



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

**Laser chaveado bombeado por diodos tipo "stack" para aplicações em
monitoração ambiental LIDAR**

FELIPE MAIA PRADO

**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
2022**

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

**Laser chaveado bombeado por diodos tipo "stack" para aplicações em
monitoração ambiental LIDAR**

Versão Corrigida

Versão Original disponível no IPEN

FELIPE MAIA PRADO

**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
2022**

Fonte de Financiamento: Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN)

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Como citar:

MAIA PRADO, F. ***Laser chaveado bombeado por diodos tipo "stack" para aplicações em monitoração ambiental LIDAR***. 2022. 6 f. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN-CNEN, São Paulo. Disponível em: <<http://repositorio.ipen.br/>> (data de consulta no formato: dd/mm/aaaa)

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema de geração automática da Biblioteca IPEN, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Maia Prado, Felipe
Laser chaveado bombeado por diodos tipo "stack" para aplicações em monitoração ambiental LIDAR / Felipe Maia Prado; orientador Niklaus Ursus Wetter. -- São Paulo, 2022.
61 f.

Dissertação (Mestrado) - Programa de Pós-Graduação em Tecnologia Nuclear (Materiais) -- Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo, 2022.

1. Lasers de estado sólido. 2. Chaveamento. 3. Neodímio. 4. Bombeado por diodo. 5. Nd:YLF4. I. Ursus Wetter, Niklaus, orient. II. Título.

AGRADECIMENTOS

À minha família, por todo o apoio e incentivo.

Ao Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter, pela orientação.

Aos técnicos e funcionários do CLA.

Aos colegas de laboratório.

Ao IPEN pela infraestrutura fornecida.

À CNEN pelo apoio financeiro.

Aos membros da banca, Dr. Sidney Leal da Silva e Dr. Eduardo Acedo Barbosa, pelos questionamentos e sugestões.

RESUMO

PRADO, Felipe Maia. **Laser chaveado bombeado por diodos tipo "stack" para aplicações em monitoração ambiental LIDAR**. 2022. 64 p. Dissertação (Mestrado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN – CNEN/SP. São Paulo.

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de ressonadores de Nd:YLF emitindo no comprimento de onda de 1053 nm. Inicialmente, foram construídos ressonadores simples e compactos que, com a utilização de um diodo de bombeio equipado com VBG, alcançaram valores recordes de eficiências ópticas e de inclinação, com o bombeio na banda de 800 nm. As configurações subsequentes tiveram como objetivo melhorar a qualidade do feixe a fim de obter um feixe limitado por difração. Bombeio direto do cristal Nd:YLF foi apresentado, com o comprimento de onda de 863 nm, em uma cavidade simétrica plano-plano com lentes cilíndricas. Nesta, foram alcançados valores expressivos em termos de eficiência de inclinação, para lasers de neodímio bombeados por diodos, enquanto mantendo uma operação monomodo para o regime QCW. Por fim, foram apresentados configurações de chaveamento passivo que alcançaram altas energias por pulso e o maior valor de potencia pico para um cristal Nd:YLF chaveado passivamente por um cristal de Cr:YAG.

Palavras-chave: Lasers de estado sólido, Chaveamento, Neodímio, Bombeado por diodo, Nd:YLF₄.

ABSTRACT

PRADO, Felipe Maia. **Q-Switched laser pumped by diode stack for applications in environmental monitoring LIDAR**. 2022. 64 p. Dissertation (Mestrado em Tecnologia Nuclear) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares – IPEN – CNEN/SP. São Paulo.

This work presents the development of several Nd:YLF resonators emitting at a wavelength of 1053 nm. Simple and compacted resonators were initially built and, using a pump diode equipped with VBG, reached record optical and slope efficiencies values, with the traditional pump at 800 nm. The following cavities aimed to improve the beam quality value. Direct pumping of the Nd:YY crystal was shown, with the wavelength 863 nm, in a plane-plane symmetrical resonator with intracavity cylindrical lenses. In this, the laser operation produced great values in terms of slope efficiency, for neodymium lasers pumped by diodes, while maintaining a monomode operation during QCW regime. Finally, passive Q-switching configurations were presented, with the Cr:YAG crystal, which reached high energies per pulse and the highest peak power value for a Nd:YLF crystal passively Q-switched by a Cr:YAG crystal.

Keywords: Solid-state lasers, Q-switch, neodymium, diode-pumped, Nd:YLF₄.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Termo	Descrição
CW	Onda contínua (<i>Continuous Wave</i>)
QCW	Onda quase contínua (<i>Quase Continuous Wave</i>)
SSL	Laser de estado sólido (<i>Solid State Laser</i>)
DPSSL	Laser de estado sólido bombeado por diodo (<i>Diode-Pumped Solid-State Laser</i>)
Nd:YLF	Granada de fluoreto de ítrio e lítio dopado com neodímio
DBMC	Controle de modo de feixe duplo (<i>Double Beam Mode Controlling</i>)
JBN	Jatos de Baixos Níveis
VBG	<i>Volume Bragg Grating</i>
AR	Antirreflexo
HR	Alta refletividade (<i>high reflectivity</i>)
OMM	Organização Meteorológica Mundial
LEAL	Environmental Applications Laboratory
CLA	Centro de Lasers e Aplicações
RMB	Reator Multipropósito Brasileiro
RPM	rotações por minuto
FWHM	Largura total na metade do máximo (<i>Full width at half maximum</i>)
LIDAR	Detecção e alcance de luz (<i>Light detection and ranging</i>)
TEM	Modo eletromagnético transversal (<i>Transverse electromagnetic mode</i>)
LASER	Amplificação de luz por emissão estimulada de radiação (<i>Light amplification by stimulated emission of radiation</i>)

LISTA DE FIGURAS

Figuras	Descrição	Página
Figura 1	Detalhe esquemático do feixe de dupla passagem pela face de bombeamento do meio ativo	18
Figura 2	Limiar de oscilação do modo TEM ₁₀ normalizado pelo limiar de oscilação TEM ₀₀ em função do coeficiente de absorção e do tamanho do feixe	19
Figura 3	Simulação da eficiência do laser como função de D e da variável genérica X	20
Figura 4	Coefficiente de absorção Nd:YLF	21
Figura 5	Imagens das simulações de energia por pulso e densidade de população	27
Figura 6	Imagens das simulações de temperatura e estresse no Nd:YLF depois do pulso de bombeio	27
Figura 7	Simulação no LASCAD da cavidade simétrica com lentes de f=100mm	28
Figura 8	Diagrama de estabilidade da cavidade simétrica com lentes de f=100mm gerado pelo LASCAD	29
Figura 9	Cristal Nd:YLF bombeado transversalmente e com ângulo de Brewster	30
Figura 10	Configuração de bombeio em 797 nm	31
Figura 11	Curva de potência vs corrente do diodo com VBG	32
Figura 12	Espectro de emissão do diodo com uma corrente de 142 A com a temperatura de 28 °C (esquerda) e temperatura de 33 °C (direita)	32
Figura 13	Gráfico de temperatura (°C) vs potência pico emitida (W) do diodo 797 nm com VBG	33
Figura 14	Configuração de bombeio em 863 nm	33
Figura 15	Curva de calibração	34
Figura 16	Ressonador de passe único com Nd:YLF bombeado em 797 nm	35
Figura 17	Cavidade de passe único com espelho de 10 m e l =20 cm	36

Figura 18	Ressonador com uma lente cilíndrica	37
Figura 19	Ressonador simétrico com duas lentes cilíndricas. A: bombeio em 863 nm (esquerda). B: bombeio em 797 nm (direita)	38
Figura 20	Ressonador de passe duplo	39
Figura 21	Ressonador de passe único com chaveamento passivo	40
Figura 22	Ressonador bombeado por diodo stack com chaveamento passivo	41
Figura 23	Ressonador de passe duplo com chaveamento passivo	41
Figura 24	Foto do ressonador de passe único	42
Figura 25	Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade M2 = 150 mm	42
Figura 26	Fit do M_x^2 da cavidade M1=150mm e l=10cm	43
Figura 27	Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade M1=10000 mm e l=10cm	43
Figura 28	Fit do M_x^2 da cavidade M1=10000mm	44
Figura 29	Ressonador de M1=150 mm e l=10 cm	44
Figura 30	Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade M1=10000 mm e l=30cm	45
Figura 31	Fit do M_x^2 da cavidade M1=10000mm e l=30cm	45
Figura 32	(A) Perfil do feixe produzido pela cavidade M1=150mm e l=10cm; (B) Perfil do feixe produzido pela cavidade M1=10000 e l=30cm	46
Figura 33	Ressonador de M1=10000 mm e l=20 cm com lente cilíndrica	46
Figura 34	Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade l=20cm com lente cilíndrica	47
Figura 35	Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade l=20cm com lente cilíndrica	47
Figura 36	Fit da cintura do feixe na direção horizontal	48
Figura 37	Curva de potência emitida vs potência absorvida CW e QCW	48
Figura 38	Medidas de M^2 - Bombeamento direto	49
Figura 39	Feixe QCW (esquerda) e feixe CW (direita)	49
Figura 40	Foto do ressonador de passe duplo	49
Figura 41	Gráfico de corrente vs potência emitida do ressonador de passe duplo	50

Figura 42	M2 do ressonador DBMC	51
Figura 43	Foto do ressonador de passe único com chaveamento passivo	51
Figura 44	Feixe chaveado ressonador de passe único com 31 mJ e 3 ns	51
Figura 45	Estabilidade da energia de pulso com 37 mJ e 852,5 ps	52
Figura 46	Pulso chaveado com 852,5 ps e energia de 37 mJ e 852,5 ps	53
Figura 47	Fit da cintura do feixe para laser com pulso de 37 mJ. H: M2 horizontal. V: M2 vertical	53
Figura 48	Foto dos Ressonadores de passe duplo com chaveamento passivo ..	54

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	13
1.1 Objetivos	15
1.1.1 Geral	15
1.1.2 Específicos	15
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	17
2.1 Laser de estado sólido bombeado por diodo (DPSSL)	17
3.2 Técnica de controle de modo por feixe duplo (DBMC)	19
3.3 Nd:YLF	21
3.4 Chaveamento	22
3 MATERIAIS, TÉCNICAS E MÉTODOS	24
3.1 Simulações	25
3.1.1 Energia de saída do laser chaveado	25
3.1.2 Limite de fratura por estresse do Nd:YLF	27
3.1.3 Tamanho do feixe intracavidade e diagramas de estabilidade	28
3.2 Configurações de bombeio	30
3.2.1 Bombeio em 797 nm	31
3.2.2 Bombeio em 863 nm	34
3.3 Ressonadores de passe único	35
3.4 Ressonadores de passe único com lentes cilíndricas	37
3.4.1 Ressonador simétrico com duas lentes cilíndricas	38
3.5 Ressonadores de passe duplo	39
3.6 Ressonadores de passe único com chaveamento passivo	40

3.6.1 Ressonador chaveado bombeado pelo diodo do tipo <i>stack</i>	41
3.7 Ressonadores de passe duplo com chaveamento passivo	42
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	43
4.1 Ressonadores de passe único	43
4.2 Ressonadores de passe único com lentes cilíndricas	47
4.2.1 Ressonador simétrico com duas lentes cilíndricas	48
4.3 Ressonadores de passe duplo	50
4.4 Ressonadores de passe único com chaveamento passivo	51
4.5 Ressonadores de passe duplo com chaveamento passivo	55
5 CONCLUSÃO	57
6 PRODUÇÕES BIBLIOGRÁFICAS	59
6.1 Trabalhos publicados em periódicos	59
6.2 Trabalhos completos publicados em anais de congressos	59
6.3 Trabalhos submetidos ou aceitos	59
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	60

1 INTRODUÇÃO

Para a instalação do Reator Multipropósito Brasileiro (RMB) em Iperó é necessário o licenciamento nuclear que passa, entre outras, pela determinação do modelo de transporte de ventos e de dispersão atmosférica do local para fins de estabelecer procedimentos para as atividades operacionais e também em situações de emergência. Para o estabelecimento do modelo foi feita uma campanha de medida de dados de dispersão atmosférica em Iperó durante o período de agosto de 2017 até julho de 2018 pelo grupo de Laser Environmental Applications Laboratory (LEAL) do Centro de Lasers e Aplicações (CLA) do IPEN, liderada pelo pesquisador Dr. Eduardo Landulfo do CLA, em colaboração com o Centro Tecnológico da Marinha em São Paulo (CTMSP), a Amazônia Azul Tecnologias de Defesa (Amazul) e a Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN). A existência de um modelo de dispersão de radionuclídeos ganhou uma importância adicional depois do grave acidente na planta nuclear de Fukushima Daiichi (Japão) que gerou recomendações internacionais adicionais emitidas pela Organização Meteorológica Mundial (OMM) [1,2]. Para a campanha realizada em Iperó foi empregado sistema de detecção e alcance de luz (LIDAR) da marca Leosphere, capaz de obter índices de recuperação até uma altura de 290 m acima do solo. A função mais importante deste equipamento é a determinação da altura acima do solo, direção e velocidade dos ventos, chamados de Jatos de Baixos Níveis (JBN), responsáveis pela dispersão dos poluentes. Embora a altura destes jatos se encontre frequentemente abaixo de 290 m, eles também ocorrem acima desta altura, por exemplo, entre 500 m e 700 m [2,3], uma altura não atingida pelo atual equipamento Windcube v2. Neste trabalho apresentamos um laser que é capaz de atingir camadas superiores da atmosfera, utilizando a técnica de chaveamento passivo com lasers de estado sólido bombeados por diodos.

O desenvolvimento de lasers de estado sólido bombeados por diodo semicondutor (DPSSL) que emitem na região de 1 μm é um campo de pesquisa muito ativo uma vez que eles são responsáveis por uma fatia de 40% da venda de lasers industriais. O Laboratório de Lasers do Centro de Lasers e Aplicações (CLA) desenvolveu uma tecnologia de laser proprietária que atinge as mais altas eficiências já reportadas e se destaca pela geometria que ao mesmo tempo é compacta, barata, robusta e eficiente. Trata-se de uma cavidade laser bombeada lateralmente que gera uma eficiência óptica acima de 63% e 65% de eficiência de inclinação [4]. Adicionalmente, este laser é polarizado e a tecnologia gera ação laser no modo fundamental gaussiano, limitado por

difração, como deve ser para medidas Doppler [2,3]. A tecnologia é leve e muito compacta (menor que 8 cm x 8 cm em área). Para comparação, o melhor resultado da literatura científica é de 49% de eficiência para um laser multimodo [5]. Através de vários projetos no passado esta tecnologia foi aperfeiçoada para diversas aplicações, como também lasers chaveados portáteis com energia por pulso de 2,5 mJ, taxa de repetição de 1.5 kHz e duração por pulso de 5 ns [6].

A eficiência dos lasers de estado sólido com bombeamento de diodo melhorou muito desde a década de 1990. O primeiro relato de neodímio como dopagem para cristais hospedeiros foi feito em 1961 por Johnson e Nassau em um laser de $\text{Nd}^{3+}:\text{CaWO}_4$ [7]. Desde então, tem sido amplamente utilizado em vários materiais hospedeiros substituindo outras terras raras devido às suas características favoráveis, como longa vida útil de fluorescência e larguras de linha de fluorescência estreitas em cristais com estrutura ordenada. Os cristais mais comuns são: granada de ítrio e alumínio (YAG), por suas propriedades mecânicas e térmicas proeminentes, Vanadato de Ítrio (YVO_4) e Vanadato de Gadolínio (GdVO_4), por sua birrefringência natural que causa emissão linearmente polarizada e uma banda de absorção maior. Matrizes de fluoreto de ítrio e lítio (LiYF_4 ou simplesmente YLF) apresentam uma vida útil do estado metaestável mais longa ($\sim 480 \mu\text{s}$), o que o torna adequado para pulsos de alta energia em operação de laser chaveadores e lasers bombeados por diodo. Apesar de seu baixo limiar de dano ($\sim 30 \text{ MPa}$), o cristal apresenta fatores que contribuem para a alta qualidade do feixe, como pequena birrefringência e variabilidade em baixa temperatura de seu índice de refração, juntamente com um fraco efeito de lente térmica ao emitir em 1053 nm [7-12].

Os lasers Nd:YLF têm uma vasta gama de aplicações, algumas delas incluem processamento de materiais, tratamentos médicos e odontológicos, LIDAR e até mesmo bombeamento de outros lasers [13-16]. Os comprimentos de onda de emissão menores, produzidos pelo Nd:YLF, são de grande interesse para muitas aplicações, como fotocoagulação da retina [17,18]. Eficiências extremamente altas de 64% em ótica e 72% em eficiência de declive foram relatadas por Damzen (2001) usando um cristal de Nd:YVO₄. A configuração óptica utilizada em seu trabalho teve o feixe de laser com incidência rasante dentro do meio ativo, resultando em uma reflexão interna total na face da bomba do cristal. Os ressonadores iniciais apresentados neste trabalho usam um ângulo muito maior na face do cristal, de aproximadamente $55,4^\circ$, permitindo que a cavidade atinja ótimas eficiências, apesar da seção transversal de absorção inferior do

Nd:YLF. Embora os ressonadores com bombeamento transversal tenham uma facilidade para o escalonamento de potência do que os com bombeados longitudinalmente, eles têm operação de modo fundamental menos eficiente devido à pior sobreposição entre o feixe de bombeio e o feixe laser [11-14].

