores do tipo concavo-concavo apresentam as maiores sensibilidades ao

desalinhamento justamente para as maiores potências de bombeamento tornando sua operação bastante instável nesta região.



**Figura 33** Simulação da sensibilidade ao desalinhamento para cavidades com inclinação positiva: a) ressonador convexo-convexo C1, b) ressonador plano-convexo C9, c) ressonador concavo-concavo C11.

## 6.2.2 Ressonadores com inclinação negativa

Ressonadores dos tipos:

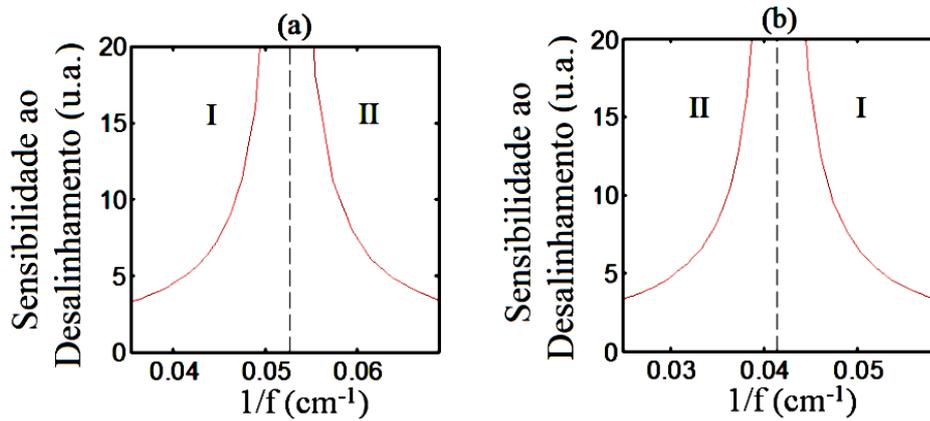
- CONCAVO-CONVEXO (ou vice-versa)
- CONCAVO-PLANO (ou vice-versa)

São ressonadores que apresentam inclinação negativa no diagrama de estabilidade. Estes ressonadores ao contrário dos ressonadores com inclinação positiva, não diferem muito uns dos outros no que diz respeito à estabilidade. Todos eles possuem alta sensibilidade ao desalinhamento no centro do intervalo de estabilidade. A tabela 6 apresenta os parâmetros adotados para os ressonadores com inclinação negativa testados.

**Tabela 7** Ressonadores com inclinação negativa

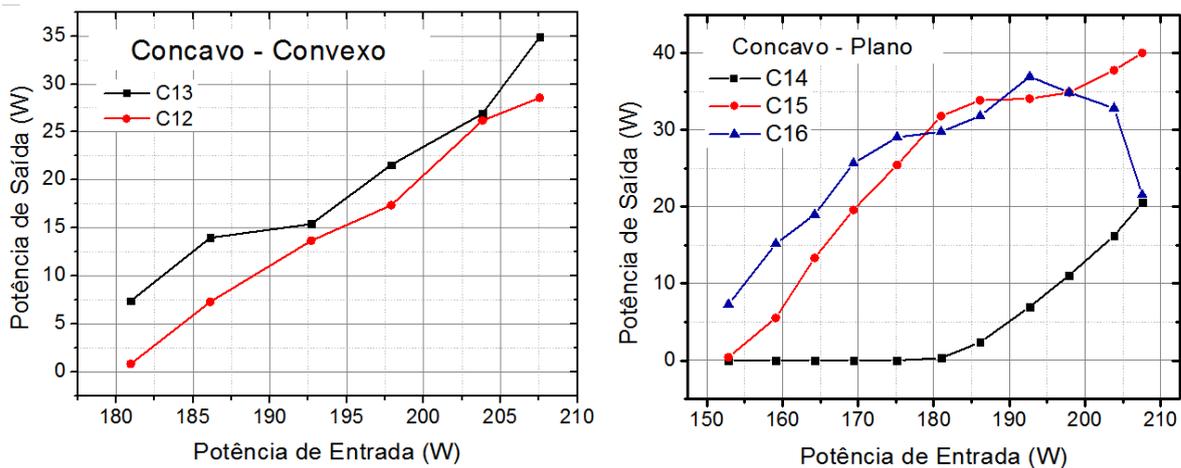
<b>Ressonadores com inclinação negativa</b>									
		$(r/w_{30})$ (mm)	$R_1$ (cm)	$d_1$ (cm)	$R_2$ (cm)	$d_2$ (cm)	Potência de saída (W)	$M^2_x$	$M^2_y$
<i>Concavo-Convexo</i>	<i>C12</i>	2.35	+10	30	-50	35	28.5	<i>Feixe Instável</i>	
	<i>C13</i>	2.02	+10	34	-50	43	34.9	1.65	1.59
<i>Concavo-Plano</i>	<i>C14</i>	1.99	+5	23	$\infty$	83	20.5	<i>Feixe Instável</i>	
	<i>C15</i>	2.25	+10	31	$\infty$	65	40.0	1.01	1.45
	<i>C16</i>	2.00	+10	34	$\infty$	83	36.9	1.23	1.68