A técnica mais comum para obter pulsos curtos altamente energéticos é usar um *master oscillator power amplifier* (MOPA). Embora esta abordagem seja mais eficiente e possa gerar maiores potências de saída e produzir feixes de melhor qualidade em altas potências de picos, também é muito mais complexa e cara, mais pesada e volumosa, exigindo múltiplos componentes ópticos e fontes de bombeio [19]. A técnica de chaveamento ativo pode resultar em maior eficiência, pois evita a perda de energia devido à absorção residual do absorvedor saturável, utilizado no chaveamento passivo, e também possui menos variações temporais na emissão do pulso chaveado, permitindo uma liberação temporal precisa do pulso. Por outro lado, o chaveamento passivo permite um design de cavidade muito mais simples e compacto, ao mesmo tempo que evita as fontes de alimentação de alta tensão, propensas a falhas de moduladores eletro e acústico-ópticos, pois apenas adiciona um absorvedor saturável. Além disso, no bombeamento quase contínuo (QCW), a variação temporal na emissão do pulso é menor em ordens de magnitude quando comparado ao bombeamento de onda contínua (CW), tornando-o comparável ao chaveamento ativo [20, 21].

1.1 Objetivos

1.1.1 Geral

Desenvolver um laser de estado sólido, bombeado por diodos do tipo *stack*, passivamente chaveado. Para uma possível complementação do modelo de transporte de ventos e de dispersão atmosférica, o laser precisa apresentar dezenas de milijoules de energia por pulso e possuir uma largura de pulso na ordem de nanosegundos.

1.1.2 Específicos

Desenvolver um ressonador de passe único, bombeado por um diodo equipado com *volume Bragg grating* (VBG), e testar configurações de ressonadores para melhorar a qualidade do feixe;

Conciliar uma excelente eficiência com uma boa qualidade de feixe, utilizando uma cavidade com espelhos planos e lentes cilíndricas para reduzir as perdas;

Comparar comprimentos de onda realizando o bombeio de uma mesma cavidade com um diodo de 863 nm e 797 nm;

Montar uma cavidade de passe duplo com a tecnologia DBMC e adicionar um cristal de Cr:YAG para fazer chaveamento passivo, nas cavidades de passe único e DBMC, enquanto bombeado por um diodo do tipo *stack*;

Esses objetivos ajudaram a escolher as melhores configurações de ressonadores, espelhos, o melhor comprimento de onda para aperfeiçoar o arranjo do laser chaveado passivamente.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Laser de estado sólido bombeado por diodo (DPSSL)

Lasers de estado sólido são compostos basicamente por três componentes: um meio ativo, espelhos que são responsáveis pela amplificação da luz gerada pelo meio ativo e uma fonte de bombeamento que provê a energia absorvida dentro do meio ativo. O meio ativo (geralmente um cristal ou um vidro hospedeiro dopado com um tipo de íon ativo) é responsável pela absorção da luz proveniente da fonte de bombeamento e pela inversão de população que permite a geração de fótons estimulados. Tradicionalmente as fontes de bombeamento são lâmpadas do tipo “*flash*” que causam uma eficiência total de tipicamente 3% (conversão de energia luminosa da lâmpada em energia luminosa do laser) [16]. O meio ativo dopado com neodímio é o mais utilizado atualmente dadas as suas características favoráveis em termos de eficiência. Com o invento dos lasers de semicondutor houve um aumento de eficiência muito grande devido ao fato que este tipo de laser emite luz numa banda de frequência estreita, quando comparada com a lâmpada, casando bem com a banda de absorção também estreita do íon ativo. As melhores eficiências para o bombeamento de cristais de neodímio com diodo (a temperatura ambiente) são da ordem de 30% até 65% dependendo do cristal hospedeiro.

Os lasers de estado sólido bombeados por diodo semicondutor podem ser separados em duas classes: lasers bombeados longitudinalmente e lasers bombeados transversalmente. Na primeira classe, o feixe de bombeamento e o feixe laser produzido pelo meio ativo são mais ou menos colineares e geralmente com secção circular. Na segunda classe, o feixe de bombeamento e o feixe laser propagam em direções ortogonais, sendo que o feixe de bombeamento corriqueiramente tem uma secção em formato retangular com razão de aspecto em torno de 100 para 1 [13-15].

Os lasers bombeados longitudinalmente permitem um alto grau de sobreposição entre os dois feixes o que gera uma série de grandes vantagens deste tipo de arranjo laser. Em primeiro lugar, uma boa sobreposição garante que praticamente toda a potência de bombeamento seja aproveitada pelo laser. Em segundo lugar, é fácil obter um modo espacial laser de alta qualidade que seja limitado por difração: utilizando uma óptica especial (diodo acoplado à fibra), é possível fazer com que o feixe de bombeamento seja circular e com distribuição espacial de potência próxima ao modo eletromagnético transversal (TEM) (modo que pode ser limitado por difração e que é o modo de mais alta

qualidade óptica) do laser. O bombeamento longitudinal permite essencialmente a utilização de apenas dois feixes de bombeamento: um na entrada e outro na saída do feixe pelo meio ativo [3,4]. Já o bombeamento transversal permite a utilização de muitos diodos de bombeamento uma vez que estes diodos podem ser colocados ao longo do meio ativo e não somente na entrada e na saída. Portanto, o bombeamento longitudinal apresenta limites em termos de potência do laser uma vez que para um bombeamento excessivamente forte e intenso, o aquecimento local causado pela absorção leva a uma fratura do cristal [5,7]. Mesmo bem abaixo do limite de fratura, o gradiente térmico causado pela absorção representa um problema. Os efeitos termo-ópticos causam fortes distorções no feixe e induzem uma lente térmica no meio ativo em função da potência de bombeamento.

Os lasers transversalmente bombeados permitem aliviar estes efeitos pelo fato que a potência de bombeamento pode ser distribuída ao longo do cristal. Porém, eles não conseguem gerar com facilidade feixes limitados por difração pelo fato que a absorção não esteja colinear com o feixe laser. A energia absorvida e não aproveitada pelo modo TEM_{00} pode dar início à oscilação de modos superiores. Adicionalmente, o bombeamento transversal causa um gradiente térmico mais complexo do que o bombeamento longitudinal cujo gradiente térmico costuma ser quadrático e ter simetria radial e, portanto, é de mais fácil correção.

Para quantificar a qualidade de um modo laser é utilizado o parâmetro M^2 . A melhor qualidade de feixe, correspondendo ao feixe limitado por difração tem M^2 igual à unidade. Feixes piores em termos de qualidade têm M^2 maior. Consideremos daqui em diante feixe de qualidade bom um feixe no modo TEM_{00} , ou seja, com M^2 de 1 até 1,5 [4,5].

Existem diversas configurações para melhorar a qualidade do modo do feixe laser no bombeamento transversal. Podemos separar novamente estas configurações em duas classes: uma classe que força a ocorrência do modo de alta qualidade através da introdução de perdas maiores para os modos de ordem superior (com M^2 acima de 1,5). A outra classe de dispositivos causa um favorecimento do modo TEM_{00} por meio de um ganho maior para este modo em relação aos modos superiores [13-15].

Outra maneira consiste em criar um modo TEM_{00} tão grande que ele engloba praticamente todo volume bombeado ou pelo menos tão grande que o remanescente

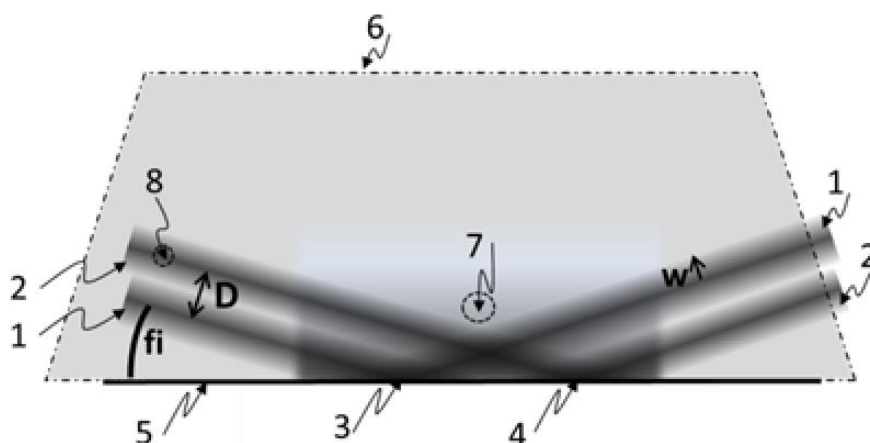
volume invertido não seja suficiente para permitir a oscilação de um modo maior. Estes dispositivos necessitam geralmente de óptica cilíndrica ou telescópica para criar os feixes fortemente assimétricos necessários para cobrir todo volume de ganho.

Outra maneira de causar um favorecimento do modo TEM_{00} por meio de um ganho maior para este modo em relação aos modos superiores utiliza o fato de que existe competição pelo ganho quando dois ou mais feixes propagam lado ao lado e com certo grau de sobreposição entre as suas secções transversais por dentro da região de ganho. Se o grau de sobreposição e a largura do feixe forem escolhidos corretamente, o modo de ordem mais alto não é capaz de obter um ganho líquido maior do que o modo fundamental [5-8].

2.2 Técnica de controle de modo por feixe duplo (DBMC)

A técnica faz uso de três artifícios que juntamente garantem alta eficiência laser, operação em modo TEM_{00} e escalabilidade em potência: 1. A reflexão interna total na face de bombeamento do meio ativo pelo modo laser; 2. A utilização de duas passagens do modo laser pela face de bombeamento, sendo que a posição dos dois feixes e o seu tamanho são precisamente controlados através dos parâmetros da cavidade e laser ou outros dispositivos que atingem o mesmo fim; 3. A otimização desta geometria em função dos parâmetros espectroscópicos do meio ativo e da fonte de bombeamento [8-11].

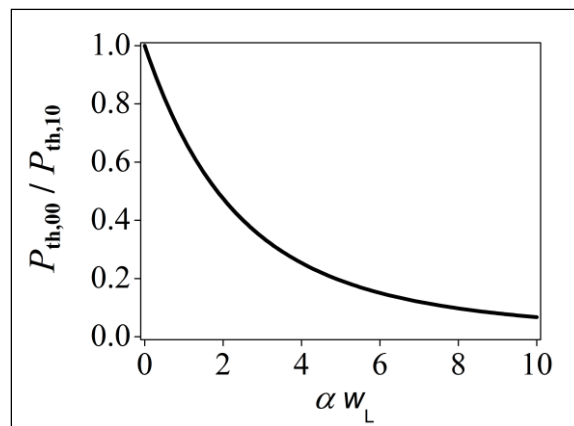
Figura 1: Detalhe esquemático do feixe de dupla passagem pela face de bombeamento do meio ativo



O primeiro artifício garante que, para baixa potência de bombeamento, no limiar laser, o modo TEM_{00} sempre é o primeiro a oscilar [4]. Este feito se obtém por meio de uma reflexão interna total (3) na face de bombeamento (5) do meio ativo (6) da Figura 1.

Desta maneira, o centro do modo laser oscilante (8) fica exposto na superfície de bombeamento (5) na hora da reflexão (3). Como a inversão de população (7), que é responsável pelo ganho e, portanto, eficiência do laser é maior quanto mais perto se chega à superfície, o centro do feixe recebe o ganho maior durante a reflexão. Acontece que o modo TEM_{00} é o modo de maior densidade de potência no centro entre todos os modos existentes e normalizados em potência. Portanto, em casos em que a área ocupada pela reflexão interna total coincide com a área de incidência do feixe de bombeamento, sempre o modo TEM_{00} será o primeiro a oscilar [6,9]. Isto pode ser demonstrado matematicamente e é mostrado na Figura 2. Nesta figura, o eixo horizontal representa valores do produto de α com w , aonde α é o valor do coeficiente de absorção efetivo do bombeamento pelo cristal (cuja unidade é $1/cm$) e w é o raio do feixe dentro do cristal (cuja unidade é cm). O eixo vertical corresponde ao limiar de bombeamento para início da oscilação laser em modo TEM_{00} (P_{th00}) dividido pelo limiar de bombeamento para início da oscilação laser no próximo modo superior, TEM_{10} (P_{th10}). O gráfico mostra que, para todos os coeficientes de absorção e todos tamanhos de feixe no local da reflexão, o limiar de oscilação laser para o TEM_{00} sempre é menor do que para modos superiores [8,13].

Figura 2: Limiar de oscilação do modo TEM_{10} normalizado pelo limiar de oscilação TEM_{00} em função do coeficiente de absorção e do tamanho do feixe.

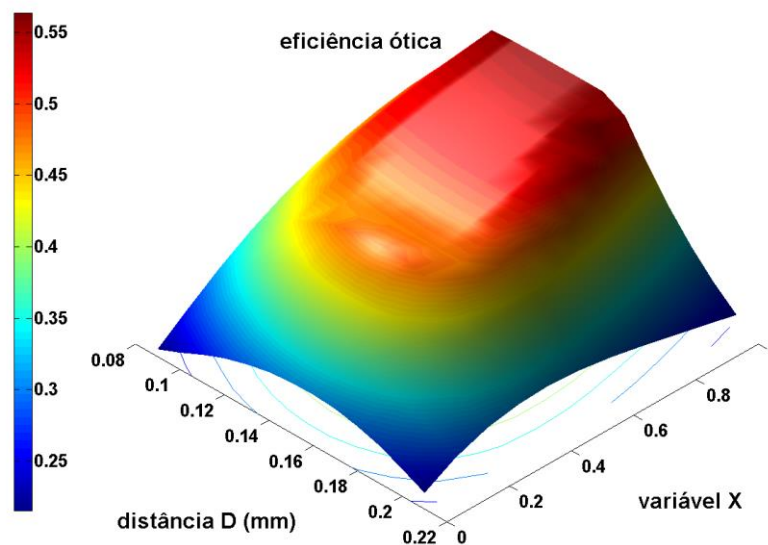


O segundo artifício garante que, mesmo com um aumento da potência de bombeamento, nenhum modo superior começa a oscilar. Para este fim o feixe intracavidade (1) da figura 1 que sofreu reflexão interna (3) é enviado uma segunda vez (2) para a face de bombeamento (5) do meio de ganho (6) e sofre nela novamente uma reflexão interna total (4). Os dois feixes são separados lateralmente na direção do feixe de bombeamento por uma distância D tal que existe um grau de sobreposição entre eles de maneira que modos mais altos não obtêm um ganho líquido mais alto que o

fundamental [10]. Adicionalmente, os dois modos em conjunto devem cobrir praticamente todo volume de ganho invertido (7) a tal ponto que mesmo para potências de bombeamento alto não existe sobra de volume invertido suficiente para permitir a oscilação de modos de ordem mais altos. Para este fim, é necessário um ajuste do diâmetro do feixe (w), da absorção do meio de ganho (σ), da separação D entre os dois feixes e do ângulo de incidência (f_i) na superfície de bombeamento.

A otimização é efetuada calculando a potência de saída de uma determinada configuração para cada modo oscilante. Para calcular a potência de saída numa determinada configuração com ou sem sobreposição entre os feixes, pode-se utilizar a teoria de Kubodera e Otsuka [22]. A mesma teoria permite calcular qual o modo que vai oscilar numa determinada configuração. Na Figura 3 observa-se uma otimização em função da distância (D) entre os dois feixes e de uma variável genérica X .

Figura 3: simulação da eficiência do laser como função de D e da variável genérica X .



Quando X é igual a 0, o laser é otimizado para um meio ativo de Nd:YLF de baixa dopagem (0,7 mol%) e quando X é igual a 1, o laser é otimizado para um meio com dopagem de 1 mol%. Entre outros parâmetros de cavidade mudam a transmissão do espelho e o tamanho do foco de bombeamento no cristal.

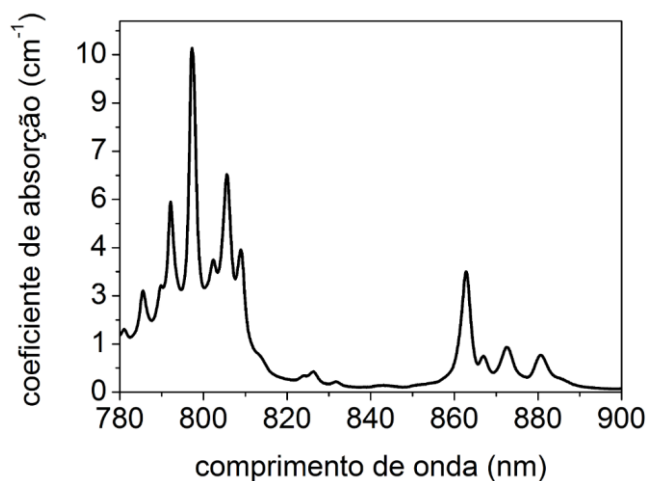
2.3 Nd:YLF

O uso de neodímio como um material para dopagem de meios ativos de estado sólido foi primeiramente reportado no ano de 1961, em uma matriz de CaWO_4 [7,23]. E

atualmente continua sendo um material com muitas aplicações, os cristais mais comuns dopados com neodímio são os Nd:YAG, por conta da suas ótimas qualidades mecânicas, o Nd:YVO₄ e Nd:GaVO₄, por conta da emissão linearmente polarizada, e o Nd:YLF₄, por conta da sua pequena birrefringência, baixa variabilidade do índice de refração em função da temperatura, e longo tempo de vida dos elétrons no estado excitável [3-4].

Tradicionalmente, o Nd:YLF, assim como os outros cristais dopados com neodímio, são bombeados na banda de 800 nm, por conta do pico do coeficiente de absorção do cristal nesta região, conforme ilustrado no gráfico apresentado na Figura 4. Porém, trabalhos reportaram vantagens de aproveitar outros picos no espectro do Nd:YLF, isto apresenta vantagens na menor contribuição de calor no cristal e menor defeito quântico, quando comparado com o bombeio tradicional [24,25].

Figura 4: Coeficiente de absorção Nd:YLF



O longo tempo de vida no estado meta estável do Nd:YLF, quatro vezes maior que a do Nd:YAG por exemplo, faz com que este seja uma excelente opção para aplicações de lasers chaveados, uma vez que é possível utilizar pulsos de bombeios ainda mais longos e, conseqüentemente, atingir uma inversão de população ainda maior.