Ambos os tipos de ressonadores com inclinação negativa mostraram uma potência de saída bastante instável assim como o perfil do feixe. O alinhamento destas cavidades é crítico mesmo para as maiores potências de bombeamento onde a sensibilidade ao desalinhamento é menor. A figura 34 mostra a curva teórica para a sensibilidade ao desalinhamento das cavidades com inclinação negativa.



**Figura 34** Simulação da sensibilidade ao desalinhamento para cavidades com inclinação negativa: a) ressonador concavo-concavo C13, b) ressonador concavo-plano C15.

A figura 35 mostra as curvas de potência obtidas para as cavidades apresentadas na tabela 5.

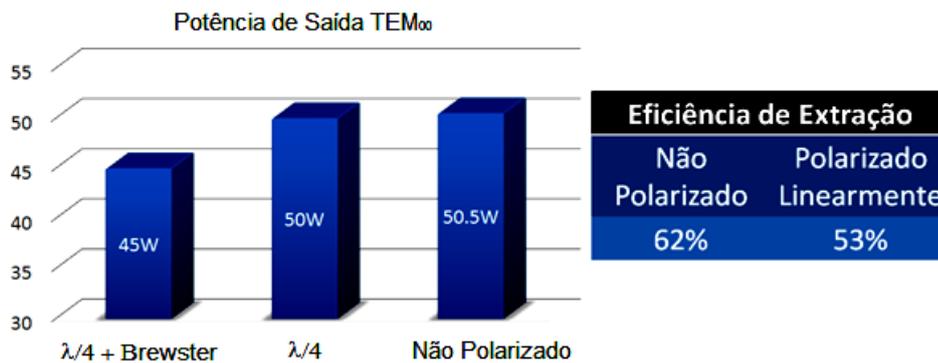


**Figura 35** Curva de potência para cavidades com inclinação negativa.

### 6.2.3 Feixe Polarizado

Uma vez obtida a cavidade otimizada (C7) esta cavidade foi adaptada para obtenção do feixe de saída polarizado. Para isso foi acrescentado à cavidade inicialmente apenas uma placa de  $\lambda/4$  e, posteriormente, além da placa, foi inserido um elemento polarizador conforme indicado na figura 8.

Quando um dos eixos da placa de quarto de onda estava alinhado ao eixo vertical do módulo, foi obtido um feixe de 50 W de potência de saída com grau de polarização de 92%. Com o elemento polarizador inserido foi obtido um grau de polarização de 99% no feixe de saída. A inserção deste elemento além da placa de quarto de onda causou uma perda na potência de saída de 11% passando para 45 W. A figura 36 destaca as máximas potências de saída obtidas no modo fundamental para a cavidade sem elementos polarizadores, com apenas a placa de quarto de onda e com a placa de quarto de onda e o polarizador.



**Figura 36** Potência de saída e eficiência de extração obtidas para cavidade com feixe de saída polarizado e não polarizado.

A eficiência de extração para este feixe polarizado, embora seja menor que a eficiência para um feixe não polarizado é a maior encontrada na literatura para feixes polarizados usando um único bastão intracavidade sendo a maior eficiência de extração encontrada na literatura até então igual a 50% [15].

# 7 CONCLUSÕES

A partir do trabalho realizado, foi possível caracterizar por completo o funcionamento de um módulo laser comercial de Nd:YAG. Os efeitos térmicos sofridos pelo cristal, em especial a lente termicamente induzida foi estudada e os resultados experimentais obtidos serviram de base para os cálculos e simulações subsequentes. As condições de estabilidade de cavidades contendo uma lente térmica de intensidade variável, com as mais diversas combinações entre os espelhos de entrada e saída, foram estudadas e apresentadas. Foi obtida operação estável com mais de um módulo na mesma cavidade com possibilidade de melhorias que serão feitas no futuro.