2.4 Chaveamento

Chaveamento, ou *Q-switching*, é uma técnica utilizada para se obter pulsos altamente energéticos e com uma duração extremamente curta [7,16]. O funcionamento é dado pelo bloqueio temporário da ação laser enquanto o meio ativo continua a ser bombeado, isto causa que, durante o bloqueio, seja atingida uma inversão de população quase que completa do meio ativo. Quando o bloqueio for removido, o ganho acumulado

será muito maior que as perdas iniciais da cavidade, gerando assim um pulso extremamente curto, geralmente na ordem de nanossegundos, e altamente energético [16,17].

Existem duas formas de realizar o chaveamento: o chaveamento ativo, onde um elemento eletro-óptico ou acusto-óptico é introduzido no ressonador a fim de realizar o bloqueio de forma controlada; e o chaveamento passivo, onde geralmente é utilizado um absorvedor saturável, como o Cr:YAG, que dada uma fluência inicial apresenta um valor de transmissão, porém, ao atingir a saturação, vira praticamente transparente, permitindo que o feixe chaveado possa ser emitido. As vantagens do chaveamento ativo estão presentes na capacidade de controlar muito bem o bloqueio e a abertura do feixe, permitindo que a inversão de população atingida seja mais bem aproveitada. Porém, esta técnica requer equipamentos muitas vezes mais caros e complexos de programar. Por outro lado, chaveamento passivo é mais barato e não requer cuidado especial para adicionar na configuração do ressonador, a não ser a escolha da transmissão inicial e o melhor absorvedor saturável para a aplicação [25-28].

As equações de chaveamento que expressam valores de energias e duração de pulsos são escritas em função das populações iniciais e finais dos cristais. Desta forma, a solução é feita por meio de algoritmos de métodos numéricos. Porém, é possível calcular de forma analítica valores de energias, larguras de pulsos e até mesmo o melhor acoplador de saída de um laser chaveado em função de uma variável adimensional $z = 2g_0l/\delta$, onde δ são as perdas de uma volta completa no ressonador e $2g_0l$ é o chamado ganho de pequeno sinal logarítmico [7,19].

Desta forma, a energia de saída de um pulso chaveado pode ser calculada pela equação:

$$E_{\text{out}} = E_{\text{sc}}(z - 1 - \ln z) \quad (1)$$

E_{sc} é um fator de proporcionalidade, com unidade de energia, definido por $E_{\text{sc}} = \frac{A h\nu \delta}{2\sigma}$, onde A é a área da seção transversal do feixe; $h\nu$ é a energia do fóton; δ são as perdas da cavidade, em uma volta; $E \sigma$ é a seção de choque de emissão estimulada.

A duração do pulso chaveado, medido na meia altura, pode ser calculada de forma analítica pela seguinte equação [7]:

$$t_p = \frac{t_r}{\delta} \left(\frac{\ln z}{z[1-a(1-\ln a)]} \right) \quad (2)$$

t_r é o tempo que o fóton demora para dar uma volta completa no ressonador ($t_r = 2L/c$); a é definido por $a = (z - 1)/(z - \ln z)$.

3 MATERIAIS, TÉCNICAS E MÉTODOS

3.1 Simulações

3.1.1 Energia de saída do laser chaveado

Para determinar parâmetros como a melhor configuração de bombeio, o tamanho do feixe incidente no cristal, a potência pico do diodo de bombeio, e determinar a absorção do absorvedor saturável e a transmissão do acoplador de saída, foi utilizado um software escrito no MatLAB (2009) baseado na solução por método numérico das equações transcendentais baseadas nas densidades de população dos cristais Nd:YLF e Cr:YAG [29,30].

Inicialmente, definimos uma taxa de bombeio (TB) que é proporcional ao fluxo de bombeio (FB) a menos de uma exponencial que leva em conta a secção de choque de absorção do bombeio (σ_P), a densidade de população do nível não excitado (N_0) e o comprimento do meio ativo (L).

$$TB = FB (1 - e^{\sigma_P \cdot N_0 \cdot L}) \quad (3)$$

De forma simplificada, a emissão estimulada (EE) pode ser escrita da seguinte forma:

$$EE = (OB_S \cdot N_4 - OB_i \cdot N_1) \cdot \sigma_L \cdot c \cdot D_f \quad (4)$$

Onde, σ_L é a secção de choque de emissão laser; OB_S é o fator de ocupação de Boltzmann do nível superior laser; OB_i é o fator de ocupação de Boltzmann do nível inferior laser; E D_f é a densidade de fótons.

Assim, definimos as densidades de população nos diferentes níveis de energia de um cristal de Nd:YLF em termos de do decaimento espontâneo (N_i / τ_i), onde N_i e τ_i são os valores de população de um determinado nível i o seu respectivo tempo de vida, respectivamente.

A densidade de população do nível não excitado é dada pelo decaimento espontâneo do nível ${}^4I_{11/2}$ e do nível ${}^4I_{13/2}$ com uma constante de proporcionalidade β , relacionada à probabilidade de ocorrer emissão do nível N_2 para o N_0 . Como a população do nível não excitado é depletada com o início de bombeio do cristal, adicionamos um termo negativo da taxa de bombeio:

$$N_0 = -TB + \frac{N_1}{\tau_1} + \frac{\beta_{20}N_2}{\tau_2} \quad (5)$$

A densidade de população do nível inferior laser (${}^4I_{11/2}$), assim como o caso anterior, cresce com o decaimento espontâneo dos níveis superiores, porém é reduzida com a própria emissão espontânea. Por ser o nível inferior da emissão laser ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, acrescentamos a emissão estimulada neste nível:

$$N_1 = EE + \frac{\beta_{41}N_4}{\tau_4} + \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{N_1}{\tau_1} \quad (6)$$

Desta forma, definimos os outros níveis energéticos do cristal Nd:YLF mais relevantes para a emissão laser. A densidade de população do nível ${}^4I_{13/2}$ (N_2), do nível ${}^4I_{15/2}$ (N_3), do nível superior laser ${}^4F_{3/2}$ (N_4), onde retiramos a emissão espontânea, e o nível de bombeio ${}^4F_{5/2}$ (N_5) são definidos da seguinte forma:

$$N_2 = \frac{\beta_{42}N_4}{\tau_4} + \frac{N_3}{\tau_3} - \frac{N_2}{\tau_2} \quad (7)$$

$$N_3 = \frac{\beta_{43}N_4}{\tau_4} - \frac{N_3}{\tau_3} \quad (8)$$

$$N_4 = -EE + \frac{N_5}{\tau_5} - \frac{N_4}{\tau_4} \quad (9)$$

$$N_4 = TB + \frac{N_6}{\tau_6} - \frac{N_5}{\tau_5} \quad (10)$$

A densidade de população do nível não excitado do absorvedor saturável foi definida por:

$$N_Q = -\sigma_S \cdot c \cdot D_f \cdot N_Q + \frac{(N_0 - N_Q)}{\tau_Q} \quad (11)$$

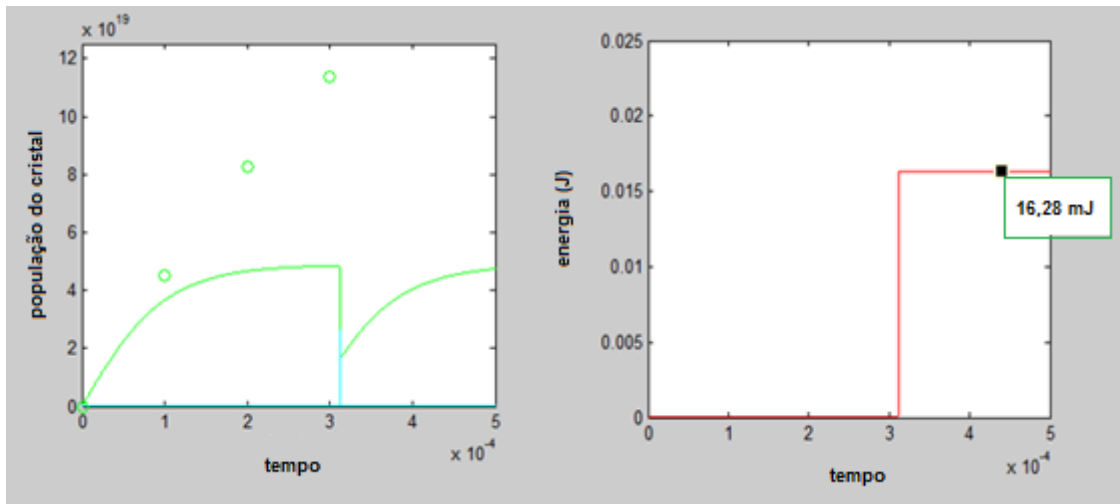
Já a densidade de fótons dentro do ressonador é possui a seguinte forma:

$$D_f = \frac{L}{L_R} (EE + SF) + \log(T \cdot R_{as}) - \frac{L_Q \cdot \sigma_S \cdot c}{2 L_R} \quad (12)$$

Onde, L_R é o comprimento do ressonador; ST é um número de fótons iniciais dentro da cavidade; R_{as} é a refletividade do acoplador de saída; T é a transmissão da cavidade, em uma volta completa; L_q é o comprimento de absorção do chaveador; σ_S é a seção de choque de absorção do chaveador no estado não excitado;

Utilizando o software com as equações descritas aqui, realizamos simulações para verificar a viabilidade de bombear um cristal de Nd:YLF com um chaveador de Cr:YAG para obter um único pulso energético. A Figura 5 mostra a população do cristal Nd:YLF e a energia do primeiro pulso laser, após aproximadamente 300 μ s depois do início do bombeio.

Figura 5: Imagens das simulações de energia por pulso e densidade de população



O melhor resultado foi obtido com um feixe de 1,1 mm na horizontal e 170 μ m na vertical, bombeado por 1800 W, um acoplador de saída de 45% de refletividade e um absorvedor saturável de 80% de transmissão inicial. Com esta configuração, um pulso chaveado de 16 mJ foi obtido, conforme indicado na Figura 6.

3.1.2 Limite de fratura por estresse do Nd:YLF

Uma das maiores limitações no escalonamento da potência de bombeio é dada pelo limite de fratura por estresse induzido termicamente no cristal laser, utilizado como meio ativo, causado pelo gradiente de temperatura formado durante o pulso de bombeio [31,32]. Como o cristal Nd:YLF apresenta um limite de fratura baixo (~ 30 MPa) quando comparado com outros cristais de neodímio, utilizados em lasers passivamente chaveados, como o Nd:YAG ou o Nd:YVO, realizaram-se simulações para verificar os limites de potência, duração de pulso, e taxa de repetição utilizados pelo diodo stack de 1800 W.

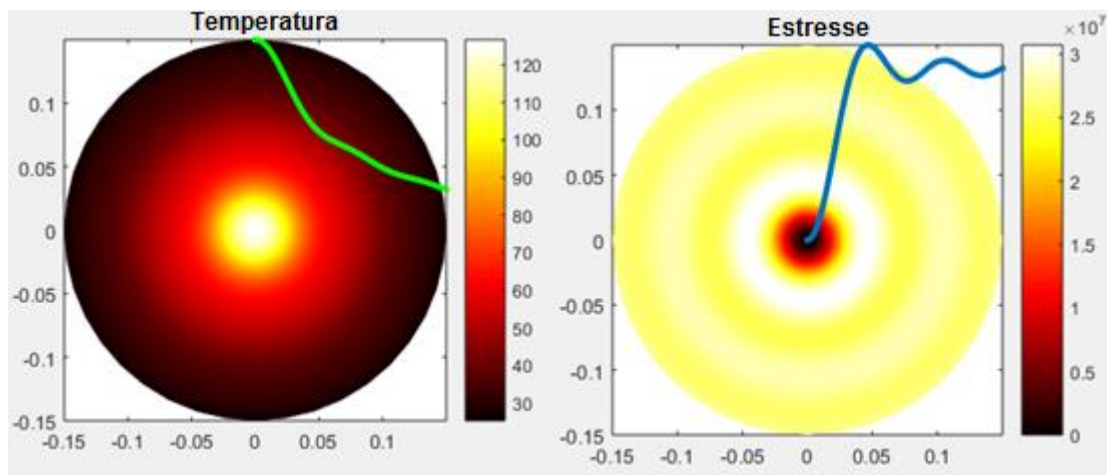
A simulação teve como base a teoria desenvolvida por [31], neste trabalho os autores derivam expressões analíticas para a distribuição de tensões termicamente induzidas em um cristal de Nd:YLF. O programa computacional, desenvolvido com base

nesta teoria no software MatLab (2009), objetivou-se avaliar dois cenários para verificar o limite da configuração de bombeio.

No primeiro cenário analisamos se após o término de um único pulso de bombeio, com a potência pico de 1800 W, o cristal conseguiria voltar ao estado inicial de temperatura e estresse no período de relaxação. No segundo caso verificamos se o limite de fratura termicamente induzido de 30 MPa é superado em algum momento durante o pulso de bombeio.

Para verificar a presença de tensão residual após o período de relaxação foi definido em 200 ms, correspondente à uma taxa de repetição de 5 Hz e uma largura de pulso de 350 μ s do diodo de bombeio. A Figura 6 mostra o resultado final do cristal bombeado por uma potência de 1800 W e um feixe de 4 mm x 100 μ m na horizontal e vertical, respectivamente.

Figura 6: Imagens das simulações de temperatura e estresse no Nd:YLF depois do pulso de bombeio.



Como se pode verificar, o maior valor de estresse chega a alcançar pouco mais que 30 MPa durante o bombeio. Desta forma, aumentamos o feixe de bombeio até que as simulações mostraram que seria possível bombear o cristal de Nd:YLF na potência máxima do diodo do tipo *stack*. Utilizamos como base um feixe de 5 mm x 150 μ m na horizontal e vertical, respectivamente.

3.1.3 Tamanho do feixe intracavidade e diagramas de estabilidade

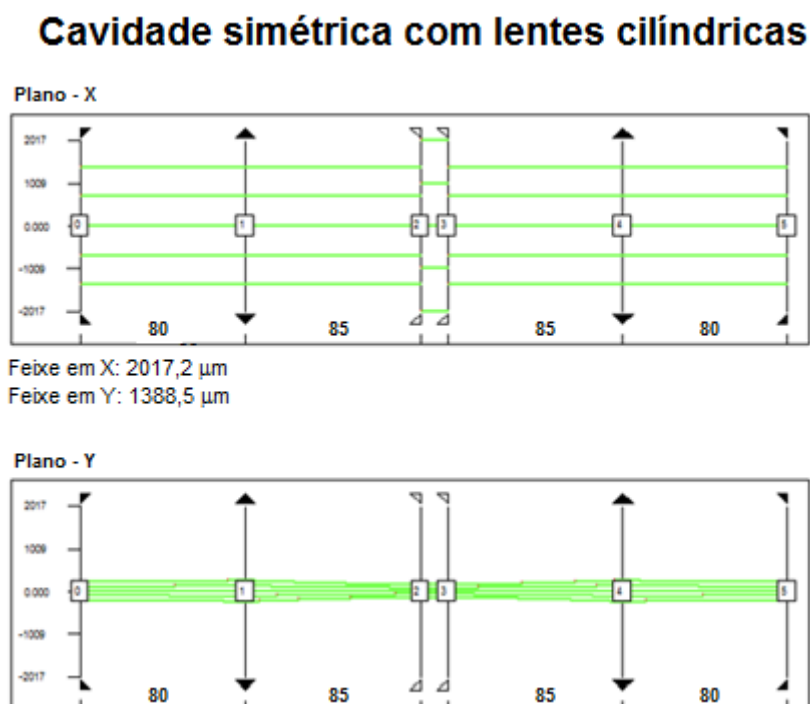
Para determinar o tamanho dos feixes dentro dos ressonadores desenvolvidos neste trabalho, utilizamos um software comercial chamado LASCAD (versão 3.6.1). Neste é possível adicionar elementos ópticos como espelhos, meios com índices de

refração distintos, lentes cilíndricas e esféricas. O software realiza uma abordagem de *ray tracing* e resolução de matrizes ABCD para calcular o diagrama de estabilidade e alterações no tamanho do feixe dentro da cavidade, como descrito na referência [33].

A utilização do software foi de extrema importância para otimizar o tamanho do feixe dentro do meio ativo, a fim de conciliar uma melhora na qualidade de feixe com o limite de tamanho do feixe para que não ocorra perdas por difração das bordas dos cristais. Quando maior o modo laser dentro do meio ativo, menor a oscilação dos modos de ordem superiores e uma maior qualidade de feixe é atingida. Porém, um feixe que é 1,5 vezes menor que uma determinada abertura gera significativas perdas por difração, perdas essas que são um grande limitante de eficiência dos ressonadores de passe único.

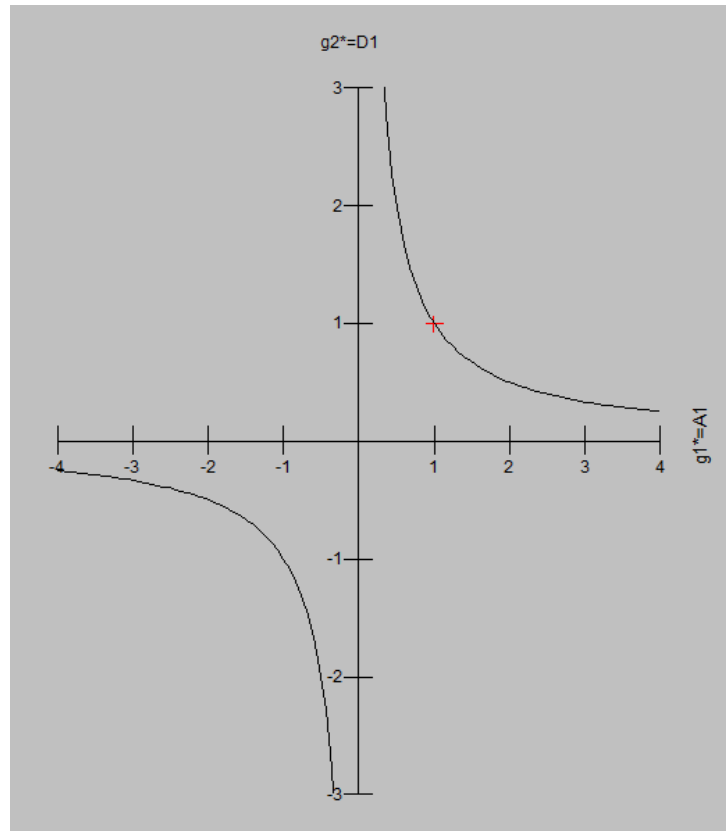
A Figura 7 apresenta a simulação de uma cavidade simétrica de passe único com lentes cilíndricas intracavidades, mais informações destas cavidades são descritas no tópico 3.4.1 desta dissertação. Na imagem podemos verificar que o feixe intracavidade possuiu dimensões máximas e mínimas de 2017,2 μm e 1388,5 μm na direção horizontal, respectivamente, e dimensões máximas e mínimas de 248,7 μm e 154,87 μm na direção vertical, respectivamente.

Figura 7: Simulação no LASCAD da cavidade simétrica com lentes de $f=100\text{mm}$



A Figura 8 apresenta o diagrama de estabilidade desta cavidade. Como podemos verificar, este ressonador se encontra no limite de estabilidade com os presentes componentes ópticos.

Figura 8: Diagrama de estabilidade da cavidade simétrica com lentes de $f=100\text{mm}$ gerado pelo lascad



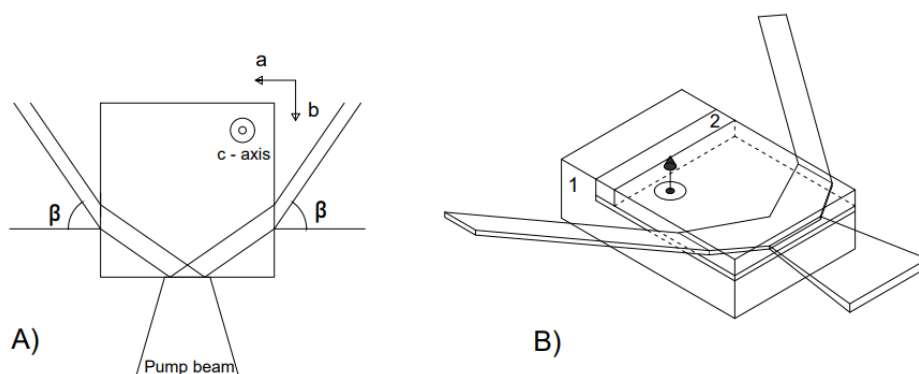
De forma a otimizar as configurações dos ressonadores, simulações como essas apresentadas aqui foram realizadas para cada uma das cavidades descritas nos próximos tópicos.

3.2 Configuração de bombeio

Os ressonadores desenvolvidos utilizaram uma configuração baseada nas cavidades de incidência rasante (*grazing incidence*) [16]. Nestes ressonadores, o feixe laser entra no cristal com um ângulo θ , dependente da transição desejada do cristal, e sofre uma reflexão interna total (RIT) na face de bombeamento. A vantagem desta abordagem é expor o feixe na área de maior inversão de população do cristal, gerando um maior aproveitamento da região de ganho do meio ativo.

No trabalho [16] foi obtido um valor de 64% e 72% de eficiência óptica e eficiência de inclinação, respectivamente, com o meio ativo Nd:YVO₄ utilizando uma cavidade de incidência rasante, porém com um θ pequeno. Nas configurações realizadas neste trabalho adotou-se uma incidência em ângulo de Brewster (55.4° para a transição σ do Nd:YLF). Este ângulo maior de incidência é vantajoso, no caso do Nd:YLF, devido ao menor coeficiente de absorção (10 cm² em 797 nm), fornecendo um comprimento de absorção maior e o ângulo maior um melhor aproveitamento da energia de bombeio. Conforme ilustrado nas Figuras 9A e 9B.

Figura 9: Cristal Nd:YLF bombeado transversalmente e com ângulo de Brewster



Neste trabalho bombeamos cristais de Nd:YLF, com 1% de dopagem, em dois comprimentos de onda. Para isso, utilizamos diodos lasers emitindo em 797 nm, atingindo um maior coeficiente de absorção, e em 863 nm, atingindo menores defeitos quânticos e menor contribuição térmica para o meio ativo.

3.2.1 Bombeio em 797 nm

O bombeio de cristais de Nd:YLF na região de 800 nm é a forma mais comum na literatura [5-12]. Isto se deve ao alto valor do coeficiente de absorção nesta banda, dobro do pico em 863 nm. Outra vantagem é que diodos que emitem neste comprimento de onda possuem preços mais acessíveis, quando comparados com diodos de 863 nm com um bom estreitamento espectral.

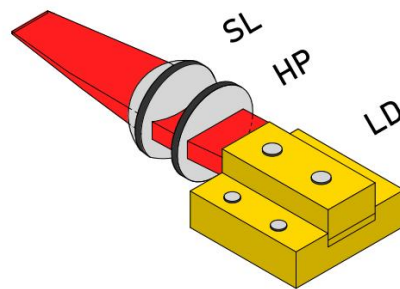
Para realizar o bombeio em 797 nm utilizaram-se diodos QCW equipados com VBG (fabricante: Northon Grump) com largura espectral de 0,5 nm (FWHM). Os diodos foram operados com uma taxa de repetição de 5 Hz e uma largura de pulso de 350 μ s, este ciclo útil foi determinado pelo fabricante e deve ser mantido para garantir o estreitamento do espectro de emissão do diodo. Os primeiros ressonadores utilizaram um

único diodo equipado com VBG com potência pico de 150 W. Porém, na configuração *stack* foram utilizados um total de 12 barras de diodo totalizando uma potência pico de bombeio de 1800 W.

Em ambos os casos, uma placa de $\lambda/2$ (HP) foi utilizada para rotacionar a polarização dos diodos até ficarem com a emissão paralela ao eixo-c do cristal, coincidindo com o pico de absorção em 797 nm da transição π do Nd:YLF.

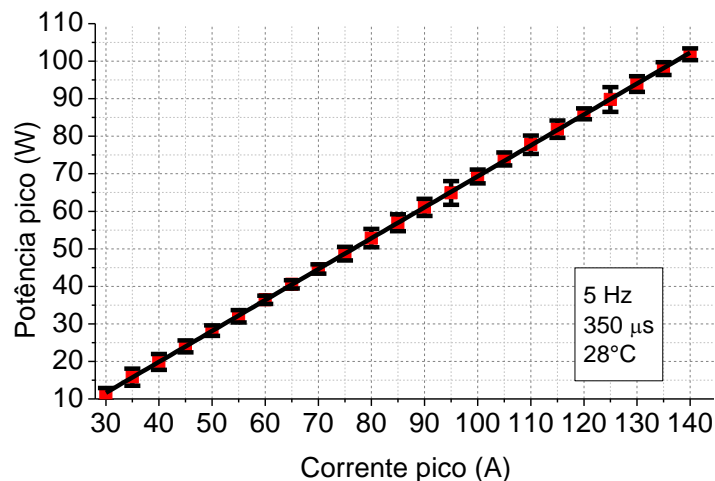
O feixe de bombeio foi focalizado por uma lente biconvexa (SL) na face do cristal, para realizar uma melhor sobreposição do feixe de bombeio e feixe laser. A Figura 10 apresenta um esquema do bombeio utilizado.

Figura 10: configuração de bombeio em 797 nm



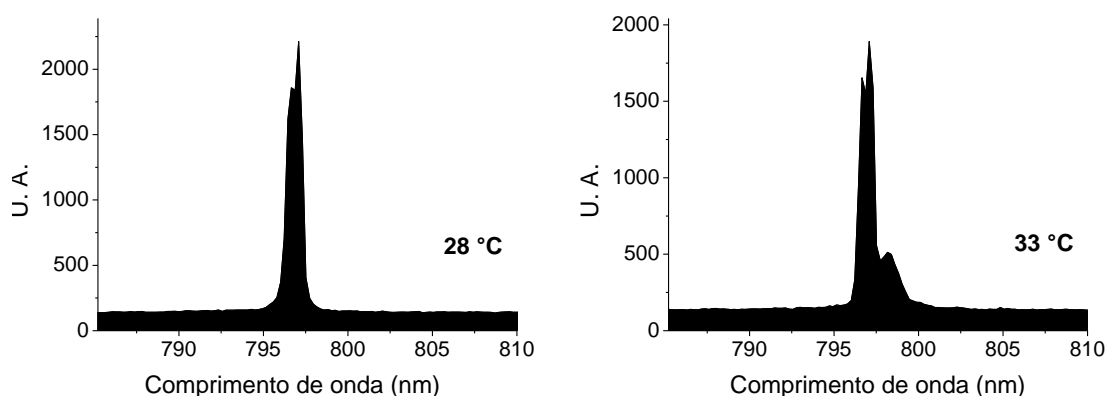
Por conta do VBG, estes diodos não podem ser operados de forma contínua. E a potência incidente do diodo foi controlada pela corrente fornecida pela fonte. A Figura 11 apresenta uma curva típica de potência pico emitida vs corrente realizada para um único diodo 797 nm.

Figura 11: Curva de potência vs corrente do diodo com VBG



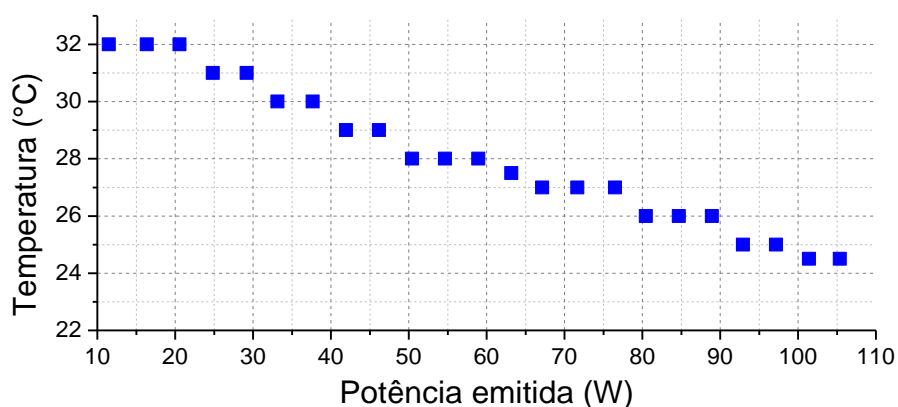
Como o espectro de emissão do diodo é alterado em função da temperatura e da corrente fornecida, um gráfico de corrente *vs* temperatura foi medido para cada diodo a fim de otimizar a potência emitida para cada valor de corrente. Com isto foi possível garantir um bombeamento com máximo aproveitamento em 797 nm. A Figura 12 apresenta espectros de emissão do diodo *stack*, em potência máxima, em duas temperaturas diferentes.

Figura 12: Espectro de emissão do diodo com uma corrente de 142 A com a temperatura de 28 °C (esquerda) e temperatura de 33 °C (direita)



Ao fazer a comparação apresentada na Figura 12 para vários valores de corrente e temperatura, construiu-se um gráfico de temperatura *vs* potência pico emitida que foi utilizado como guia para realizar o controle de temperatura dos diodos, conforme apresentado na Figura 13. Todas as curvas apresentadas aqui foram repetidas para cada um dos diodos 797 nm utilizados.

Figura 13: Gráfico de temperatura (°C) *vs* potência pico emitida (W) do diodo 797 nm com VBG

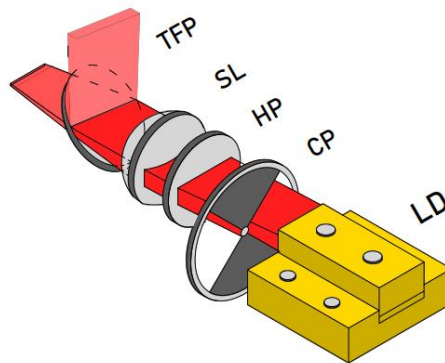


3.2.2 Bombeio em 863 nm

Bombeio de cristais de Nd:YLF no comprimento de 863 nm, apesar do menor coeficiente de absorção quando comparado com bombeio em 800 nm, apresentam vantagens devido à redução do defeito quântico e menor contribuição de calor no cristal.

O laser de bombeio utilizado foi um diodo emitindo em 863 nm (fabricante: DILAS) com largura espectral de 1 nm (FWHM). O diodo foi operado apenas de forma contínua (CW), em uma temperatura de 18 °C, com uma potência máxima CW de 22 W. O apesar de o diodo ser operado de forma contínua, operação de forma quase-continua (QCW) foi obtido com a adição de um *chopper* óptico (CP) logo após o diodo laser, como esquematizado na Figura 14.

Figura 14: Configuração de bombeio em 863 nm

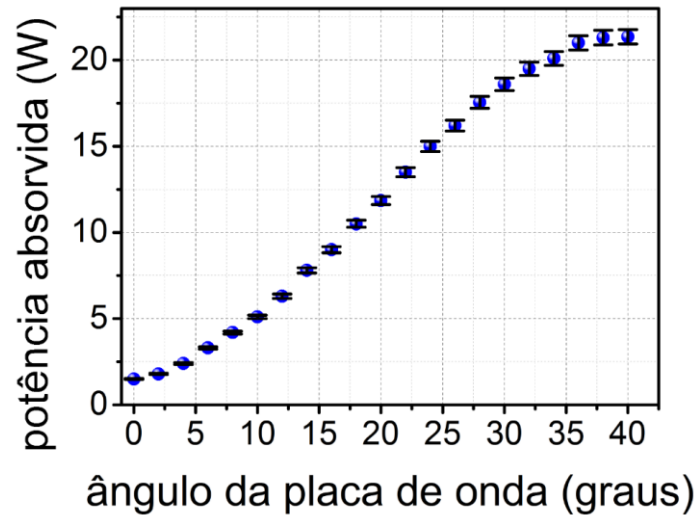


O *chopper* foi operado com 50 rotações por minuto (RPM) e a abertura na roda do *chopper* permitiu a emissão de pulsos com largura de 650 μ s, totalizando um ciclo útil de bombeio de 3,2% no modo QCW.

Para coincidir a emissão polarizada do diodo com o pico de absorção em 863 nm na transição π do Nd:YLF, uma placa de $\lambda/2$ (HP) foi utilizada para rotacionar a polarização da luz de bombeio até ficar paralela com o eixo c do cristal. O feixe de bombeio foi focado na face do cristal por uma lente plano-convexa. Um polarizador de filme fino (TFP), posicionado a 45°, foi utilizado para bloquear toda a polarização paralela ao plano de incidência da luz. Adicionalmente, o conjunto de TFP e HP no sistema de bombeio permite que a potência incidente, na face do meio ativo, possa ser controlada ao alterar o ângulo da HP. Isto permite que potências de bombeio menores sejam alcançadas sem a necessidade de alterar a corrente e a temperatura do laser de bombeio, evitando assim a necessidade de correção do espectro de emissão do diodo pelo controle de

temperatura. A Figura 15 apresenta a curva de calibração que mostra a potência incidente no cristal em função do ângulo da HP.

Figura 15: curva de calibração

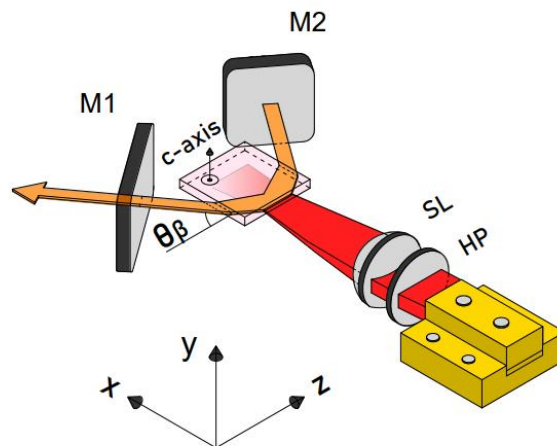


3.3 Ressonadores de passe único

Cavidades de passe único são mais simples, baratas e extremamente eficientes [8-11]. Porém, cavidades de bombeio transversal com um único passe no meio ativo fornecem dificuldades para atingir altas qualidades de feixes [5], necessitando de lentes cilíndricas ou outras formas para conseguir atingir boa qualidade de feixe.

A Figura 16 mostra o esquema inicial dos ressonadores de passe único. Onde M2 e M1 representam o espelho altamente refletor (AR) em 1053 e o acoplador de saída, respectivamente.

Figura 16: Ressonador de passe único com Nd:YLF bombeado em 797 nm.



Os ressonadores foram construídos com uma distância de 30 mm entre o espelho AR e o cristal Nd:YLF e 70 mm entre o acoplador de saída e o cristal. Totalizando um comprimento total de aproximadamente 113 mm, incluindo o comprimento do cristal.