Os resultados obtidos para operação no modo  $TEM_{00}$  foram bastante relevantes quando comparados com outros resultados semelhantes encontrados na literatura. As eficiências de extração obtidas para um módulo intracavidade com ou sem polarização são as maiores encontradas na literatura para este tipo de laser até o momento. Este trabalho servirá como base para desenvolvimento de outras cavidades de estado sólido que operem em regime de alta potência com alta estabilidade.

## 7.1 Trabalhos futuros

- Explorar a operação no modo fundamental em cavidade linear com dois ou mais módulos na cavidade.
- Substituir o bastão com filme antirreflexo para 1064 nm por um com filme para 946nm e otimizar a cavidade com os espelhos adequados a este comprimento de onda possivelmente com dobra de frequência.
- Montar uma cavidade em anel com um ou mais módulos para obtenção de um feixe com frequência única a ser utilizada como fonte de bombeamento para um oscilador óptico paramétrico (OPO).
- Explorar a operação do laser nas polarizações radial e tangencial individualmente.

# APENDICE A – PRODUÇÃO BIBLIOGRÁFICA

## Artigo completo publicado

PINTO RS, WETTER NU. **Highly efficient, dynamically stable Nd:YAG single - rod resonators with 60% TEM<sub>00</sub> extraction efficiency and high misalignment stability.** *Laser Physics*, v. 24, p. 085801, 2014.

## Resumos publicados em Anais de congressos

### NACIONAIS

SANTANA LE, CAVALCANTI F, PINTO RS, SILVA, DM, WETTER, NU. **Preparation and Characterization of Nd:YLF crystals for use as active medium in solid state lasers.** In: XXXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada. Águas de Lindóia, 2012 (ENFMC 2012). v. 1179 (Pôster)

WETTER NU, SANTANA LE, PINTO RS, CAVALCANTI F, SILVA DM, BALDOCHI SL. **Fibras Monocristalinas de Fluoretos e Óxidos dopadas com Terras Raras: Polimento com qualidade para Laser.** In: XIII Escola de Verão Jorge André Swieca de Óptica Quântica e Óptica Não Linear. São Paulo: SBF, 2012. v. 13. (Pôster)

PINTO RS, WETTER NU. **Multirod Nd:YAG resonator with polarization-dependent bifocal lens.** In: XXXIV Encontro de Física da Matéria Condensada, Águas de Lindóia, 2013 (ENFMC 2013). v. 1180. (Pôster)

PINTO RS, WETTER NU. **High quality CW diode-side-pumped single rod Nd:YAG laser,** 2013, Recife. In: VIII Simpósio de Lasers e Suas Aplicações, 2013. (Apresentação Oral).

### INTERNACIONAIS

PINTO RS, WETTER NU. **Highly efficient TEM<sub>00</sub> mode operation of a diode-side-pumped Nd:YAG rod Laser.** In: *Advanced Solid-State Lasers Congress*, G. Huber and P. Moulton, eds., OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper ATu3A.14.

PINTO RS, GESKUS D, WETTER NU. **45W CW TEM<sub>00</sub> mode diode-side-pumped Nd:YAG rod laser with linearly polarized beam.** In: *CLEO: 2014*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2014), paper JTh2A.82.

## Prêmios

Prêmio de melhor apresentação oral do VIII Simpósio de Lasers e Suas Aplicações. UFPE, Recife, 2013