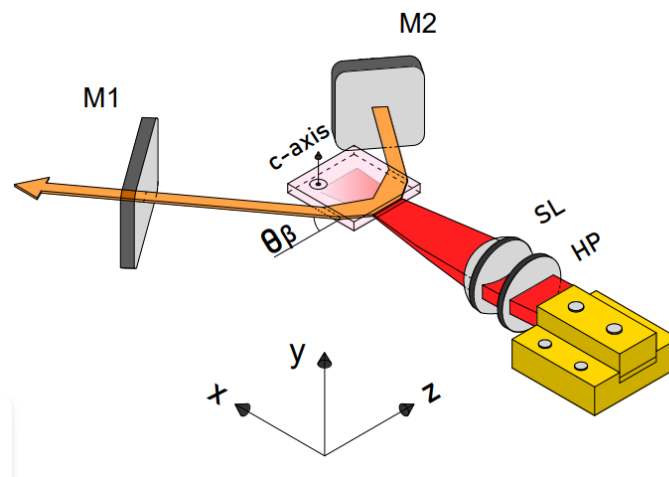
Nesta configuração, utilizou-se o bombeio em 797 nm, com um único diodo de bombeio equipado com VBG. A lente esférica utilizada foi uma biconvexa com uma distância focal de 25 mm. E as dimensões do cristal Nd:YLF utilizado foram de 13x13x3 mm³, com esta configuração de bombeio duas configurações de ressonadores foram construídas com espelhos côncavos AR com raios de curvatura de 150 mm e 10000 mm.

O ressonador com espelho AR de 150 mm de raio de curvatura obteve o melhor resultado um acoplador de saída plano de 20% de transmissão e produziu um feixe laser dentro do meio ativo com dimensões de 946,3 µm x 236,25 µm nas direções horizontal e vertical, respectivamente. Esses valores de tamanho de feixe foram obtidos por meio de simulações realizadas na versão 3.6 do software LASCAD. A vantagem deste espelho é dada pelo tamanho do feixe dentro da cavidade, que permite alcançar alta eficiência devido à falta de perdas por difração nas bordas dos cristais.

Uma forma de aumentar a qualidade do feixe é aumentando o diâmetro do feixe laser dentro do meio ativo, dificultando assim a oscilação de modos de ordens superiores. Para atingir este objetivo a curvatura do espelho AR foi aumentada para 10000 mm gerando feixes de dimensões de 1493,6 µm x 792,65 µm, respectivamente.

A maior desvantagem desta abordagem são as perdas por difração nas bordas dos cristais, que causam uma grande redução dos valores de eficiência dos ressonadores. Com o objetivo de melhorar ainda mais a qualidade do feixe, o espelho de 10000 mm foi mantido e a distância entre o espelho M2 e o cristal Nd:YLF₄ foi aumentada para 20 cm. A Figura 17 apresenta um esquema deste ressonador. Com o aumento da cavidade, o tamanho do feixe no meio ativo cresceu para 1617.5 µm x 1072.2 µm na direção horizontal e vertical, respectivamente.

Figura 17: Cavity de passe único com espelho de 10 m e $l = 20$ cm



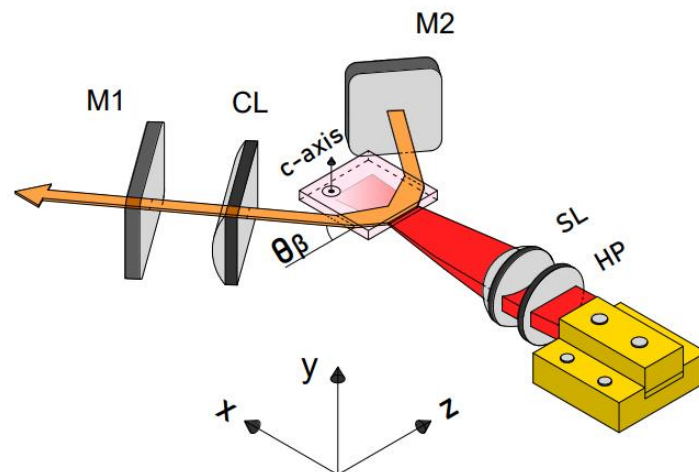
Dois acopladores de saída foram utilizados nesta configuração: um de 15%; e um de 20% de transmissão. Sendo que o melhor resultado, em termos de eficiências, foi obtido com o de 20%. Assim como no ressonador anterior, dois acopladores de saída foram comparados nesta cavidade um de 15% e outro de 20% de transmissão.

3.4 Ressonador de passe único com lentes cilíndricas

Uma forma de manter o aumento na qualidade de feixe e reduzir as perdas por difração é adicionar uma lente cilíndrica dentro da cavidade. Desta forma, o feixe na direção vertical, que dada à geometria do cristal é a direção onde as perdas por difrações ocorrem, é reduzido enquanto o feixe na horizontal continua com o tamanho original.

Inicialmente, uma única lente cilíndrica de foco de 200 mm foi adicionada ao ressonador de passe único de comprimento total de 20 cm e utilizando o espelho curvo AR de 10000 mm. Conforme o esquema da Figura 18.

Figura 18: Ressonador com uma lente cilíndrica



Esta cavidade utilizou a mesma configuração de bombeio dos ressonadores de passe único iniciais, com uma lente biconvexa de foco de 25 mm e um único diodo emitindo em 797 nm.

As simulações realizadas, por meio do software LASCAD, resultaram em um feixe de dimensões $1622,1 \mu\text{m} \times 291,08 \mu\text{m}$ na horizontal e vertical, respectivamente, dentro do cristal. Mostrando que o tamanho do feixe na horizontal permaneceu similar ao do arranjo sem lente cilíndrica, mas na direção vertical notou-se uma redução significativa.

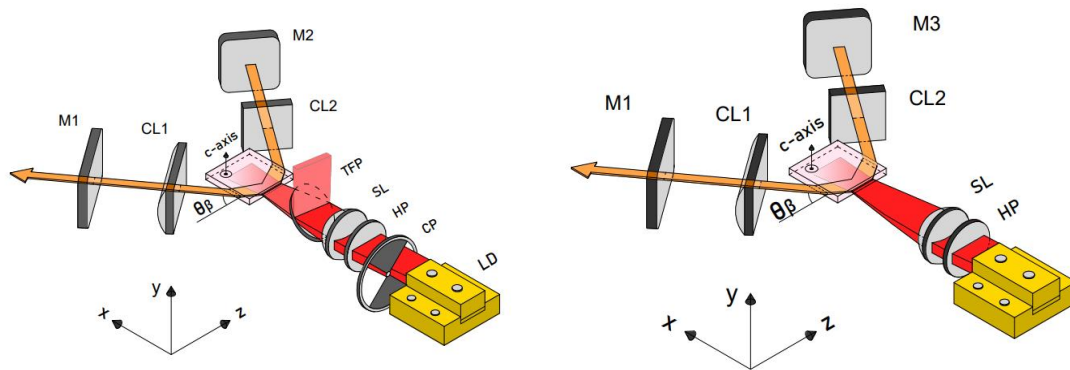
Outras configurações de foco da lente cilíndrica com comprimento total da cavidade foram testadas, porém a configuração que resultou no melhor resultado, em termos de eficiências, foi a descrita acima.

3.4.1 Ressonador simétrico com duas lentes cilíndricas

Com o intuito de melhorar ainda mais qualidade de feixe, o espelho curvo AR foi substituído por um espelho plano em um ressonador simétrico de 343 mm de comprimento. Para reduzir as perdas por difração, duas lentes cilíndricas (CL1 & CL2) com filme antirreflexo para 1053 nm, de foco de 100 mm, foram adicionadas em cada lado do ressonador. Este ressonador produziu um feixe laser com as dimensões de $4,5 \text{ mm} \times 280 \mu\text{m}$ na horizontal e vertical, respectivamente, na face do cristal.

Nesta configuração, foram testadas duas configurações de bombeio: A primeira foi com a configuração de bombeio em 863 nm com um cristal Nd:YLF de $1,5 \times 13 \times 13 \text{ mm}^3$, conforme Figura 19A; E a segunda foi utilizada a configuração de bombeio em 797 nm com um único diodo e um cristal Nd:YLF de $3 \times 13 \times 13 \text{ mm}^3$, conforme Figura 19B.

Figura 19: Ressonador simétrico com duas lentes cilíndricas. A: bombeio em 863 nm (esquerda). B: bombeio em 797 nm (direita)



O cristal mais fino utilizado com o bombeio em 863 nm permite melhor resfriamento do cristal junto com um limite de fratura menor. Isto permitiu que o ressonador operasse tanto em modo CW quanto em modo QCW em potência máxima.

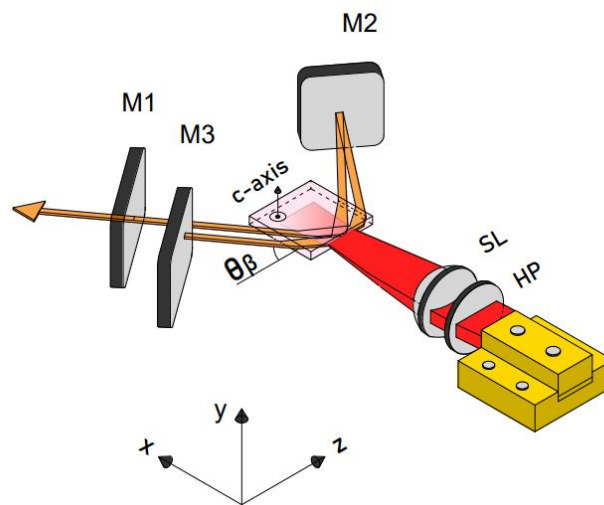
Um cristal de Nd:YLF, de dimensões 13x13x1,5 mm e dopagem de 1 mol%, foi utilizado como meio ativo em uma cavidade simétrica com dois espelhos planos (M1 e M2) e duas lentes cilíndricas (CL1 e CL2). Conforme esquematizado na Figura 22.

3.5 Ressonador de passe duplo

Com o objetivo de manter uma alta eficiência, enquanto operando com uma excelente qualidade de feixe. Uma cavidade com passe duplo no meio ativo foi construída, utilizando o esquema de bombeio em 797 nm com o diodo *stack*. A vantagem desta configuração está na sobreposição dos feixes que dificultam a oscilação de modos de ordens superiores, mantendo assim maior qualidade de feixe.

Para realizar o duplo passo no meio ativo, além do acoplador de saída plano (M1) e espelho AR (M2), um terceiro espelho (M3) é adicionado na configuração. Este espelho, assim como M2, é altamente refletor no comprimento de onda de 1053 nm. A configuração do ressonador pode ser vista no esquema da Figura 20.

Figura 20: Ressonador de passe duplo



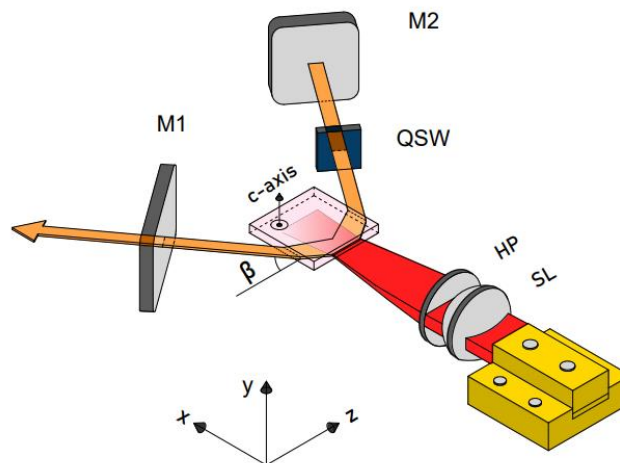
Para realizar o foco da luz de bombeio foi utilizada uma lente esférica com foco de 30 mm.

3.6 Ressonadores de passe único com chaveamento passivo

Como descrito anteriormente, uma das maiores vantagens do chaveamento passivo é a simplicidade na introdução de um absorvedor saturável no ressonador. Um dos maiores desafios se encontra em conciliar uma alta energia de bombeio, em uma cavidade eficiente, com a obtenção de um único pulso chaveado enquanto mantendo uma boa qualidade de feixe. Todos os absorvedores saturáveis utilizados neste trabalho foram os de Cr^{+3} :YAG com diversos valores de transmissões iniciais.

Nas primeiras configurações, o esquema de bombeio em 797 nm com um único diodo foi utilizado em conjunto com um ressonador de passe único curto com espelho AR de 10000 mm de curvatura (M2) e um acoplador de saída plano (M1). Nesta cavidade, foram utilizadas diversas configurações de acopladores de saída e transmissão do absorvedor saturável (QSW). A Figura 21 mostra um esquema do ressonador de chaveamento passivo inicial.

Figura 21: Ressonador de passe único com chaveamento passivo.

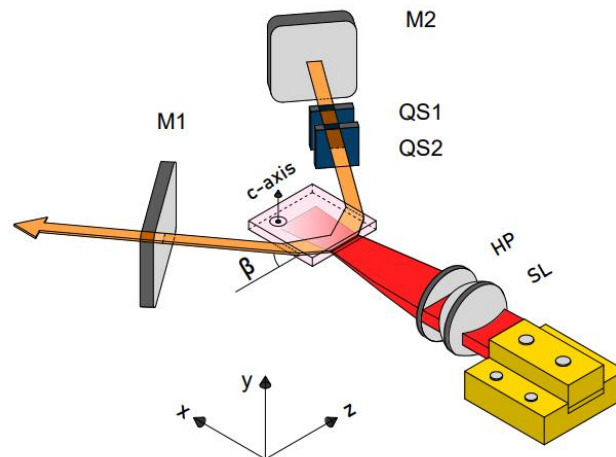


3.6.1 Ressonador chaveado bombeado pelo diodo do tipo *stack*

Com o bombeamento do diodo do tipo *stack*, o ressonador utilizado utilizou dois espelhos planos, um AR em 1053 (M2) e um acoplador de saída (M1). Isto permitiu que o limite de dano dos componentes ópticos ficasse mais distante da intensidade do feixe chaveado. O maior desafio desta configuração se deve ao fato que, por conta da geometria do cristal, a inversão de população era reduzida pelo fenômeno de *self-lasing*. Este fenômeno cria uma emissão laser indesejada nas faces laterais do cristal, devido ao grande nível de inversão de população durante o período de absorção do Cr:YAG. Para reduzir este problema, um material com índice de refração próxima ao do cristal Nd:YLF foi aplicado nas pontas das faces laterais.

Para obter um único pulso chaveado, foram testadas lentes esféricas de foco de 25 mm, 40 mm e 75 mm e absorvedores saturáveis (QSW) com valores de transmissão inicial (T_0) de 50%, 40%, 30%, 20% e 10%. Porém, mesmo com a lente de 75 mm com um absorvedor saturável de 10% de T_0 ainda não foi suficiente para obter um único pulso durante os 350 μ s de bombeio. Para alcançar esse objetivo foi necessário utilizar dois chateadores dentro do ressonador, conforme a Figura 22.

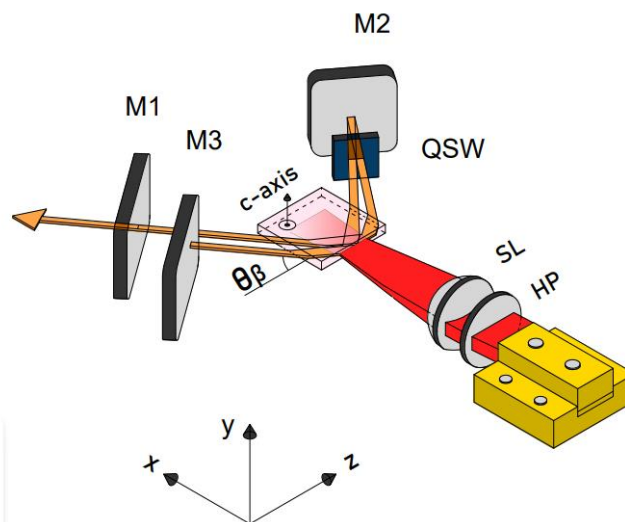
Figura 22: Ressonador bombeado por diodo *stack* com chaveamento passivo



3.7 Ressonador de passe duplo com chaveamento passivo

Similarmente à configuração de passe único, no ressonador DBMC a adição do absorvedor saturável é realizada de forma bem simples, onde o cristal de Cr:YAG foi posicionado entre o espelho M2 e a face do cristal Nd:YLF, conforme ilustrado na Figura 23.

Figura 23: Ressonador de passe duplo com chaveamento passivo



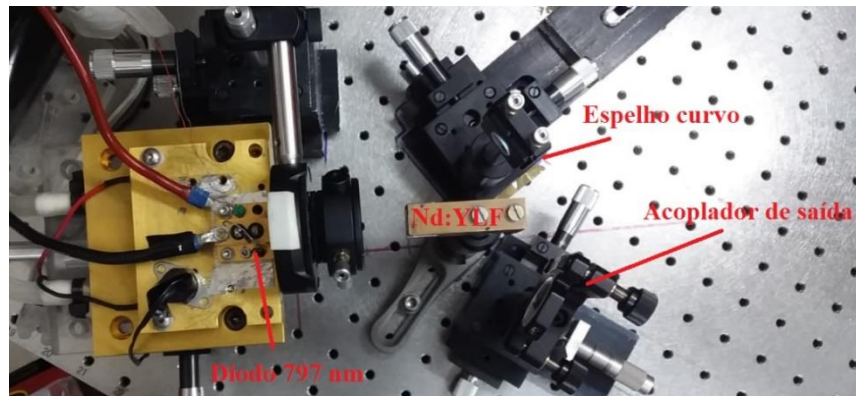
Como esta cavidade é mais eficiente, o absorvedor é saturado de forma mais rápida. Dificultando a obtenção de um único pulso de saída, portanto dois cristais de Cr:YAG foram utilizados nesta cavidade. Maior controle pode ser obtido com o diferente posicionamento do chaveador em relação ao espelho M2, devido à variação de diâmetro do feixe incidente no Cr:YAG por conta do duplo passo.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 Ressonadores de passe único

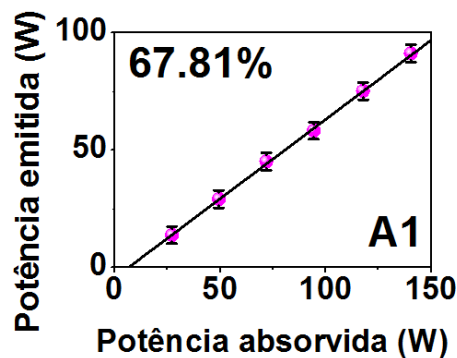
A Figura 24 mostra o ressonador de passe único montado no laboratório de desenvolvimento de lasers do CLA/IPEN.

Figura 24: Foto do ressonador de passe único



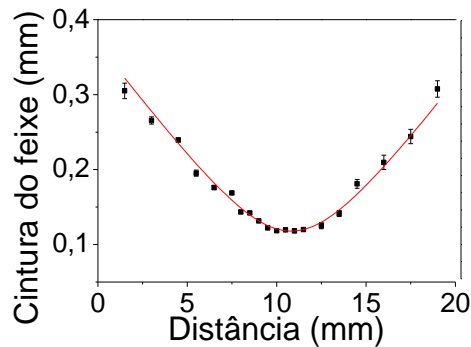
No caso do primeiro ressonador, com espelho curvo AR de 150 mm de raio de curvatura, o uso do acoplador de 10% de transmissão gerou uma eficiência óptica igual a $61,59\% \pm 2,32\%$ e uma eficiência de inclinação de $65,76\% \pm 1,76\%$. Já com o uso do acoplador de 15% de transmissão uma eficiência óptica e eficiência de inclinação de 63,31% e 66,81%, respectivamente, foram obtidas. Porém, o melhor resultado foi obtido com acoplador de saída com 20% de transmissão. Com esta configuração, um valor de $67,81\% \pm 1,04\%$ de eficiência de inclinação e $64,94\% \pm 2,02\%$ de eficiência óptica foram obtidas. A Figura 25 apresenta o gráfico com as curvas de potência emitida vs potência absorvida para a cavidade com espelho de 150 mm de curvatura com o acoplador de saída de 20% de transmissão.

Figura 25: Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade M2=150 mm



Este ressonador operou com uma qualidade de feixe monomodo na direção vertical, M_y^2 de $1,47 \pm 0,14$, e multimodo na direção horizontal, M_x^2 de $13,18 \pm 0,23$. Para a obtenção dos parâmetros do feixe, utilizou-se do método $\frac{1}{e^2}$ e do software origin para realizar o fit dos pontos experimentais coletados com uma câmera CCD. Um fit que gerou o M_x^2 desta cavidade é apresentado na Figura 26.

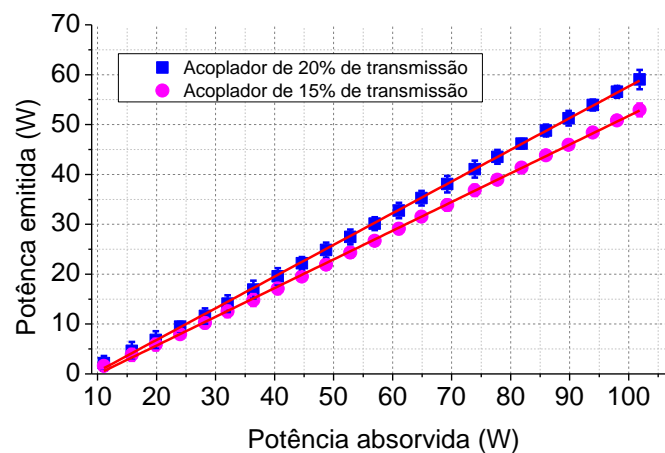
Figura 26: Fit do M_x^2 da cavidade M1=150mm e l=10cm



Apesar da cavidade descrita anteriormente apresentar excelentes valores de eficiências, a qualidade do feixe ainda estava muito longe da operação do modo TEM₀₀. Portanto, o espelho M2 AR foi substituído por um espelho de 10000 mm de raio com o objetivo de aumentar o feixe dentro do meio ativo, dificultando ainda mais a oscilação de modos de ordem superiores.

Dois acopladores de saída foram comparados nesta cavidade, um de 15% e outro de 20% de transmissão. A Figura 27 mostram as curvas de potência emitida vs potência absorvida da cavidade com acopladores de 15% e 20% de transmissão.

Figura 27: Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade M1=10000 mm e l=10cm

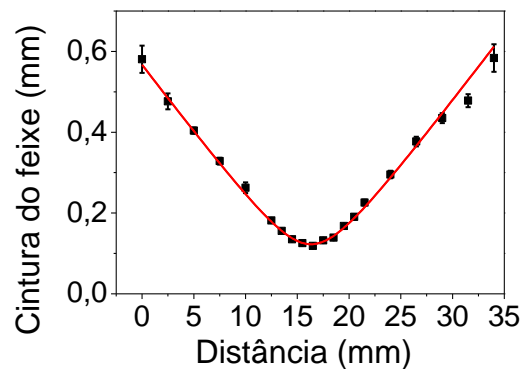


A cavidade com o acoplador de 15% resultou em uma potência máxima de 52,95 W \pm 1,44 W com uma largura de pulso de 307 ± 8 μ s. Uma eficiência óptica de 51,99%

$\pm 2,24\%$ e uma eficiência de inclinação de $57,44\% \pm 1,57\%$ foram alcançadas. Já com o uso de um acoplador de 20% de transmissão as eficiências tiveram um aumento para $57,96\% \pm 1,43\%$ e $63,51\% \pm 0,86\%$ para eficiências ópticas e de inclinação, respectivamente. Com uma duração de pulso de $310 \mu\text{s} \pm 11 \mu\text{s}$, uma potência pico de $59,03 \text{ W} \pm 2,12 \text{ W}$ foi alcançada.

A qualidade do feixe deste ressonador, na direção horizontal, apresentou uma grande melhoria em comparação ao ressonador anterior. Os valores de M^2 foram de $(1,76 \pm 0,11) \times (3,12 \pm 0,23)$ na direção vertical e horizontal, respectivamente. A Figura 28 mostra um fit que gerou o M_x^2 desta cavidade.

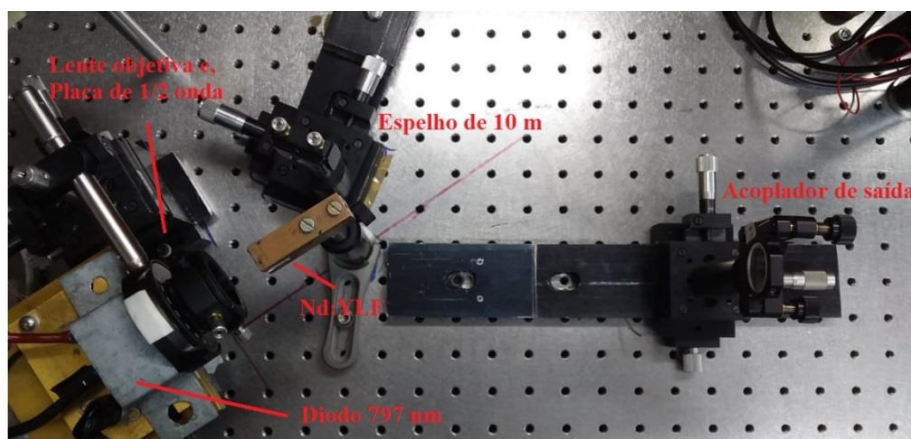
Figura 28: Fit do M_x^2 da cavidade $M1=10000\text{mm}$



Apesar da melhoria da qualidade do feixe gerada pela mudança do espelho $M2$, o aumento do tamanho do feixe gerou perdas por difração ao redor do cristal. Resultando em uma redução dos valores de eficiências produzidas por esta cavidade.

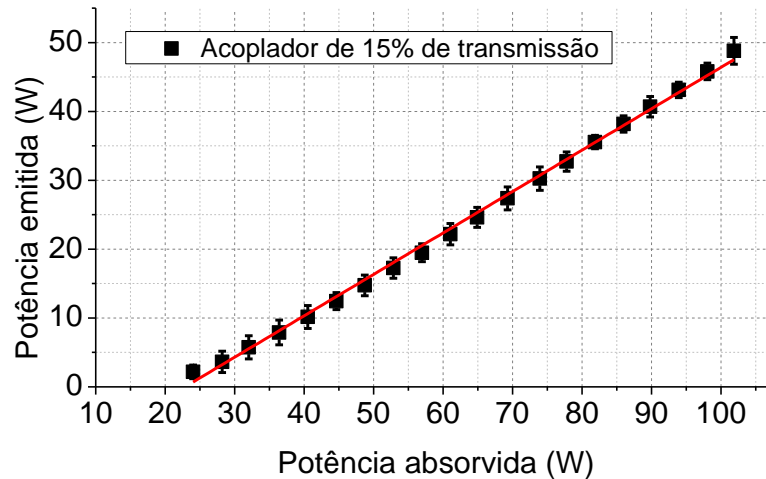
Com o objetivo de melhorar ainda mais a qualidade do feixe, o espelho de 10000 mm foi mantido e a distância entre o espelho $M1$ e o cristal Nd:YLF_4 foi aumentada em 20 cm. A Figura 29 apresenta uma fotografia desta cavidade.

Figura 29: Ressonador de $M1=150 \text{ mm}$ e $l=10 \text{ cm}$



Nesta configuração apenas um acoplador de 15% de transmissão foi utilizado, gerando uma curva de potência emitida vs potência absorvida apresentada na Figura 30.

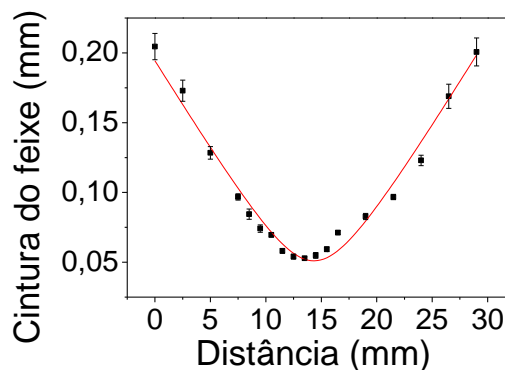
Figura 30: Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade M1=10000 mm e l=30cm



Como era de se esperar, esta cavidade apresentou ainda mais perdas por difração geradas pelo aumento do feixe. Com esta configuração uma potência pico de $48,80 \text{ W} \pm 1,95 \text{ W}$ foi obtida com uma duração de pulso de $303 \mu\text{s} \pm 9 \mu\text{s}$. Os valores de $49,82\% \pm 1,64\%$ e $60,41\% \pm 1,82\%$ foram obtidos para as eficiências ópticas e de inclinação, respectivamente.

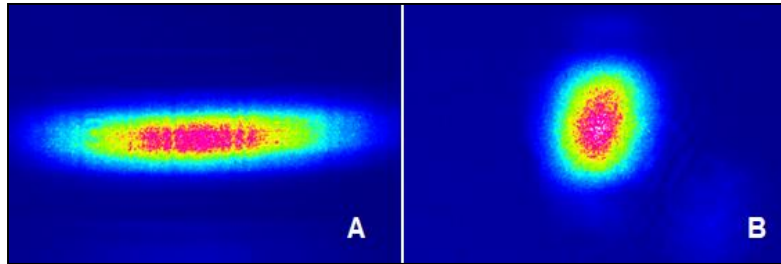
O feixe emitido por este ressonador possui um M^2 de $(1,9 \pm 0,11) \times (1,97 \pm 0,12)$ na direção horizontal e vertical, respectivamente. A Figura 31 mostra um fit que gerou o M_x^2 desta cavidade.

Figura 31: Fit do M_x^2 da cavidade M1=10000mm e l=30cm



A Figura 32 apresenta uma comparação dos perfis dos feixes da cavidade com M2 de 150 mm e comprimento de 10 cm e da cavidade com M2 de 10000 mm e comprimento de 30 cm.

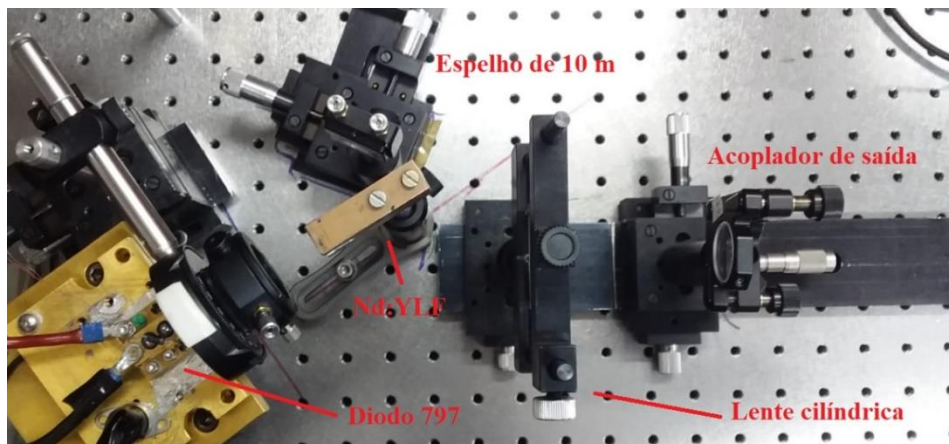
Figura 32: (A) Perfil do feixe produzido pela cavidade $M1=150\text{mm}$ e $l=10\text{cm}$; (B) Perfil do feixe produzido pela cavidade $M1=10000$ e $l=30\text{cm}$



4.2 Ressonadores de passe único com lentes cilíndricas

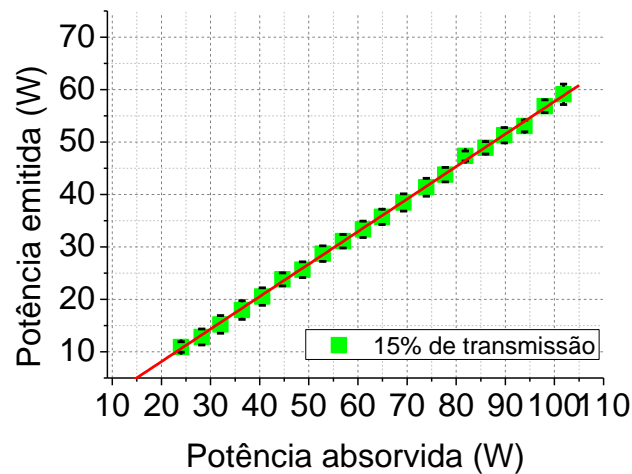
Ao observar as excelentes eficiências apresentadas pela primeira cavidade e a melhoria da qualidade de feixe apresentada nas outras configurações, desenvolveu-se uma cavidade com $M2$ de 10000 mm e comprimento da cavidade de 20 cm, com o objetivo de manter o feixe com uma qualidade próxima de uma operação monomodo, porém com o acréscimo de uma lente cilíndrica entre o cristal Nd:YLF_4 e o acoplador de saída $M1$ de modo a reduzir o tamanho do feixe na direção vertical e, assim, reduzir significativamente as perdas por difração. A Figura 33 apresenta uma fotografia deste ressonador.

Figura 33: Ressonador de $M1=10000$ mm e $l=20$ cm com lente cilíndrica



A Figura 34 apresenta o gráfico de potência absorvida vs potência emitida da cavidade com um acoplador de saída de 15% de transmissão.

Figura 34: Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade $l=20\text{cm}$ com lente cilíndrica

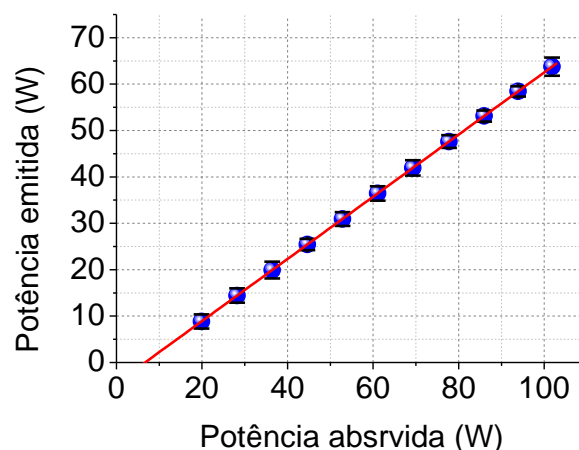


O ressonador gerou $61,58\% \pm 1,08\%$ de eficiência de inclinação e $59,25\% \pm 1,68\%$ de eficiência óptica, mantendo uma boa qualidade de feixe na direção-y. Apesar da largura do feixe na horizontal ter aumentado significativamente, a qualidade de feixe não apresentou uma melhora significativa, o M_x^2 da cavidade permaneceu com um valor superior a 3.

4.2.1 Ressonador simétrico com duas lentes cilíndricas

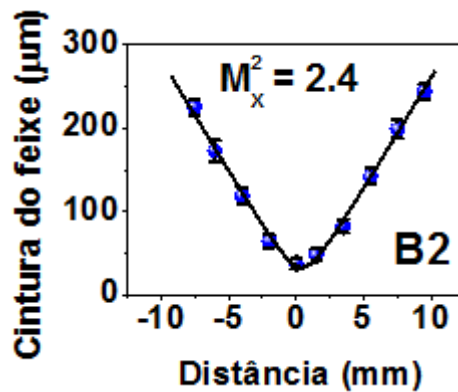
Com bombeamento em 797 nm, esta cavidade alcançou uma eficiência óptica de $62,81\% \pm 2,51\%$ e uma eficiência de inclinação de $66,83\% \pm 0,64\%$. A Figura 35 apresenta a curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade.