# REFERÊNCIAS

- [1] LI, L. The advances and characteristics of high-power diode laser materials processing, **Optics and Lasers in Engineering**, v. 34, p. 231-253, 2000.
- [2] OSTERMEYER, M. et al. Diode-pumped Nd:YAG master oscillator power amplifier with high pulse energy, excellent beam quality, and frequency-stabilized master oscillator as a basis for a next-generation lidar system. **Applied optics**, v. 44, p. 582-590, 2005.
- [3] LÜ Y.F. et al. Efficient continuous-wave intracavity frequency-doubled Nd:YAG-LBO blue laser at 473 nm under diode pumping directly into the emitting level. **Laser Physics Letters**, v. 7, n. 1, p. 25-28, 2010.
- [4] FUJIKAWA, S.; KOJIMA, T.; YASUI, K. High-power and high-efficiency operation of a CW-diode-side-pumped Nd: YAG rod laser. **IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics**, v. 3, n. 1, p. 40-44, 1997.
- [5] MAGNI, V. Resonators for solid-state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability. **Applied optics**, v. 25, n. 1, p. 107 – 117, 1986.
- [6] LÖRTSCHER, J.; STEFFEN, J.; HERZIGER, G. Dynamic stable resonators: a design procedure. **Optical and Quantum Electronics**, v. 7, p. 505-514, 1975.
- [7] HANNA, D; SAWYERS, C., YURATICH, M. Large volume TEM<sub>00</sub> mode operation of Nd: YAG lasers. **Optics Communications**, v. 37, n. 5, p. 359-362, 1981.
- [8] YANG, H. 41 W cw TEM<sub>00</sub> ( $M^2 = 1.2$ ) 1064 nm beam generation from a diode-side-pumped Nd: YAG laser by use of a dual-telescopic optics configuration. **Optics communications**, v. 204, p. 263-266, 2002.
- [9] SUSUMU, K.; SHUICHI, F.; KOJI, Y. 206 W continuous-wave TEM<sub>00</sub> mode 1064 nm beam generation by a laser-diode-pumped Nd:YAG rod laser amplifier. **Applied Physics Letters**, v. 79, n. 17, p. 2696-2697, 2001.
- [10] MA, J. et al. Diode-side-pumped dynamic fundamental mode Nd: YAG laser generation by thermal stable resonator. *Proceedings of IEEE - International Conference on Mechatronics and Automation*, (2009).
- [11] XU, Y. et al. Compact high-efficiency 100-W-level diode-side-pumped Nd: YAG laser with linearly polarized TEM<sub>00</sub> mode output. **Applied Optics**, v. 29, n. 24, p. 4576-4580, 2010.
- [12] HIRANO, Y. et al. 208-W TEM<sub>00</sub> operation of a diode-pumped Nd: YAG rod laser. **Optics Letters**, v. 24, n. 10, p. 679-681, 1999.
- [13] OSTERMEYER, M. et al. Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single-and double-rod Nd: YAG lasers. **Applied optics**, v. 41, n. 36, p. 7573-7582, 2002.
- [14] GOLLA, D. et al. 62-W CW TEM<sub>00</sub> Nd: YAG laser side-pumped by fiber-coupled diode lasers. **Optics letters**, v. 21, n. 3, p. 210-212, 1996.

- [15] CERULLO, G.; DeSILVESTI, S.; MAGNI, V. High efficiency, 40 W cw Nd: YLF laser with large TEM<sub>00</sub> mode. **Optics communications**, v. 93, n. 1,2, p. 77-81, 1992.
- [16] MAIMAN, T. Stimulated optical radiation in ruby. **Nature**, v. 187, p. 493-494, 1960.
- [17] KEYES, R.J.; QUIST T.M. Injection luminescent pumping of CaF<sub>2</sub>:U<sup>3+</sup> with GaAs diode lasers. **Applied Physics Letters**, v. 4, n. 3, p. 50-52, 1964.
- [18] SEBASTIAN J. et al. High-power 810 nm GaAsP-AlGaAs diode lasers with narrow beam divergence. **IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 7, n. 2, 334338, 2001.
- [19] AL-MUHANNA, D. et al. High-power (>10W) continuous-wave operation from 100- $\mu$ m- aperture 0.97- $\mu$ m- emitting Al-free diode bars. **Applied physics letters**, v. 73, n. 9, 11821184, 1998.
- [20] Coherent. Diode Lasers. Disponível em <http://www.coherent.com/products/?1534/Diode-Lasers>. Acesso em: 29/05/2014.
- [21] KOECHNER, W. Solid state lasers engineering. 6<sup>a</sup>. Ed. New York: Springer. 2006.
- [22] GEUSIC, J.E.; MARCOS H.M.; VAN UITERT L.G. Laser oscillations in nd-doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnets. **Applied Physics**, v. 4, n. 10, p. 182, 1964.
- [23] KANCHANA VELEERAT E. et al. Crystal growth of high doped Nd:YAG. **Optical Materials**, v. 26, p. 337-341, 2004.
- [24] QI Y. et al. Nd:YAG ceramic laser obtained high slope-efficiency of 62% in high power applications. **Optics Express**, v. 13, p. 8725-8729, 2005.
- [25] LIU W. et al. High power single wavelength ceramic Nd:YAG laser at 1116 nm. **Optics and Laser Technology**, v. 46, p. 139-141, 2013.
- [26] LÜ, Q. et al. A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods. **Optical and Quantum Electronics**, v. 28, p. 57-69, 1996.
- [27] POLLAK T.M. et al. CW Laser Operation of Nd:YLF. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. QE-18, n. 2, p. 159-163, 1982.
- [28] JAKUTIS J. *Low Gain Nd:YLF lasers operating in the quase-three level transition and in Raman lasers*. 2012. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear – materiais) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012.
- [29] QIAN-JIN, C. et al, Highly Efficient Diode-Side-Pumped Six-Rod Nd: YAG Laser. **Chinese Physics Letters**, v. 25, n. 11, p. 3991-3994, 2008.
- [30] XIAODONG, Y. et al. High-beam-quality, 5.1J, 108Hz diode-pumped Nd:YAG rod oscillator–amplifier laser system. **Optics Communications**, v. 266, p. 39-43, 2006.
- [31] TIDWELL S.C. et al. Scaling CW Diode-End-Pumped Nd:YAG lasers to high average powers. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 28, n. 4, 1992.
- [32] POWEL, P.M. Diode-Pumped solid-state lasers: manufacturing matters. **Photonics Spectra**, v. 36, p. 70-77, 2002.
- [33] RP Photonics Encyclopedia. Quantum Defect. Disponível em [http://www.rp-photonics.com/quantum\\_defect.html](http://www.rp-photonics.com/quantum_defect.html) . Acesso em: 29/05/2014.
- [34] GUY S. et al. High-inversion densities in Nd:YAG: Upconversion and Bleaching. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 34, n. 3, p. 900-909, 1998.