Figura 35: Curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade $l=20\text{cm}$ com lente cilíndrica



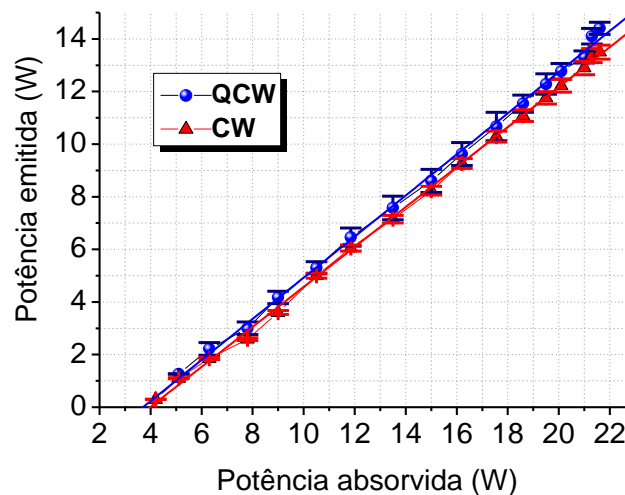
Uma qualidade de feixe monomodo não foi alcançada na direção horizontal. Um M_x^2 de $2,40 \pm 0,16$ e M_y^2 de $1,48 \pm 0,18$ foram alcançados usando esta configuração. Conforme a Figura 36.

Figura 36: Fit da cintura do feixe na direção horizontal



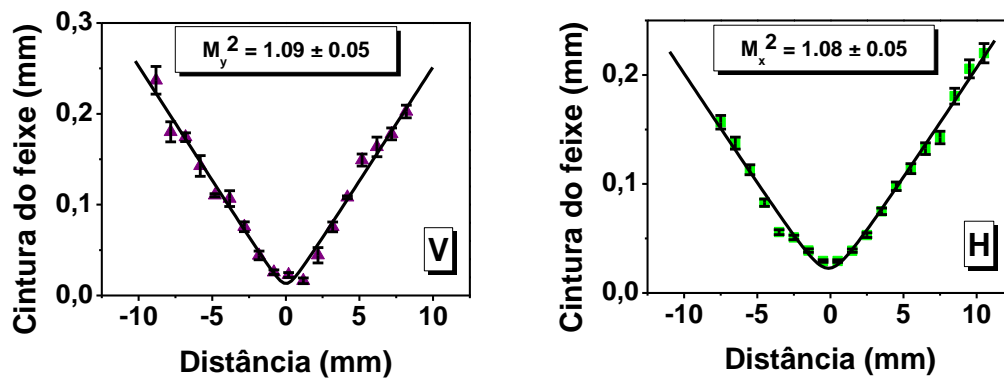
Como a diferença do cristal de 1,5 mm de altura, a configuração com bombeio em 863 nm apresentou eficiências maiores que os reportados na configuração anterior. A Figura 37 apresenta a curva de potência emitida vs potência absorvida da cavidade com o bombeamento em 863 nm CW e QCW.

Figura 37: Curva de potência emitida vs potência absorvida CW e QCW



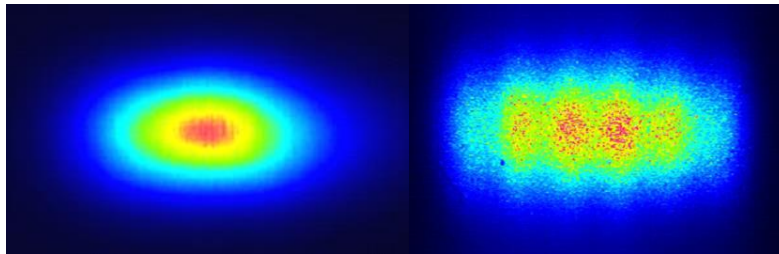
Na operação quase contínua, uma eficiência de inclinação de $78,2\% \pm 0,9\%$ e uma eficiência óptica de $66,7\% \pm 1,6\%$, para uma potência pico absorvida $14,4 \text{ W} \pm 0,3 \text{ W}$, foram obtidas. Já na operação CW, uma eficiência óptica de $63\% \pm 1,8\%$ com $75,7\% \pm 1,2\%$ de eficiência de inclinação foram alcançadas para uma potência pico absorvida de $13,50 \text{ W} \pm 0,27 \text{ W}$.

Na operação QCW o feixe permaneceu monomodo até a potência máxima. Valores de M^2 de $1,09 \pm 0,05$ e $1,08 \pm 0,05$ foram obtidos para vertical e horizontal, respectivamente. A Figura 38 apresenta as regressões realizadas para a obtenção dos valores de M^2 .

Figura 38: Medidas de M^2 - Bombeamento direto

Já na operação CW, o feixe apresentou uma qualidade inferior para potências maiores ($M^2 \approx 11$). A Figura 39 apresenta imagens dos feixes nas operações QCW e CW.

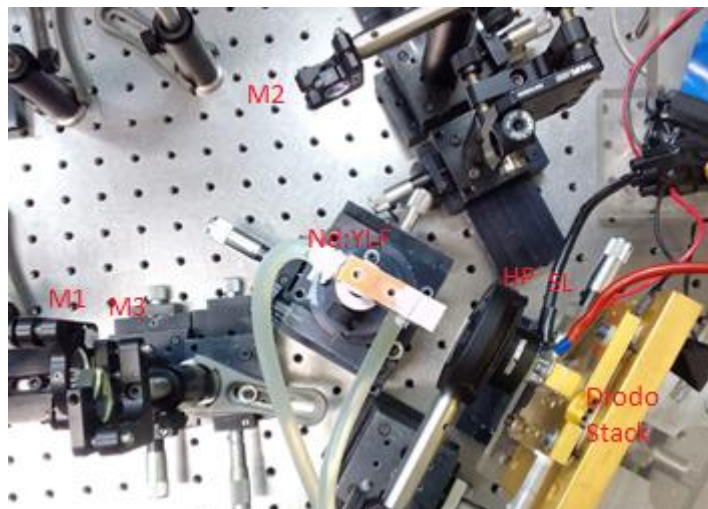
Figura 39: Feixe QCW (esquerda) e feixe CW (direita)



4.3 Ressonadores de passe duplo

A Figura 40 mostra uma fotografia do arranjo de DBMC montado no laboratório de desenvolvimento de lasers do CLA/IPEN.

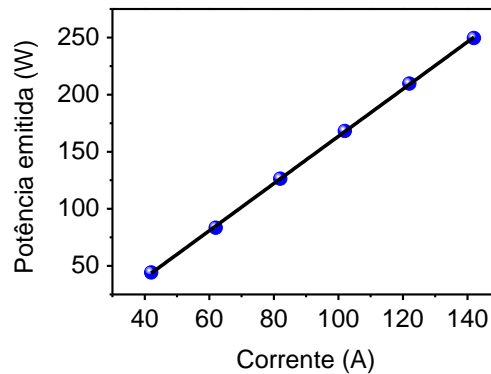
Figura 40: Foto do ressonador de passe duplo



A melhor configuração foi obtida com espelho curvo AR de 3000 mm de raio de curvatura e um acoplador de saída plano com 20% de transmissão. Com esta configuração

uma eficiência óptica de 54% e uma eficiência de inclinação de 58% foram obtidas, conforme apresentado na Figura 41.

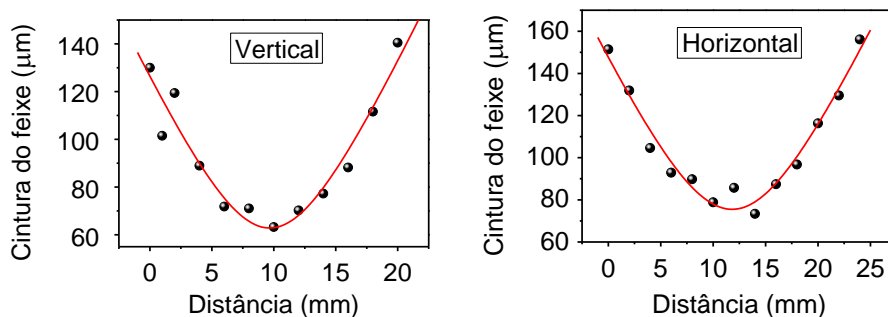
Figura 41: gráfico de corrente vs potência emitida do ressonador de passe duplo



Sem o espelho M3, a cavidade gerou uma eficiência óptica de $63\% \pm 2\%$ com uma eficiência de inclinação de $66\% \pm 1\%$, porém apresentou uma qualidade de feixe multimodo.

A Figura 42 apresenta um ajuste não linear dos pontos experimentais da cintura do feixe emitido por esta cavidade laser.

Figura 42: M2 do ressonador DBMC

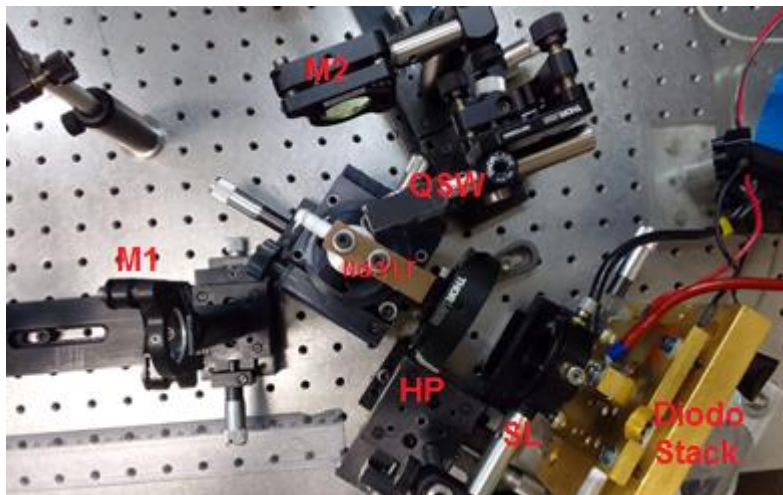


Estes pontos foram medidos utilizando o método do *Knife edge* com o auxílio de 3 micrometros, um osciloscópio e um detector rápido de silício. O M^2 deste laser foi de $(2,13 \pm 0,1) \times (2,42 \pm 0,07)$ na vertical e horizontal, respectivamente.

4.4 Ressonadores de passe único com chaveamento passivo

A Figura 43 mostra uma fotografia do arranjo de chaveamento passivo de um ressonador de passe único montado no laboratório de desenvolvimento de lasers do CLA/IPEN.

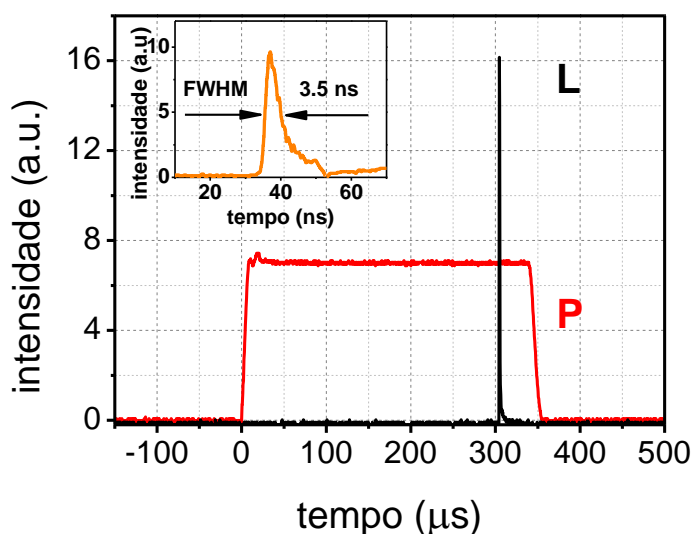
Figura 43: Foto do ressonador de passe único com chaveamento passivo



Este ressonador utilizou um acoplador de saída de 70% de transmissão e um espelho M2 AR plano em uma cavidade de 15 cm de comprimento. O cristal Nd:YLF foi bombeado pelo diodo *stack* com uma potência pico de $1470,6 \text{ W} \pm 28,6 \text{ W}$ e uma largura de pulso de $346,50 \mu\text{s} \pm 0,53 \mu\text{s}$.

Devido à dificuldade de obter a emissão de um único pulso chaveado, por conta da alta potência de bombeio, as configurações iniciais utilizaram um conjunto de dois cristais de Cr:YAG de 10% e 30% de transmissão inicial. Desta forma, um único pulso chaveado (L) foi emitido após $341 \mu\text{s}$ após o início do pulso de bombeio (P) com uma energia de $31,06 \text{ mJ} \pm 0,23 \text{ mJ}$, como apresentado na Figura 44. A imagem inserida mostra uma amplificação do feixe de saída, com uma duração de pulso na ordem de $3,50 \text{ ns} \pm 0,32 \text{ ns}$.

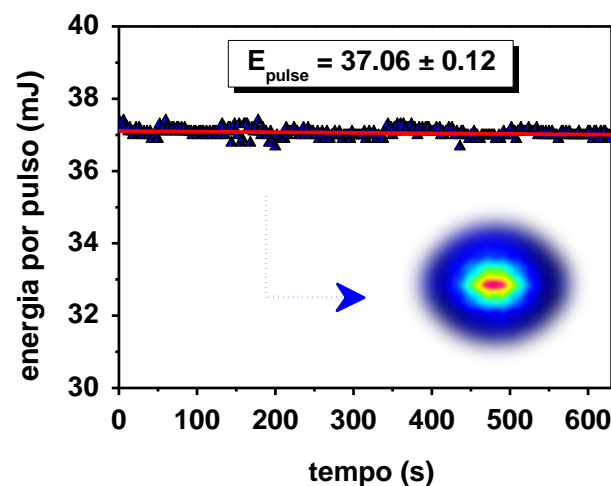
Figura 44: Feixe chaveado ressonador de passe único com 31 mJ e 3 ns



Porém, com o aumento da absorção inicial dos chaveadores, as perdas residuais dos cristais de Cr:YAG são aumentadas. Como forma de reduzir as perdas residuais, que ocorrem com a saturação dos absorvedores, montamos um novo ressonador com um único chaveador de 10% de transmissão e com uma lente esférica de bombeio com foco de 75 mm. Reduzimos também o comprimento da cavidade para 63 mm, para obter pulsos ainda mais curtos. A obtenção de um único pulso chaveado ocorreu devido o afastamento da lente SL de bombeio até ficar aproximadamente 5 mm fora do foco, com isso obtemos um feixe de bombeio com um tamanho de 10,12 mm x 0,31 mm na horizontal e vertical, respectivamente.

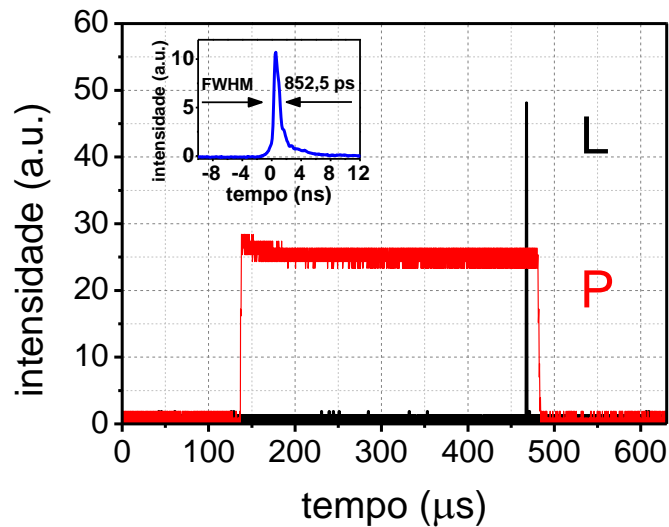
Desta forma, obtemos um único pulso chaveado com $37,06 \text{ mJ} \pm 0,12 \text{ mJ}$, com uma largura de pulso medida de $852,52 \text{ ps} \pm 22,02 \text{ ps}$, que permaneceu constante e com baixas flutuações conforme diagrama de estabilidade da Figura 45.

Figura 45: Estabilidade da energia de pulso com 37 mJ



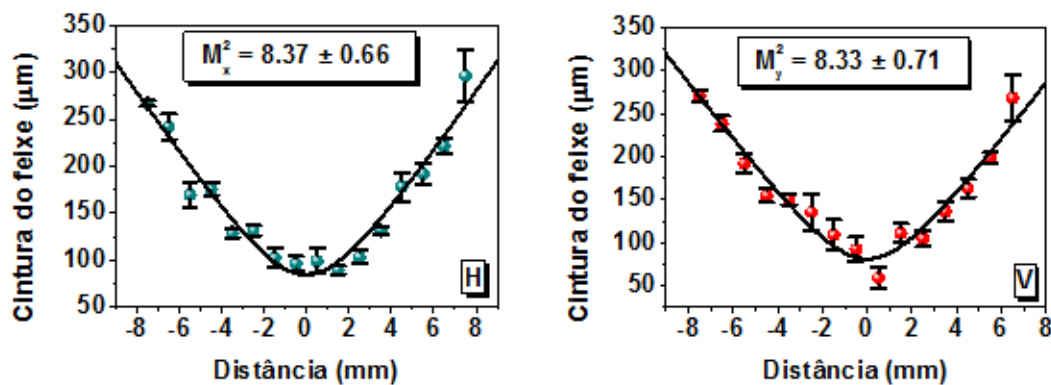
Cada ponto de medição do diagrama de estabilidade corresponde à média de dez pulsos tomados a cada dois segundos ao longo dos dez minutos de operação do laser. Levando em consideração os tempos de subida do osciloscópio e do detector, uma largura de pulso calculada de $794,35 \text{ ps} \pm 23,70 \text{ ps}$ é determinada, resultando na potência de pico de $46,65 \text{ MW} \pm 1,40 \text{ MW}$ [34, 35]. A Figura 46 mostra os traços do osciloscópio do pulso de bombeio (P) e pulso de laser chaveado (L) em unidades arbitrárias (a.u.). A imagem insedira mostra um traço do osciloscópio do único pulso de largura de 852 ps em unidades arbitrárias (a.u.).

Figura 46: Pulso chaveado com 852,5 ps e energia de 37 mJ e 852,5 ps



Em relação à qualidade do feixe, o pulso laser operou com um valor de M^2 de $8,37 \pm 0,66$ e $8,33 \pm 0,71$ nas direções vertical e horizontal, respectivamente, conforme apresentado na Figura 47.

Figura 47: Fit da cintura do feixe para laser com pulso de 37 mJ. H: M^2 horizontal. V: M^2 vertical.



Os valores de M^2 foram obtidos com um ajuste não linear dos dados coletados empregando a técnica de *knife edge* [31]. Os valores de M^2 medidos se saem bem quando comparados a outros lasers Q-switched de bombeamento lateral, como o M^2 de 9 alcançado pelo laser Nd:YAG passivamente Q-switched Cr:YAG com 53 mJ de energia de pulso [35] ou o M^2 de 8 alcançado pelo laser Nd:YLF ativamente chaveado que produziu uma energia de 160 mJ por pulso [36].

A duração do pulso abaixo de nanossegundos foi consequência de uma cavidade compacta e simples, uma vantagem dos absorvedores saturáveis em comparação com seus equivalentes ativos. Em 2019, uma configuração semelhante empregando os mesmos

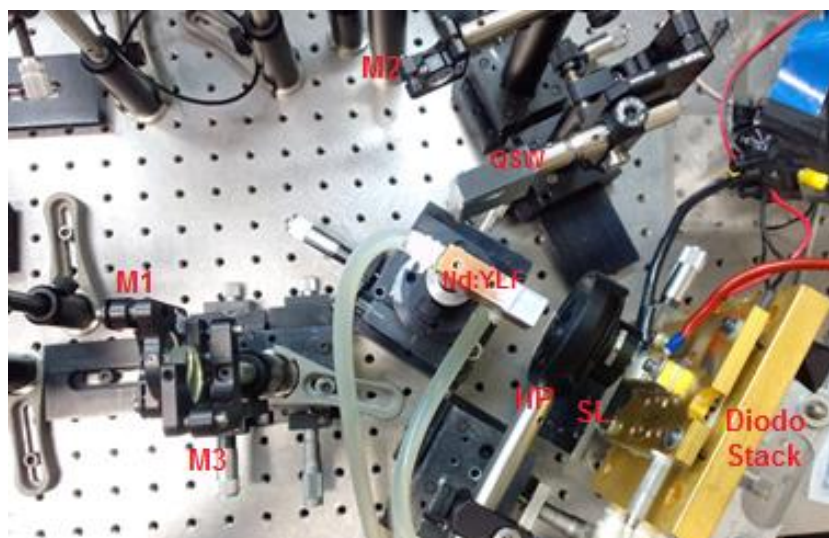
crístais alcançou um pulso único de 750 ps. Porém os autores alcançaram uma energia de apenas 2,3 mJ, resultando em uma potência de pico de 3 MW [37].

Com relação aos lasers de *microchip* mais compactos, capazes de atingir larguras de pulso mais baixas [34], nosso projeto gera uma relação pulso-energia mais alta, permitindo atingir maiores potências de pico. Os lasers de femtossegundos podem facilmente atingir potências pico mais altas, devido às suas larguras de pulso extremamente curtas, embora sejam bastante limitados em relação à energia de pulso quando comparados a este trabalho, são muito mais volumosos e exigem custos de investimento muito mais altos [35].

4.5 Ressonadores de passe duplo com chaveamento passivo

A Figura 48 mostra uma fotografia do arranjo de chaveamento passivo de um ressonador de passe duplo (DBMC) montado no laboratório de desenvolvimento de lasers do CLA/IPEN.

Figura 48: Foto dos Ressonadores de passe duplo com chaveamento passivo



Este ressonador utilizou um acoplador de saída de 70% de transmissão, um espelho AR de 3000 mm de raio de curvatura e um espelho AR plano para realizar o duplo passo no meio ativo. O Cr:YAG utilizado apresentou transmissão inicial de 10%, e resultou em um único pulso laser com 24 mJ.

Com o duplo passo realizado com o espelho curvo AR, obtemos dois passes do feixe laser no Cr:YAG. Isto causa um efeito similar ao usar dois chaveadores em um

ressonador de passe único. Por conta disto, acreditamos que o resultado de 24 mJ foi um valor limitado pelas perdas residuais da alta absorção inicial do Cr:YAG de 10% de transmissão. Desta forma, faz-se necessário realizar mais estudos com diferentes configurações de absorvedores com a configuração DBMC.

5 CONCLUSÃO

Para concluir, mostrou-se que o cristal Nd:YLF pode ser utilizado em ressonadores e configurações simples para obter excelentes valores de eficiência. Com algumas alterações nos ressonadores é possível melhorar significativamente a qualidade do feixe laser. Reportou-se, pela primeira vez, o bombeio de um cristal de Nd:YLF no comprimento de onda de 863 nm obtendo um valor excelente de eficiência de 76% enquanto operando com um feixe limitado pela difração. Neste trabalho, foram obtidos os melhores valores de eficiências ópticas e de inclinação para o cristal Nd:YLF, tanto para um bombeio em 797 nm como em 863 nm enquanto mantendo uma ótima qualidade de feixe.

Em relação aos ressonadores com chaveamento passivo, mostrou-se que o cristal Nd:YLF suporta receber o bombeio de um diodo QCW, com 350 μ s de duração de pulso, com uma potência pico de 1800 W. Na configuração de passe único, obteve-se o maior valor de energia por pulso para este meio ativo, e apenas o segundo maior valor de energia por pulso entre todos os cristais de neodímio bombeados transversalmente e chaveados passivamente por um cristal Cr:YAG. Com a cavidade de passe duplo, verificou-se uma melhora significativa na qualidade do feixe, enquanto mantendo as altas eficiências e energias por pulso dos ressonadores de passe único.

Com base na literatura e nos resultados obtidos com o ressonador de passe único com chaveamento passivo, é possível alcançar ainda mais energia por pulso com uma melhor otimização da configuração DBMC com um chaveador de Cr:YAG. Adicionalmente, pode-se utilizar o bombeio em 863 nm em uma cavidade DBMC de duplo passo, para obter mais eficiência.

Um ressonador Nd:YLF/Cr:YAG passivamente chaveado, bombeado lateralmente em 797 nm por um diodo do tipo *stack*, alcançou um pulso único de 37 mJ com uma duração de pulso real de 794 ps, resultando em 46,65 MW de potência de pico, que é a mais alta relatada para um único oscilador neodímio com chaveamento passivo. A qualidade do feixe laser apresentou um M^2 de 8,37 na horizontal e 8,33 na vertical. O pequeno tamanho do ressonador, a alta energia de pulso e curta largura de pulso tornam essa cavidade um excelente candidato para uma ampla gama de aplicações, como em drones para medições de poluição e em *rovers* para exploração espacial e aplicações em sistemas LIDAR.

Como perspectiva de aplicação adicional para o laser chaveado apresentado neste trabalho, propõe-se a geração de segundo harmônico com a utilização de um cristal não linear para gerar emissão do laser em 532 nm. Este comprimento de onda aumenta ainda mais as possibilidades de aplicações para o laser chaveado, como por exemplo, em espectroscopia.

6 PRODUÇÃO BIBLIOGRÁFICA

6.1 Trabalhos publicados em periódicos

VIEIRA, Tércio de Almeida; PRADO, Felipe Maia; WETTER, Niklaus Ursus. Nd: YLF laser at 1053 nm diode side pumped at 863 nm with a near quantum-defect slope efficiency. **Optics & Laser Technology**, v. 149, p. 107818, 2022.

6.2 Trabalhos completos publicados em anais de congressos

PRADO, Felipe Maia; WETTER, Niklaus Ursus. Record Optical Efficiency for a Diode-Side-Pumped Nd: YLiF₄ Laser Operating at 1053 nm. In: **2021 SBFoton International Optics and Photonics Conference (SBFoton IOPC)**. IEEE, 2021. p. 1-3.

VIEIRA, Tércio de Almeida; PRADO, Felipe Maia; WETTER, Niklaus Ursus. Near Quantum Limited Slope Efficiency Nd: YLF₄ Laser. In: **Advanced Solid State Lasers**. Optical Society of America, 2021. p. AW3A. 6.

PRADO, Felipe Maia; WETTER, Niklaus Ursus. Nd: YLF laser pumped at 797 nm with 68% slope efficiency. In: **Solid State Lasers XXXI: Technology and Devices**. SPIE, 2022. p. 28-32.

6.3 Trabalhos submetidos ou aceitos

Congresso: Latin America Optics and Photonics Conference (LAOP) 2022

Título: 68% Slope Efficiency Nd:YLF Laser with 91 W of Peak Power

Autores: Felipe Maia Prado; Tércio de Almeida Vieira; Niklaus Ursus Wetter

Aceito em: 3 de junho de 2022

Apresentado em: 12 de agosto de 2022

Periódico: Optics and Laser Technology

Título: Sub-nanosecond, 37mJ pulse energy, passively Q-switched Nd:YLF Laser

Autores: Felipe Maia Prado; Tomás Junqueira Franco; Niklaus Ursus Wetter

Submetido em: 22 de agosto de 2022

Periódico: Applied Optics

Título: High power Nd:YLF four-level lasers with 68% slope efficiency

Autores: Felipe Maia Prado; Tomás Junqueira Franco; Tércio de Almeida Vieira; Niklaus Ursus Wetter

Submetido em: 28 de setembro de 2022

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] DRAXLER, Roland et al. World Meteorological Organization's model simulations of the radionuclide dispersion and deposition from the Fukushima Daiichi nuclear power plant accident. *Journal of environmental radioactivity*, v. 139, p. 172-184, 2015.
- [2] RUCHITH, R. D.; RAJ, P. Ernest. Features of nocturnal low level jet (NLLJ) observed over a tropical Indian station using high resolution Doppler wind lidar. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 123, p. 113-123, 2015.
- [3] BEU, Cássia Maria Leme. Estudo do jato de baixos níveis em Iperó com a técnica lidar Doppler. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo. 2019.
- [4] WETTER, Niklaus U.; DEANA, Alessandro M. Influence of pump bandwidth on the efficiency of side-pumped, double-beam mode-controlled lasers: establishing a new record for Nd: YLiF 4 lasers using VBG. *Optics Express*, v. 23, n. 7, p. 9379-9387, 2015.
- [5] LÜ, Yan-Fei et al. Efficient 1047 nm CW laser emission of Nd: YLF under direct pumping into the emitting level. *Optics communications*, v. 283, n. 9, p. 1877-1879, 2010.
- [6] DEANA, A. M. et al. Compact, diode-side-pumped and Q-switched Nd: YLiF4 laser cavity operating at 1053 nm with diffraction limited beam quality. *Applied Physics B*, v. 106, n. 4, p. 877-880, 2012.
- [7] KOECHNER, W.; BASS, M. *Solid-State Lasers: A Graduate Text*, 314 Springer Verlag. New York, 2003.
- [8] CAMARGO, F. A.; WETTER, N. U. Compact, diode side-pumped Nd: YVO4 cw laser with 74% slope efficiency and 22 W output power. In: *Advanced Solid-State Photonics*. Optica Publishing Group, 2006. p. WB11.
- [9] WETTER, Niklaus Ursus et al. Efficient and compact diode-side-pumped Nd: YLF laser operating at 1053 nm with high beam quality. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, v. 10, n. 10, p. 104013, 2008.
- [10] WETTER, N. U.; CAMARGO, F. A.; SOUSA, E. C. Mode-controlling in a 7.5 cm long, transversally pumped, high power Nd: YVO4 laser. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, v. 10, n. 10, p. 104012, 2008.
- [11] BERECZKI, Allan. Ressonadores dinamicamente estáveis de com meio ativo birrefringente de Nd: YAG. 2021. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear - Materiais) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2021.

- [12] WETTER, Niklaus Ursus et al. Compact, diode-side-pumped Nd³⁺: YLiF₄ laser at 1053 nm with 45% efficiency and diffraction-limited quality by mode controlling. *Optics letters*, v. 34, n. 3, p. 292-294, 2009.
- [13] DEANA, Alessandro M.; LOPEZ, Marcio APA; WETTER, Niklaus U. Diode-side-pumped Nd: YLF laser emitting at 1313 nm based on DBMC technology. *Optics Letters*, v. 38, n. 20, p. 4088-4091, 2013.
- [14] WETTER, Niklaus Ursus et al. Q-switching of a mode-controlled, diode-side-pumped Nd³⁺: YLiF₄ laser at 1053 nm with high efficiency and diffraction limited beam quality. In: *Advanced Solid-State Photonics*. Optica Publishing Group, 2011. p. ATuB22.
- [15] CAMARGO, F. A.; WETTER, N. U. High power, good beam quality Nd: YVO₄ laser using a resonator with high extinction ratio for higher-order mode thresholds. In: *AIP Conference Proceedings*. American Institute of Physics, 2008. p. 420-425.
- [16] DEANA, A. M. et al. Compact, diode-side-pumped and Q-switched Nd: YLiF₄ laser cavity operating at 1053 nm with diffraction limited beam quality. *Applied Physics B*, v. 106, n. 4, p. 877-880, 2012.
- [17] FERREIRA, Merilyn S.; WETTER, Niklaus U. Diode-side-pumped, intracavity Nd: YLF/KGW/LBO Raman laser at 573 nm for retinal photocoagulation. *Optics Letters*, v. 46, n. 3, p. 508-511, 2021.
- [18] FERREIRA, Merilyn Santos. Laser Raman intracavidade bombeado lateralmente emitindo na região do amarelo. 2019. Tese (Doutorado em Tecnologia Nuclear - Materiais) - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2019.
- [19] NEUMANN, J. et al. Energy scaling of passively Q-switched lasers In the Mj-range. In: *International Conference on Space Optics—ICSO 2014*. SPIE, 2017. p. 1446-1448.
- [20] SIEGMAN, Anthony E. How to (maybe) measure laser beam quality. In: *Diode Pumped Solid State Lasers: Applications and Issues*. Optical Society of America, 1998. p. MQ1.
- [21] SMILLIE, Marc W. et al. High single-pulse energy, passively Q-switched Nd: YAG laser for defence applications. In: *Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices*. SPIE, 2014. p. 165-173.
- [22] KUBODERA, Ken'ichi; OTSUKA, Kenju. Single-transverse-mode LiNdP₄O₁₂ slab waveguide laser. *Journal of Applied Physics*, v. 50, n. 2, p. 653-659, 1979.
- [23] JABCZYŃSKI, Jan K. et al. Side-pumped neodymium slab lasers Q-switched by V: YAG on 1.3 μm. In: *Solid State Lasers XV: Technology and Devices*. SPIE, 2006. p. 444-451.

- [24] DE ALMEIDA VIEIRA, Tércio; PRADO, Felipe Maia; WETTER, Niklaus Ursus. Nd: YLF laser at 1053 nm diode side pumped at 863 nm with a near quantum-defect slope efficiency. **Optics & Laser Technology**, v. 149, p. 107818, 2022..
- [25] PRADO, Felipe Maia; WETTER, Niklaus Ursus. Record Optical Efficiency for a Diode-Side-Pumped Nd: YLiF 4 Laser Operating at 1053 nm. In: 2021 SBFoton International Optics and Photonics Conference (SBFoton IOPC). IEEE, 2021. p. 1-3.
- [26] KORES, Cristine C. et al. Diode-side-pumped, continuous-wave Nd: YVO4 self-Raman laser at 1176nm based on DBMC technology. In: The European Conference on Lasers and Electro-Optics. Optica Publishing Group, 2015. p. CA_1_2.
- [27] DEGNAN, John J. Theory of the optimally coupled Q-switched laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 25, n. 2, p. 214-220, 1989.
- [28] YU-YE, Wang et al. Numerical modelling of QCW-pumped passively Q-switched Nd: YAG lasers with Cr⁴⁺: YAG as saturable absorber. *Chinese Physics Letters*, v. 25, n. 8, p. 2880, 2008.
- [29] POLLNAU, Markus et al. Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd: YLF and Nd: YAG. *Physical Review B*, v. 58, n. 24, p. 16076, 1998.
- [30] POLLNAU, Markus et al. Upconversion, lifetime quenching, and ground-state bleaching in Nd³⁺: LiYF₄. *Optics communications*, v. 147, n. 1-3, p. 203-211, 1998.
- [31] BERNHARDI, E. H. et al. Estimation of thermal fracture limits in quasi-continuous-wave end-pumped lasers through a time-dependent analytical model. *Optics Express*, v. 16, n. 15, p. 11115-11123, 2008.
- [32] BRONS, Jonathan. High-Power Femtosecond Laser-Oscillators for Application in High-Field Physics. 2017. Tese de Doutorado. Ludwig Maximilians Universität München.
- [33] SIEGMAN, Anthony E. *Lasers*. University science books, 1986.
- [34] CUDNEY, R. S.; MINOR, C. E. Sub-nanosecond, megawatt compact diode-pumped Nd: YLF laser. *Revista mexicana de física*, v. 64, n. 5, p. 512-518, 2018.
- [35] K. Lee, H.C. Lee, J.Y. Cho, J.C. Lee, J. Yi, Passively Q-switched, high peak power Nd:YAG laser pumped by QCW diode laser, *Opt. Laser Technol.* 44 (2012) 2053–2057.
- [36] YANG, Qi et al. 160mJ and 9ns electro-optics Q-switched conductively cooled 1047nm Nd: YLF laser. In: XX International Symposium on High-Power Laser Systems and Applications 2014. SPIE, 2015. p. 64-73.

- [37] LIM, Hwan Hong; TAIRA, Takunori. 37 MW peak power unstable resonator microchip laser. In: *Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America, 2021. p. JTU1A. 21.

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
Diretoria de Pesquisa, Desenvolvimento e Ensino
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 – Cidade Universitária CEP: 05508-000
Fone/Fax(0XX11) 3133-8908
SÃO PAULO – São Paulo – Brasil
<http://www.ipen.br>

**O IPEN é uma Autarquia vinculada à Secretaria de Desenvolvimento,
associada
à Universidade de São Paulo e gerida técnica e administrativamente pela
Comissão Nacional de Energia Nuclear, órgão do
Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e Comunicações.**