- [35] KOECHNER, W. Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod. **Applied optics**, v. 9, n. 11, p. 2548-2553, 1970.
- [36] SONG, J. et al. 46 W TEM<sub>00</sub> Output Characteristic and Thermal Lensing Effect of VPS Laser Under LD Pumping Distribution Control. **Laser Physics**, v. 8, n. 3, p. 746-751, 1998.
- [37] HODGSON, N.; RAHLFF, C.; WEBER, H. Dependence of the refractive power of Nd:YAG rods on the intracavity intensity. **Optics and Laser Technology**, v. 25, n. 3, p. 179-185, 1993.
- [38] HUA, R.; WADA, S.; TASHIRO, H. Principles and limitations of a quarter-wave plate for reducing the depolarization loss from thermally induced birefringence in Nd: YAG lasers. **Optics communications**, v. 175, p. 189-200, 2000 .
- [39] KANDASAMY, R. et al. Analysis of birrefringence compensation using a quarter-wave plate in solid-state lasers. **Optical Review**, v. 7, n. 2, p. 149-151, 2000.
- [40] LÜ, Q. et al. A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods. **Optical and Quantum Electronics**, v. 28, p. 57-69, 1996
- [41] QING-LEI, M. et al. 108 W Nd: YAG ceramic laser with birefringence compensation resonator. **Optics Communications**, v. 283, p. 5183-5186, 2010.
- [42] CLARKSON W.A.; FELGATE, N.S.; HANNA D.C. Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers. **Optics Letters**, v. 24, p. 820-822, 1999
- [43] CERULLO, G. et al. Output power limitations in CW single transverse mode Nd: YAG lasers with a rod of large cross-section. **Optical and Quantum Electronics**, v. 25, p. 489-500, 1993.
- [44] WETTER, N.; MALDONADO, E.; VIEIRA, N. Enhanced efficiency of a continuous-wave mode-locked Nd:YAG laser by compensation of the thermally induced, polarization-dependent bifocal lens. **Applied optics**, v. 32, n. 27, p. 5280-5284, 1993.
- [45] SEIDEL, S. et al. Optimized resonators for high-average-power high-brightness Nd:YAG lasers with birefringence compensation. *Proceedings of Spie*, (1998).
- [46] WETTER, N.U.; CAMARGO, F.A.; SOUSA, E.C. Mode-controlling in a 7.5 cm long, transversally pumped, high power Nd:YVO<sub>4</sub> laser. **Journal of Optics A: Pure and Applied Optics**, v. 10, p. 104012, 2008.
- [47] WETTER, N.U.; DEANA, A.M. Diode-side-pumped Nd: YLiF<sub>4</sub> laser emitting at 1053 nm with 53.6% optical efficiency and diffraction-limited beam quality. **Laser Physics Letters**, v. 10, p. 035807, 2013.
- [48] KOGELNIK H.; LI T. Laser beams and resonators. **Applied Optics**. v.5, n. 10, 1966.
- [49] LAPORTA P.; BRUSSARD M. Misalignment sensitivity of laser-diode pumped solid-state lasers. **Optics Communications**, v. 85, p. 47-53, 1991.
- [50] DeSILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI, V. Misalignment Sensitivity of Solid-State Laser Resonators with Thermal Lensing. **Optics Communications**, v. 59, p. 43-48, 1986